

**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ АЗЕРБАЙДЖАНСКОЙ  
РЕСПУБЛИКИ  
БАКИНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ**

*На правах рукописи*

**УДК 621.382.323**

**МАМЕДОВ РАСИМ КАРА ОГЛЫ**

**ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА РЕАЛЬНЫХ КОНТАКТОВ  
МЕТАЛЛ – ПОЛУПРОВОДНИК**

*Специальность: 01.04.10 – Физика полупроводников*

**А В Т О Р Е Ф Е Р А Т**

**диссертации на соискание ученой степени  
доктора физико – математических наук**

**БАКУ - 2004**

**Работа выполнена в Физическом факультете  
Бакинского Государственного Университета**

**Научный консультант:** Доктор физико-математических наук, проф. АСКЕРОВ Ш.Г.

**Официальные оппоненты:-** Чл. корр. НАН Азербайджана, доктор физико-математических наук, проф. ТАГИРОВ В.И.

-Доктор физико-математических наук, проф. МЕХДИЕВ Н.М.

- Доктор физико-математических наук ТАГИЕВ О.Б

**Ведущая организация:** Институт Радиационных Проблем НАН Азербайджана

Защита состоится “\_22\_” \_\_\_\_\_ мая \_\_\_\_\_ 2004 г. в 12<sup>00</sup> часов на заседании разового Диссертационного Совета В/D 02.012 по присуждению ученой степени доктора физико – математических наук при Бакинском Государственном Университете

Адрес:Az1073/1, Баку, ул. З.Халилова 23, гл. корпус, ауд. №435

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке Бакинского Государственного Университета.

Автореферат разослан “\_20\_” \_\_\_\_\_ апреля \_\_\_\_\_ 2004 г.

Ученый секретарь  
Диссертационного Совета

проф. КУЛИ-ЗАДЕ Д.М.

**Актуальность темы.** Контакт металл-полупроводник (КМП), обладающий как омическим, так и выпрямляющим свойством, является основным многофункциональным физическим элементом полупроводниковой электроники. Без преувеличения можно сказать, что в настоящее время трудно найти современные электронные устройства, в которых не применялись бы КМП приборы или в качестве дискретных полупроводниковых приборов, или же составных элементов интегральных схем.

К простым полупроводниковым приборам, изготовленным на основе выпрямляющих КМП, т.е. диодов Шоттки (ДШ), относятся: выпрямительный, детекторный и смесительный диоды; стабилитрон; импульсный, переключающий, умножительный и параметрический диоды; элементы памяти; генераторный, лавинно-пролетные диоды; фотосопротивление; фотодиод; фотоемкость; фотокатод, стимулированный полем; датчики температуры и давления; счетчик ядерных частиц; холодный катод; солнечные элементы. Сложными полупроводниковыми приборами с выпрямляющим КМП являются: полевой транзистор с ДШ; поверхностно-барьерный транзистор; биполярный транзистор с шунтирующим диодом Шоттки; биполярный транзистор с коллектором с диодом Шоттки; МДП транзистор с истоком и стоком с ДШ; инжекционно-пролетный диод с БШ; транзистор с металлической базой и МП структурами; ПЗС с БШ; диод Ганна с БШ; усилитель бегущей волны с БШ; комбинированный прибор лампа-диод Шоттки; фототранзистор; полевой фототранзистор с БШ; электрооптический модулятор; тиристор; акустоэлектрические приборы с БШ; быстродействующие переключатели с БШ; датчик температуры на основе МП структуры и элемента Пельте.

Широкое применение КМП приборов в радиоэлектронике, информатике, вычислительной технике и других областях современной электронной техники обусловлено их многочисленными преимуществами над р-п переходами: большим быстродействием, которое достигает  $10^{11}$ - $10^{12}$  Гц; универсальностью и многофункциональностью; простотой технологии и ее совместимостью с технологией интегральных схем; малыми размерами действующей активной области; малой энергопотребляемостью; большим теплоотводом, дешевизной и т.д.

Основным недостатком КМП приборов является их большая чувствительность к воздействиям конструктивно-технологических и климатических факторов. Несмотря на то, что это ограничивает широкое применение КМП приборов, в тоже время это позволяет разработать наиболее оптимальные конструктивно-технологические способы для изготовления более высококачественных КМП приборов. Поскольку из-за существования серьезных разногласий между экспериментальными результатами реальных и теоретическими результатами идеализированных КМП, изготовление контактов с необходимыми электрофизическими параметрами связано с большими трудностями. Часто наблюдается отклонение вольтамперных, вольтемкостных, фотоэлектрических, термоэлектрических и других

характеристик реальных ДШ от теоретических характеристик идеальных контактов.

В результате большого количества экспериментальных исследований электрофизических свойств КМП было твердо установлено, что образование потенциального барьера в реальных КМП происходит на основе физической модели Шоттки, базированной на разности работ выхода контактирующих металла и полупроводника. А токопрохождение в реальных выпрямляющих КМП хорошо описывается теорией термоэлектронной эмиссии. Принципиальное разногласие между результатами теоретических и экспериментальных исследований электрофизических свойств КМП возникает, в первую очередь, потому, что физическая модель Шоттки и теория термоэлектронной эмиссии токопрохождения разработаны для идеального КМП, имеющего одинаковую высоту потенциального барьера вдоль неограниченной контактной поверхности, тогда как реальный КМП имеет разную высоту потенциального барьера вдоль контактной поверхности, ограниченной свободными поверхностями контактирующих материалов.

Были сделаны многочисленные попытки интерпретировать разногласие между результатами теоретических и экспериментальных исследований электрофизических свойств КМП на основе физической модели неоднородного КМП, согласно которой реальный КМП представляется как совокупность параллельно соединенных электрически невзаимодействующих микроконтактов с различными электрофизическими параметрами. Однако, невозможность объяснения большинства разногласий между фундаментальными результатами теоретических и достоверными результатами экспериментальных исследований электрофизических свойств реальных КМП с помощью очевидной неоднородности вызывает сомнения.

В действительности, реальные КМП состоят из совокупности параллельно соединенных и электрически взаимодействующих микроконтактов с различными локальными высотами потенциального барьера. В результате этого, в приконтактной области полупроводника наряду с основным электрическим полем контактной разности потенциалов контактирующих поверхностей металла и полупроводника, возникает и дополнительное электрическое поле контактной разности потенциалов (до 1 В) электрически взаимодействующих микроконтактов с различными локальными высотами барьера. В то же время, дополнительное электрическое поле образуется в приконтактной области полупроводника реальных КМП с ограниченной контактной площадью также и из-за возникновения контактной разности потенциалов между контактной поверхностью, имеющей высоту барьера порядка 1 эВ, и примыкающими к ней свободными поверхностями металла и полупроводника, имеющими работы выхода около 4-6 эВ. Следовательно, они участвуют как в формировании потенциального барьера, так и в процессе токопрохождения в реальных КМП. Такие особенности реальных КМП, имеющие ограниченные контактные площади и эмиссионные неоднородные границы раздела, практически не исследовались.

**Целью** настоящей диссертационной работы является разработка физической модели образования потенциального барьера в реальных КМП, установление механизма токопрохождения на основе теории термоэлектронной эмиссии, разработка способов определения геометрических и электрофизических параметров действующих участков КМП и проведение экспериментальных исследований электрофизических свойств КМП, изготовленных на основе контакта металлов с кремнием, в широких интервалах температур и концентраций примесей полупроводника.

Для достижения поставленной цели решены следующие **задачи**:

Создание физических моделей неоднородного КМП с ограниченной контактной площадью, состоящих из совокупности электрически взаимодействующих микроконтактов с различными локальными высотами потенциальных барьеров.

Разработка механизмов токопрохождения на основе теории термоэлектронной эмиссии в неоднородном КМП с ограниченной контактной площадью, состоящих из совокупности электрически взаимодействующих микроконтактов с различными локальными высотами потенциальных барьеров.

Создание физических моделей образования потенциального барьера и разработка механизмов токопрохождения в реальных КМП с дополнительными электрическими полями, возникающими из-за электрического взаимодействия микроконтактов с различными локальными высотами потенциального барьера и ограниченности контактной площади со свободными поверхностями металла и полупроводника.

Разработки способов измерения периферийных электрофизических параметров и геометрических размеров активной периферийной контактной поверхности реальных ДШ, имеющих ограниченные контактные площади и состоящих из совокупности электрически взаимодействующих микроконтактов с различными локальными высотами потенциальных барьеров.

Экспериментальное исследование особенностей токопрохождения с учетом влияния периферийных эффектов, в отсутствие периферийных эффектов и через периферийную контактную поверхность реальных кремниевых ДШ в прямом и обратном направлениях напряжения.

Экспериментальное исследование особенностей токопрохождения с учетом влияния периферийных эффектов, в отсутствие периферийных эффектов и через периферийную контактную поверхность реальных кремниевых ДШ в прямом и обратном направлениях напряжения в широком интервале (100-400 К) температуры.

Экспериментальное исследование особенностей токопрохождения с учетом влияния периферийных эффектов, в отсутствие периферийных эффектов и через периферийную контактную поверхность реальных кремниевых ДШ в прямом и обратном направлениях напряжения в широком интервале концентрации ( $10^{14}$ - $10^{17}$  см<sup>-3</sup>) примесей полупроводника.

Экспериментальное исследование деградированных и омических характеристик КМП и их особенности в зависимости от конструктивно-технологических и климатических условий.

Решение поставленных задач составило основу развиваемого в работе научного направления – физики реальных КМП с дополнительным электрическим полем, возникающим из-за эмиссионной неоднородности границы раздела и ограниченности контактной площади со свободными поверхностями контактирующих материалов.

В качестве объектов экспериментального исследования были выбраны КМП, изготовленные на основе контактов различных металлов с кремнием, широко используемых в качестве полупроводниковых приборов и элементов интегральных схем и детально изученных с помощью современных экспериментальных методик.

**Научная новизна** проведенных в работе исследований заключается в следующем:

Установлено возникновение дополнительного электрического поля в приконтактной области полупроводника реальных КМП.

Предложены физические модели реальных КМП с дополнительным электрическим полем.

Разработаны механизмы токопрохождения на основе теории термоэлектронной эмиссии в реальных КМП с дополнительными электрическими полями.

Установлены особенности измерений электрофизических параметров реальных ДШ. Изобретены способы измерения периферийных электрофизических параметров и геометрических размеров активной периферийной контактной поверхности реальных ДШ.

Установлены особенности токопрохождения с учетом влияния периферийных эффектов, в отсутствие периферийных эффектов и через периферийную контактную поверхность реальных кремниевых ДШ в прямом и обратном направлениях. Изобретен полупроводниковый диод на основе КМП с дополнительным электрическим полем, в котором обратный ток практически отсутствует.

Установлены особенности токопрохождения с учетом влияния периферийных эффектов, в отсутствие периферийных эффектов и через периферийную контактную поверхность реальных кремниевых ДШ в прямом и обратном направлениях напряжения в широком интервале температур.

Установлены особенности токопрохождения с учетом влияния периферийных эффектов, в отсутствие периферийных эффектов и через периферийную контактную поверхность реальных кремниевых ДШ в прямом и обратном направлениях напряжения в широком интервале концентрации примесей полупроводника.

Выявлены характерные особенности деградированных и омических свойств КМП в зависимости от конструктивно-технологических и климатических условий.

**Основные положения, выносимые на защиту:**

Явление возникновения дополнительного электрического поля в приконтактной области полупроводника реальных КМП, вследствие эмиссионной неоднородности контактной площади и ограниченности контактной поверхности свободными поверхностями металла и полупроводника.

Физические модели реальных КМП с дополнительным электрическим полем.

Механизмы токопрохождения на основе теории термоэлектронной эмиссии в реальных КМП с дополнительным электрическим полем.

Установленные особенности измерений электрофизических параметров реальных ДШ. Изобретения способов измерения периферийных электрофизических параметров и геометрических размеров активной периферийной контактной поверхности реальных ДШ.

Результаты экспериментальных исследований токопрохождения с учетом влияния периферийных эффектов, в отсутствие периферийных эффектов и через периферийную контактную поверхность реальных кремниевых ДШ в прямом и обратном направлениях. Изобретение полупроводникового диода на основе КМП с дополнительным электрическим полем, в котором обратный ток практически отсутствует.

Результаты экспериментальных исследований токопрохождения с учетом влияния периферийных эффектов, в отсутствие периферийных эффектов и через периферийную контактную поверхность реальных кремниевых ДШ в прямом и обратном направлениях напряжения в широком интервале температур.

Результаты экспериментальных исследований токопрохождения с учетом влияния периферийных эффектов, в отсутствие периферийных эффектов и через периферийную контактную поверхность реальных кремниевых ДШ в прямом и обратном направлениях напряжения в широком интервале концентрации примесей полупроводника.

Характерные особенности деградированных и омических характеристик КМП в зависимости от конструктивно-технологических и климатических условий.

**Практическая значимость работы.**

Установленное явление возникновения дополнительного электрического поля в приконтактной области полупроводника в реальных КМП, обусловленного эмиссионной неоднородностью границы раздела и ограниченностью контактной поверхности свободными поверхностями металла и полупроводника, открывает новое направление исследования физики реальных КМП и расширяет функциональные возможности созданных на их основе дискретных полупроводниковых приборов и элементов интегральных схем.

Разработанные физические модели образования потенциального барьера и механизмы токопрохождения на основе теории термоэлектронной эмиссии в

реальных КМП позволяют описывать реальные электрофизические процессы, происходящие в зависимости от природы, свойств и структуры контактирующих материалов, приложенного напряжения, механического и радиационного воздействий, конструктивно-технологических и климатических условий, геометрических конфигураций контактных структур.

На основе разработанных способов измерения периферийных токов и активной периферийной контактной площади ДШ определяются их периферийные электрофизические параметры, следовательно, становится возможным выбор оптимальных геометрических конфигураций и использование корректных параметров при создании на их основе полупроводниковых приборов и элементов интегральных схем.

Результаты экспериментальных исследований токопрохождения в кремниевых ДШ в зависимости от температуры и концентрации примесей полупроводника, при наличии периферийных эффектов, при отсутствии периферийных эффектов и через периферийную контактную поверхность реальных кремниевых ДШ в обоих направлениях, могут быть использованы при разработке более высококачественных ДШ приборов с необходимыми электрофизическими свойствами.

**Достоверность** полученных результатов определяется использованием основных законов электродинамики для построения физических моделей реальных КМП и механизмов токопрохождения на основе фундаментальной теории термоэлектронной эмиссии, исследованием образцов, изготовленных с помощью современной фотолитографической технологии, проведением измерений с помощью приборов с высокими точностями и численной обработкой результатов на современной компьютерной технике.

**Апробация работы.** Материалы диссертации докладывались и обсуждались на III республиканской конференции молодых ученых и специалистов “Вопросы микроэлектроники и физики полупроводниковых приборов” (Тбилиси, 1977 г.), IV республиканской межвузовской конференции по физике (Баку, 1978 г.), научной сессии “Итоги научно-исследовательских работ по физико-математическим наукам” профессорско-преподавательского состава с предприятиями производственных организаций (Баку, 1981), Республиканской научно-технической конференции “Достижения радиотехники, электроники и связи – в народное хозяйство” (Баку, 1981), Всесоюзном научно-техническом семинаре “Пути повышения стабильности и надежности микроэлементов и микросхем” (Рязань, 1981 г.), I, II, III Всесоюзных конференциях “Физические основы надежности и деградации полупроводниковых приборов” (Кишинев, 1982, 1986, 1991 гг.), Всесоюзной конференции по физике полупроводников (Баку, 1982 г.), Всесоюзной школе-семинаре “Физические основы работы и надежности полупроводниковых приборов с барьером Шоттки” (Иваново-Франковск, 1983 г.), VII Международном совещании по фотоэлектрическим и оптическим явлениям в твердом теле (Варна, 1983 г.), Научном семинаре института Полупроводников АН Украины (Киев, 1983 г.), Всесоюзной конференции “Физика и применение



контакта металл-полупроводник" (Киев, 1987 г.), на VII Координационном совещании по исследованию и применению твердых растворов Ge-Si (Баку, 1988 г.), XXX Международной Конференции "Физика многокомпонентных полупроводников" (Баку, 1992 г.), V Республиканской Межвузовской конференции по физике (Баку, 1992 г.), Республиканской конференции "Физика-93" (Баку, 1993 г.), Международных Конгрессах Энергетики, Экономики и Экологии (Баку, 1997, 2001 гг.), I, II Республиканских научных конференциях "Актуальные проблемы физики" (Баку, 1998, 2001 гг.), Научной конференции БГУ (Баку, 1998 г.), Юбилейной научной конференции БГУ (Баку, 1999 г.), Международном конгрессе физики твердого тела (Ерзурум, 2000 г.), VIII Международной Научно-технической конференции "Актуальные проблемы твердотельной электроники и микроэлектроники" (Таганрог, 2002 г.), Международном совещании "Влияние ионизирующих радиаций на экологию стран Кавказа" (Баку, 2002 г.), Республиканской научно-технической конференции "Наука и связь" (Баку, 2002 г.).

**Публикации.** По теме диссертации опубликовано 66 работ и получено 3 патента на изобретения, список которых приводится отдельно. Основные результаты опубликованы в журналах "Физика и техника полупроводников", "Письма в ЖТФ", "Электроника", "Прикладная Физика", "Вестник Бакинского Университета", "Известия НАН Аз.Р.", "Физика" и в сборниках статей БГУ.

**Структура и объем диссертации.** Диссертационная работа состоит из введения, восьми глав, заключения, списка цитируемой литературы из 276 наименований. Она содержит 250 страниц машинописного текста, 79 рисунков и 29 таблиц.

**Личный вклад автора заключается:** в установлении явления возникновения дополнительного электрического поля в приконтактной области полупроводника реальных КМП, вследствие эмиссионной неоднородности вдоль ограниченной контактной поверхности; в разработке энергетических моделей и особенности токопрохождения на основе теории термоэлектронной эмиссии реальных КМП; в изобретении способов измерений электрофизических и геометрических параметров активной периферийной области контактной поверхности реальных КМП; в проведении экспериментальных исследований электрофизических свойств кремниевых выпрямляющих КМП, получении их зависимостей от температуры контакта и концентрации примесей полупроводника с учетом влияния периферийных эффектов, в их отсутствии, по периферийной области контакта и при высоких обратных напряжениях.

## СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

**Во введении** обоснован выбор темы диссертации и ее актуальность, сформулирована цель работы и решаемые в ней задачи. Приведены основные защищаемые положения, научная новизна и практическая ценность полученных в диссертации результатов.

**В первой главе** приведен аналитический обзор литературы по развитию физических моделей выпрямляющих КМП. Описано развитие теории КМП, в которых реализовались объективно существующие факторы, играющие активную роль при формировании потенциального барьера. При этом было отмечено, что физическая модель реального КМП является более сложной по сравнению с обычно принимавшейся моделью идеального КМП. В реальных КМП следует учитывать тонкий диэлектрический слой и плотные локализованные поверхностные состояния между металлом и полупроводником, неоднородность электрофизических параметров вдоль границы раздела контактирующих материалов, электрическое взаимодействие эмиссионно неоднородных микроконтактов, а также между контактной поверхностью и свободными поверхностями металла и полупроводника. Проведенные широкие теоретические исследования КМП с тонким промежуточным диэлектрическим слоем и плотным поверхностным состоянием, и экспериментальная проверка теоретических результатов позволили установить одну из возможных причин больших значений коэффициента неидеальности, заметного отклонения токов насыщения от токов, рассчитанных по идеализированной теории и других особенностей реальных КМП. Однако, экспериментальные исследования КМП без диэлектрического зазора (изготовленных на основе силицидов или же на сколотой поверхности полупроводника) показали, что аналогичные особенности коэффициента неидеальности, тока насыщения и других параметров реальных КМП остаются и в таких структурах. При исследовании реальных КМП с неоднородными электрофизическими параметрами вдоль контактной поверхности, общий контакт представлялся как совокупность параллельно соединенных и электрически невзаимодействующих однородных микроконтактов с различными параметрами. В действительности, эти микроконтакты находятся в электрическом контакте и взаимодействуют друг с другом. Для сравнений теоретических результатов с экспериментальными данными использовали усредненные электрофизические параметры по контактной поверхности неоднородных КМП. Такой подход, хотя в некоторых ситуациях является приемлемым, в целом, не в состоянии интерпретировать разновидности специфических особенностей реальных КМП.

На основе глубокого анализа результатов фундаментальных исследований по созданию реальных контактов показано, что существуют три типа реальных КМП, в процессе изготовления которых: 1) не стимулируется твердофазное взаимодействие между металлом и полупроводником; 2) металл образует с полупроводником твердые растворы; 3) металл образует химические соединения с полупроводником. Для первого типа КМП характерна структура металл-

полупроводник, а для второго и третьего КМП – эта же структура, но вместо пленки металла образуется соответственно пленка твердого раствора полупроводника в металле или их химическое соединение.

Для первого типа КМП неоднородность границы раздела контактной поверхности обусловлена: 1) отличающейся кристаллографической ориентацией зерен в поликристаллической пленке металла; 2) неравномерностью потенциального рельефа поверхности полупроводника; 3) наличием чужеродных атомов и молекул на границе раздела. Неоднородность контактной поверхности второго и третьего типов КМП определяется: 1) отличающейся кристаллографической ориентацией зерен в поликристаллической пленке металла, твердого раствора и (или) химического соединения; 2) рельефом поверхности полупроводника; 3) сегрегацией полупроводника на границах зерен твердого раствора полупроводника в металле и (или) химических соединений; 4) наличием участков, содержащих химические соединения и (или) твердые растворы полупроводника в металле, отличающиеся по составу.

Теоретические и экспериментальные данные о величинах работ выхода, полученных разными методами, для простых веществ многих химических элементов (поликристаллических и монокристаллических), химических соединений (поликристаллических и монокристаллических) и твердых растворов (поликристаллических и монокристаллических) собраны в известных трудах В.С.Фоменко. Значения работ выхода всех простых веществ, химических соединений и твердых растворов находятся, в основном, в интервале 2-6 эВ. В то же время твердо установлено, что грани монокристаллов, имеющие различные кристаллографические ориентации, обладают разными значениями работы выхода. Для данного вещества работа выхода грани тем больше, чем плотнее расположены атомы на этой грани монокристалла. Разница в работе выхода в зависимости от кристаллографических ориентацией достигает около 1 эВ, а наличие на поверхности тела мономолекулярного слоя чужеродных атомов может приводить к изменению работы выхода на несколько эВ. Например, работа выхода  $W$  при мономолекулярных покрытиях атомами Cs уменьшается от 4,5 эВ до 1,6 эВ, а уже при двух-трех мономолекулярных покрытиях она становится равной работе выхода Cs. Значит, величина работы выхода является константой, характеризующей не только вещество, но и структуру и состояние его поверхности. Поэтому целесообразно говорить не о работе выхода вещества или тела, а о работе выхода определенной поверхности тела.

Потенциальные барьеры КМП, изготовленных на основе Si, GaAs и др., формируются при нанесении металлических покрытий толщиной до 1-4 атомных монослоев, а дальнейшее увеличение количества атомных монослоев не оказывает влияние на значение высоты потенциального барьера.

Таким образом, реальный КМП с определенной площадью практически всегда состоит из совокупности параллельно соединенных и электрически взаимодействующих микроконтактов с различными локальными высотами потенциальных барьеров. Следовательно, из-за эмиссионной неоднородности границы раздела и ограниченности контактной поверхности, в приконтактной

активной области полупроводника реальных КМП возникает дополнительное электростатическое поле, которое непосредственно участвует при образовании потенциального барьера. Напряженности этого поля вполне соизмеримы с напряженностью электрического поля в активной области идеальных ДШ и направлены противоположно для различных участков с неодинаковыми высотами потенциальных барьеров реального КМП.

Было рассмотрено образование потенциального барьера в неоднородном КМП с учетом эмиссионной неоднородности границы раздела и ограниченности контактной поверхности в отдельности. Для определенности, при рассмотрении образования потенциального барьера с учетом эмиссионной неоднородности использована структура КМП, состоящая из двух сортов участков с различными высотами барьеров  $\Phi_{B1}$  и  $\Phi_{B2}$ , где  $\Phi_{B1} < \Phi_{B2}$ .

Показано, что при  $\Phi_{B1} \approx 0$  и  $\Phi_{B2} > 0$ , в случае отсутствия взаимодействия между участками с различными высотами барьера, согласно модели Шоттки участок с  $\Phi_{B1}$  имеет омическое свойство, а участок с  $\Phi_{B2}$  – выпрямляющее свойство. А в случае электрического взаимодействия участков возникает дополнительное электрическое поле в приконтактной области полупроводника, следовательно в области участка с  $\Phi_{B1}$  образуется потенциальный барьер с высотой  $\Delta\Phi_{B1}$  и высота барьера участка с  $\Phi_{B2}$  уменьшается под действием силы изображения с учетом дополнительного поля на величину  $\Delta\Phi_{B2}$ . При этом, расстояние  $x_{m1}$  максимума высоты барьера от поверхности металла для участка с  $\Phi_{B1}$  становится намного больше того же расстояния  $x_{m2}$  для участка с  $\Phi_{B2}$ . Общий КМП с такими участками  $\Phi_{B1}$  и  $\Phi_{B2}$  становится выпрямляющим.

При  $\Phi_{B1} > 0$  и  $\Phi_{B2} > 0$ , в случае не взаимодействия участков с различными высотами барьера, по модели Шоттки эти участки с  $\Phi_{B1}$  и с  $\Phi_{B2}$  имеют выпрямляющие свойства. А в случае электрического взаимодействия участков, возникает дополнительное электрическое поле в приконтактной области полупроводника, следовательно, высота барьера участка с  $\Phi_{B1}$  увеличивается на величину  $\Delta\Phi_{B1}$  и высота барьера участка с  $\Phi_{B2}$  уменьшается под действием силы изображения с учетом дополнительного поля на величину  $\Delta\Phi_{B2}$ . При этом, расстояние  $x_{m1}$  максимума высоты барьера от поверхности металла для участка с  $\Phi_{B1}$  также становится намного больше того же расстояния  $x_{m2}$  для участка с  $\Phi_{B2}$ .

При рассмотрении образования потенциального барьера с учетом ограниченности контактной поверхности, использована структура КМП с одинаковой высотой потенциального барьера  $\Phi_B$  вдоль контактной поверхности. Показано, что в периферийной приконтактной области полупроводника, из-за электрического взаимодействия между контактной поверхностью с высотой барьера  $\sim 1$  эВ и примыкающими к ней свободными поверхностями металла и полупроводника с работой выхода  $\sim 4-6$  эВ возникает дополнительное электрическое поле. Напряженность этого дополнительного поля направлена от контактной поверхности КМП к свободным поверхностям контактирующих материалов. При  $\Phi_B \approx 0$ , в периферийной приконтактной области полупроводника под действием дополнительного поля образуется

потенциальный барьер с высотой  $\Delta\Phi_B$ . Общий КМП становится неоднородной по высоте барьера и имеет два омического и выпрямляющего участка. При  $\Phi_B > 0$ , под действием дополнительного поля высота барьера по периферии контакта увеличивается на величину  $\Delta\Phi_B$ .

Подробно проанализировано влияние глубины проникновения дополнительного электрического поля в полупроводник на образование потенциального барьера неоднородного КМП.

**Во второй главе** представлены результаты исследований токопрохождения в выпрямляющих КМП с эмиссионной неоднородностью границы раздела и ограниченной контактной площадью. Были проанализированы основные положения теории термоэлектронной эмиссии, диффузионной теории, теории полевой и термополевой эмиссии и рекомбинационные и генерационные токи в идеализированных ДШ. Обоснована преобладающая роль теории термоэлектронной эмиссии в токопрохождении в реальных выпрямляющих КМП.

Выявлены особенности токопрохождения в КМП с неограниченной площадью, на простейшем примере контактной поверхности металла, содержащей участки лишь двух сортов с одинаковой конфигурацией и локальными работами выхода  $\Phi_{M1}$  и  $\Phi_{M2}$ , правильно чередующиеся на этой поверхности. Показано, что если контакт образуется между металлом с  $\Phi_{M1}$  и  $\Phi_{M2}$  и полупроводником n- типа с работой выхода  $\Phi_P$ , где выполняется условие  $\Phi_{M2} > \Phi_{M1} > \Phi_P$ , то при отсутствии их взаимодействия, в приповерхностном слое полупроводника образовались бы из неподвижных объемных зарядов запирающие слои с глубиной  $d_1$  для участков с  $\Phi_{M1}$  и с глубиной  $d_2$  для участков с  $\Phi_{M2}$ , где  $d_2 > d_1$ . В действительности, из-за взаимодействия участков поверхности металла с  $\Phi_{M1}$  и  $\Phi_{M2}$  возникает электрическое поле пятен, которое проникает в полупроводник на глубину  $l_0$ . В результате этого, если  $d_1 < l_0 < d_2$ , то для участков с  $\Phi_{M1}$  обедненный слой расширяется на глубину  $l_0$  и образуется дополнительный потенциальный барьер на величину  $\Delta\Phi_{O1}$ , максимум которого находится на расстоянии  $x_{M1}$  от поверхности металла, а для участка с  $\Phi_{M2}$  высота барьера уменьшается на величину  $\Delta\Phi_{O2}$  под действием силы изображения, и его максимум находится на расстоянии  $x_{M2} < x_{M1}$ .

При приложении внешнего прямого напряжения, напряженности внешнего поля  $E_{ВН}$  и поля пятен  $E_P$  в обедненном слое полупроводника для участка с  $\Phi_{M1}$  направлены параллельно. С ростом напряжения высота барьера уменьшается на величину  $qU$  для электронов, эмиттированных из полупроводника в металл. В то же время сама высота барьера в области контакта для участков с  $\Phi_{M1}$  увеличится на величину  $\beta_1 qU$ , т.е.

$$\Delta\Phi_{B1} = \Delta\Phi_{O1} + \beta_1 qU$$

где  $\beta_1$ -коэффициент пропорциональности,  $q$ - заряд электрона.

А для участка с  $\Phi_{M2}$  уменьшение  $\Delta\Phi_{B2}$  высоты барьера с ростом  $U$  определяется влиянием силой изображения и выражается по формулой

$$\Delta\Phi_{B2} = q \left[ \left( \frac{q^3 N_D}{8\pi^2 \varepsilon_s^3} \right) \left( U_D - U - \frac{kT}{q} \right) \right]^{1/4}$$

где,  $N_D$  - концентрация примесей в полупроводнике,  $\varepsilon_s$ -диэлектрическая проницаемость полупроводника,  $T$ - абсолютная температура,  $U_D$ - диффузионный потенциал,  $k$ - постоянная Больцмана.

Согласно теории термоэлектронной эмиссии, зависимость плотности тока  $I_F$ , состоящей из суммы плотностей токов  $I_{F1}$  и  $I_{F2}$  двух соответствующих участков, от прямого напряжения  $U$  для общего контакта выражается формулой

$$\begin{aligned} I_F &= I_{F1} + I_{F2} = AT^2 \left[ \exp\left(-\frac{\Phi_{B1} + \Delta\Phi_{B1}}{kT}\right) + \exp\left(-\frac{\Phi_{B2} - \Delta\Phi_{B2}}{kT}\right) \right] \left[ \exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right] = \\ &= AT^2 \left[ \exp\left(-\frac{\Phi_{B1} + \Delta\Phi_{O1} + \beta_1 qU}{kT}\right) + \exp\left(-\frac{\Phi_{B2} - \Delta\Phi_{B2}}{kT}\right) \right] \left[ \exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right] \end{aligned}$$

где,  $A$  - постоянная Ричардсона,  $\Phi_{B1}$  и  $\Phi_{B2}$ - высоты локальных потенциальных барьеров для участков с  $\Phi_{M1}$  и  $\Phi_{M2}$ .

При приложении внешнего обратного напряжения, напряженности внешнего поля  $E_{ВН}$  и поля пятен  $E_{П}$  в обедненном слое полупроводника для участка с  $\Phi_{M1}$  направлены противоположно. С ростом напряжения до значения  $U_{КР}$ , дополнительное поле частично компенсируется внешним полем и дополнительно накопленные электроны на границе раздела для участка с  $\Phi_{M1}$  постепенно освобождаются. Это означает, что при  $U \leq U_{КР}$ , где ( $l \geq d_1$ ), через участок с  $\Phi_{M1}$  обратный ток не протекает. А при  $U > U_{КР}$ , где ( $l < d_1$ ), через этот участок контакта начинает протекать обратный ток. С ростом напряжения высота барьера в области контакта для участка с  $\Phi_{M1}$  уменьшается на величину  $\beta_2 qU$ , т.е.  $\Delta\Phi_{B1} = \Delta\Phi_{O1} - \beta_2 qU$ , где  $\beta_2 < 1$ .

А для участка с  $\Phi_{M2}$  высота барьера уменьшается на величину  $\Delta\Phi_{B2}$ , под действием силы изображения, с учетом  $U < 0$ .

Согласно теории термоэлектронной эмиссии, зависимость плотности тока  $I_R$  от обратного напряжения  $U$  для общего контакта выражается формулой:

$$\begin{aligned} I_R &= I_{R1} + I_{R2} = AT^2 \left\{ \left[ \exp\left(-\frac{\Phi_{B1} + \Delta\Phi_{O1} - \beta_2 qU}{kT}\right) \right] \left[ 1 - \exp\left(\frac{q(U_C - U)}{kT}\right) \right] + \right. \\ &+ \left. \left[ \exp\left(-\frac{\Phi_{B2} - \Delta\Phi_{B2}}{kT}\right) \right] \left[ 1 - \exp\left(-\frac{qU}{kT}\right) \right] \right\} \end{aligned}$$

где  $U_C = U$  при  $U \leq U_{КР}$  и  $U_C = U_{КР}$  при  $U > U_{КР}$ .

В этой формуле, внешнее напряжение  $U = U_C$  компенсирует приращение высоты барьера, обусловленное накоплением на границе раздела свободных электронов для участка с  $\Phi_{M1}$  в области  $l > d_1$ . При  $0 \leq U_C \leq U_{КР}$ , обратный ток через этот участок контакта не протекает. В прямом направлении  $U_C = 0$ .

Когда дополнительное электрическое поле проникает в полупроводник на глубину  $l \leq d_1$ , критическое напряжение отсутствует ( $U_{\text{КР}} = 0$  и  $U_{\text{С}} = 0$ ) и как прямые, так и обратные токи начинают протекать через участок с  $\Phi_{\text{М1}}$  контакта сразу же с ростом напряжения, начиная от нуля.

При образовании контакта между металлом с  $\Phi_{\text{М1}}$  и  $\Phi_{\text{М2}}$  и полупроводником n- типа с работой выхода  $\Phi_{\text{П}}$ , где выполняется условие  $\Phi_{\text{М2}} > \Phi_{\text{М1}} \approx \Phi_{\text{П}}$ , в случае отсутствия поля пятен, в приповерхностном слое полупроводника участков с  $\Phi_{\text{М2}}$  образовался бы из неподвижных объемных зарядов запирающий слой с глубиной  $d_2$ , а для участков с  $\Phi_{\text{М1}}$  отсутствовал бы приповерхностный запирающий слой и они обладали бы омическими свойствами. В действительности, из-за взаимодействия участков поверхности металла с  $\Phi_{\text{М1}}$  и  $\Phi_{\text{М2}}$  возникает дополнительное электрическое поле, которое проникает в полупроводник на глубине  $l_0$ . Напряженность поля пятен  $E_{\text{П}}$  направлена от поверхности участка металла с  $\Phi_{\text{М1}}$  к поверхности участка металла с  $\Phi_{\text{М2}}$ . Под действием поля пятен свободные электроны в приконтактной области полупроводника для участка с  $\Phi_{\text{М1}}$  накапливаются на границе раздела и, следовательно, образуется приконтактный обедненный слой на глубине  $l_0$  и в нем потенциальный барьер на высоту  $\Delta\Phi_{\text{В1}}$ , максимум которого находится на расстоянии  $x_{\text{М1}}$  от поверхности металла. А для участка с  $\Phi_{\text{М2}}$  высота барьера уменьшается на величину  $\Delta\Phi_{\text{В2}}$ , как в случае влияния силы изображения, и его максимум находится на расстоянии  $x_{\text{М2}} < x_{\text{М1}}$ .

Для установления особенности токопрохождения в КМП с ограниченной контактной поверхностью рассмотрен узкий КМП, где основное электрическое поле, возникающее из-за контактной разности потенциалов между контактирующими поверхностями металла и полупроводника, и дополнительное электрическое поле, возникающее из-за контактной разности потенциалов между контактной поверхностью и примыкающими к ней свободными поверхностями металла и полупроводника, охватывают всю приконтактную область полупроводника. Следовательно, в таких узких КМП основное и дополнительное электрические поля вместе оказывают влияние как на образование потенциального барьера, так и на токопрохождение.

Показано, что при образовании узких КМП с однородной границей раздела, созданный на основе контакта металла с работой выхода  $\Phi_{\text{М}}$  и полупроводника n-типа с работой выхода  $\Phi_{\text{П}}$  (с электронным сродством  $\chi$ ), согласно модели Шоттки, где не учитывается дополнительное электрическое поле в приконтактной области полупроводника, обусловленное ограниченностью контактной поверхности, в случае  $\Phi_{\text{М}} - \Phi_{\text{П}} \approx 0$  ( $\Phi_{\text{В}} = \Phi_{\text{М}} - \chi$ ) отсутствует обедненный слой, следовательно, узкий КМП обладает омическими свойствами. В действительности, между контактной поверхностью и примыкающими к ней свободными поверхностями металла и полупроводника возникает контактные разности потенциалов на величины  $(\Phi_{\text{М}} - \Phi_{\text{В}})/q$  и  $(\Phi_{\text{П}} - \Phi_{\text{В}})/q$ , следовательно, в приконтактной области полупроводника на глубине  $l_0$  образуется дополнительное электрическое поле. Напряженность дополнительного поля  $E_{\text{Д}}$  направлена от контактной поверхности металла к

свободным поверхностям металла и полупроводника через приконтактную область полупроводника. При этом в приконтактной области полупроводника тангенциальные составляющие напряженности дополнительного электрического поля взаимно компенсируются и его нормальные составляющие играют основную роль в процессе накопления свободных электронов на границе раздела и следовательно, образования приконтактного обедненного слоя на глубине  $l_0$  и в нем потенциального барьера с высотой  $\Delta\Phi_{BO}$ . Максимум потенциального барьера находится на относительно большом расстоянии ( $x_{m0}$ ) от поверхности металла, чем это следует из влияния силы изображения для идеального диода Шоттки.

Согласно теории термоэлектронной эмиссии, в случае отсутствия внешнего напряжения, через границу раздела с единичной площадью в противоположных направлениях проходят токи  $I_0$  :

$$I_0 = AT^2 \exp\left(-\frac{\Delta\Phi_{BO}}{kT}\right)$$

При приложении внешнего прямого напряжения  $U > 0$  (плюс к металлу), в обедненном слое полупроводника направления напряженностей внешнего поля  $E_{ВН}$  и дополнительного поля  $E_{Д}$  совпадают. Для электронов, эмитированных из полупроводника в металл высота барьера уменьшается на величину  $qU$ . В тоже время сама высота барьера увеличивается на величину  $\beta_1 qU$ , т.е.  $\Delta\Phi_B = \Delta\Phi_{BO} + \beta_1 qU$ , где  $\beta_1 < 1$ .

Согласно теории термоэлектронной эмиссии, зависимость плотности тока  $I_F$  от  $U$  в прямом направлении выражается формулой:

$$\begin{aligned} I_F &= AT^2 \exp\left(-\frac{\Delta\Phi_B}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1\right] = AT^2 \exp\left(-\frac{\Delta\Phi_{BO} + \beta_1 qU}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1\right] = \\ &= I_0 \left[ \exp\left(\frac{(1 - \beta_1)qU}{kT}\right) - \exp\left(-\frac{\beta_1 qU}{kT}\right) \right] = I_0 \left[ \exp\left(\frac{qU}{n_1 kT}\right) - \exp\left(-\frac{(1 - n_1)qU}{n_1 kT}\right) \right] \approx \\ &\approx I_0 \exp\left(\frac{qU}{n_1 kT}\right) \end{aligned}$$

При приложении внешнего обратного напряжения  $U < 0$  (минус к металлу) напряженность внешнего поля  $E_{ВН}$  и дополнительного поля  $E_{Д}$  в обедненном слое полупроводника направлены противоположно. С ростом напряжения дополнительное поле частично компенсируется внешним полем и следовательно, уменьшается количество свободных электронов, накопленных на границе раздела. При этом уменьшается и высота потенциального барьера для электронов, идущих через контакт в противоположных направлениях. Обратный ток начинает протекать лишь в том случае, когда  $\Delta\Phi_{BO}$  полностью компенсируется внешним напряжением  $U_{КР}$ . При  $U > U_{КР}$  обратный ток имеет омический характер.



При  $\Phi_M > \Phi_{II}$ , согласно модели Шоттки, где не учитывается дополнительное электрическое поле, в приконтактной области полупроводника образуется обедненный слой с глубиной  $d_0$  и в нем формируется потенциальный барьер с высотой  $\Phi_B$  и его максимум находится на  $x_{M0}$ . Если возникающее дополнительное электрическое поле проникает в приконтактный слой полупроводника на глубину  $l_0 > d_0$ , то потенциальный барьер увеличивается на  $\Delta\Phi_{BO}$  и его максимум находится на достаточно большом расстоянии  $x_M > x_{M0}$ . При этом под действием дополнительного электрического поля свободные электроны за пределами  $d_0$  накапливаются на границе раздела.

При приложении внешнего прямого напряжения, напряженности внешнего поля  $E_{BH}$  и дополнительного поля  $E_D$  в обедненном слое полупроводника направлены параллельно. С ростом напряжения высота барьера уменьшается на величину  $qU$  для электронов, эмитированных из полупроводника в металл. В то же время сама высота барьера увеличится на величину  $\beta_1 qU$ , т.е.  $\Delta\Phi_B = \Delta\Phi_{BO} + \beta_1 qU$ , где  $\beta_1 < 1$ . Согласно теории термоэлектронной эмиссии зависимость плотности тока от прямого напряжения выражается формулой:

$$\begin{aligned} I_F &= AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_B + \Delta\Phi_B}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1\right] = AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_B + \Delta\Phi_{BO} + \beta_1 qU}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1\right] = \\ &= AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{BЭ}}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{(1-\beta_1)qU}{kT}\right) - \exp\left(-\frac{\beta_1 qU}{kT}\right)\right] = AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{BЭ}}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{qU}{n_1 kT}\right) - \exp\left(-\frac{(1-n_1)qU}{n_1 kT}\right)\right] \approx \\ &\approx AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{BЭ}}{kT}\right) \exp\left(\frac{qU}{n_1 kT}\right) \end{aligned}$$

где  $\Phi_{BЭ} = \Phi_B + \Delta\Phi_{BO}$  и  $n_1 = \frac{1}{1-\beta_1}$

Согласно теории термоэлектронной эмиссии, зависимость плотности обратного тока  $I_R$  от  $U$  выражается формулой:

$$\begin{aligned} I_R &= AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_B + \Delta\Phi_{BO} - \beta_2 qU}{kT}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{q(U-U_C)}{kT}\right)\right] \approx \\ &\approx AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{BЭ}}{kT}\right) \exp\left(\frac{q(U-U_{KP})}{n_2 kT}\right) \end{aligned}$$

где  $U_C = U$  при  $U \leq U_{KP}$  и  $U_C = U_{KP}$  при  $U > U_{KP}$ .

Когда дополнительное электрическое поле проникает в полупроводник на глубину  $l \leq d_0$ , критическое напряжение  $U_{KP} = 0$  ( $U_C = 0$ ) и через узкий КМП как прямой, так и обратный токи начинают протекать сразу же с ростом напряжения, начиная от нуля.

**В третьей главе** дан подробный аналитический литературный обзор по развитию физических моделей неоднородных КМП в период от

первоначального точечного контакта до современных совершенных плоских КМП. Описана физическая картина конструктивно-технологических структур современных КМП, в которых образуются дополнительные электрические поля. Изложены физические модели и механизмы токопрохождения в реальных широких и узких КМП, имеющих хаотично распределенные неодинаковые высоты локальных потенциальных барьеров вдоль контактной поверхности с ограниченной площадью.

Когда ширина контактной поверхности металла составляет более нескольких микрометров, основное электрическое поле, возникающее из-за контактной разности потенциалов между контактирующими поверхностями металла и полупроводника, и дополнительное электрическое поле, обусловленное эмиссионной неоднородностью контактной поверхности, охватывают всю приконтактную активную область полупроводника. А дополнительное электрическое поле, возникающее из-за контактной разности потенциалов между контактной поверхностью металла и примыкающими к ней свободными поверхностями металла и полупроводника, охватывает приконтактную периферийную область полупроводника.

Для определенности сначала рассмотрен КМП с однородной границей раздела, созданный на основе контакта металла с работой выхода  $\Phi_M$  и полупроводника n-типа с работой выхода  $\Phi_{II}$  (с электронным сродством  $\chi$ ). Согласно модели Шоттки, где не учитывается наличие дополнительного электрического поля в приконтактной области полупроводника, КМП с полупроводником n-типа при  $\Phi_M - \Phi_{II} \approx 0$  обладает омическими свойствами. Однако в действительности, дополнительное электрическое поле, возникающее из-за контактной разности потенциалов между контактной поверхностью и примыкающими к ней свободными поверхностями металла  $(\Phi_M - \Phi_B)/q$  и полупроводника  $(\Phi_{II} - \Phi_B)/q$  проникает в приконтактную периферийную область полупроводника на глубину  $l_0$  и его напряженность направлена от контактной поверхности металла к свободным поверхностям металла и полупроводника. В центральной области контактной поверхности дополнительное электрическое поле практически отсутствует. Под действием дополнительного электрического поля в приконтактной периферийной области полупроводника образуется приконтактный обедненный слой на глубине  $l_0$  и в нем потенциальный барьер с высотой  $\Delta\Phi_{B0}$ . Общий контакт представляется как параллельно включенные омический и выпрямляющий контакты. Максимум потенциального барьера выпрямляющей части контакта находится на относительно большом расстоянии ( $x_{M0}$ ) от поверхности металла, чем это следует из влияния силы изображения для идеального диода Шоттки. Согласно теории термоэлектронной эмиссии, в случае отсутствия внешнего напряжения через границу раздела периферийной диодной части общего контакта в противоположных направлениях проходят токи  $I_0$ , где

$$I_o = S_D A T^2 \exp\left(-\frac{\Delta\Phi_{BO}}{kT}\right)$$

Здесь  $S_D$  - площадь диодной части общего контакта с площадью  $S$ .

При приложении внешнего прямого напряжения  $U > 0$  (плюс к металлу), в обедненном слое диодной области полупроводника направления напряженности внешнего поля  $E_{ВН}$  и дополнительного поля  $E_D$  совпадают. Для электронов, эмитированных из диодной области полупроводника в металл высота барьера уменьшается на величину  $qU$ . В тоже время сама высота барьера увеличивается на величину  $\beta_1 qU$ , т.е.  $\Delta\Phi_B = \Delta\Phi_{BO} + \beta_1 qU$ , где  $\beta_1 < 1$ . Согласно теории термоэлектронной эмиссии, зависимость тока от напряжения в прямом направлении по периферии контакта выражается формулой:

$$\begin{aligned} I_{DF} &= S_D A T^2 \exp\left(-\frac{\Delta\Phi_{BO} + \beta_1 qU}{kT}\right) \left[ \exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right] = \\ &= I_o \left\{ \exp\left[\frac{(1 - \beta_1)qU}{kT}\right] - \exp\left(-\frac{\beta_1 qU}{kT}\right) \right\} = \\ &= I_o \left\{ \exp\left(\frac{qU}{n_1 kT}\right) - \exp\left[\frac{(1 - n_1)qU}{n_1 kT}\right] \right\} \approx I_o \exp\left(\frac{qU}{n_1 kT}\right) \end{aligned}$$

В то же время, через омическую часть с площадью  $S_{OM}$  общего контакта протекает ток  $I_{OM}$  с плотностью  $J_{OM}$ , т.е.  $I_{OM} = S_{OM} J_{OM}$ .

Ток общего контакта  $I_F$  выражается формулой:

$$I_F = I_{DF} + I_{OM} = S_D A T^2 \exp\left(-\frac{\Delta\Phi_{BO} + \beta_1 qU}{kT}\right) \left[ \exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right] + S_{OM} J_{OM}$$

По направлению от периферии к центру контакта высота потенциального барьера уменьшается. Поэтому с ростом напряжения  $S_{OM}$  увеличивается и  $S_D$  уменьшается. При  $qU < \Delta\Phi_{BO}$  зависимость тока  $I_F$  от прямого напряжения является нелинейной, а при  $qU > \Delta\Phi_{BO}$  - линейной.

При приложении внешнего обратного напряжения  $U < 0$  (минус к металлу) напряженность внешнего поля  $E_{ВН}$  и дополнительного поля  $E_D$  в обедненном слое периферийной диодной области полупроводника направлены противоположно. С ростом напряжения дополнительное поле частично компенсируется внешним полем и, следовательно, уменьшается высота потенциального барьера в диодной области контакта для электронов, идущих через контакт в противоположных направлениях. Обратный ток в диодной области контакта начинает протекать лишь в том случае, когда  $\Delta\Phi_{BO}$  полностью компенсируется внешним напряжением  $U_{кр}$ . При  $U > U_{кр}$  обратный

ток диодной части с площадью  $S_D$  имеет омический характер. Наряду с этим, через омическую часть общего контакта протекает омический ток.

Согласно модели Шоттки, где не учитывается влияние дополнительного электрического поля, когда  $\Phi_M > \Phi_P$ , в приконтактной области полупроводника образуется обедненный слой с глубиной  $d_0$  и в нем формируется потенциальный барьер с высотой  $\Phi_B$ , максимум которого находится на расстоянии  $x_{M0}$  от поверхности металла. Под действием силы зеркального изображения  $\Phi_B$  снижается на величину  $\Delta\Phi_B$ . В действительности, дополнительное электрическое поле проникает в приконтактный периферийный слой полупроводника на глубину  $l_0$ . В результате этого, в периферийной области потенциальный барьер увеличивается на  $\Delta\Phi_{B0}$  и его максимум находится на достаточно большом расстоянии  $x_M > x_{M0}$ . При этом, в случае  $l_0 > d_0$ , под действием дополнительного электрического поля в периферийной области полупроводника свободные электроны за пределами  $d_0$  накапливаются на границе раздела.

При приложении внешнего прямого напряжения, высота барьера уменьшается на величину  $qU$  для электронов, эмиттированных из полупроводника в металл. В то же время сама высота барьера в периферийной области контакта увеличится на величину  $\beta_1 qU$ , т.е.  $\Delta\Phi_{B1} = \Delta\Phi_{B0} + \beta_1 qU$ . В центральной области контакта величина  $\Delta\Phi_{B2}$  определяется влиянием силы изображения. Согласно теории термоэлектронной эмиссии, зависимость тока от прямого напряжения для общего контакта выражается формулой:

$$\begin{aligned} I_F &= g_1 I_{F1} + g_2 I_{F2} = \\ &= SAT^2 \left[ g_1 \exp\left(-\frac{\Phi_B + \Delta\Phi_{B1}}{kT}\right) + g_2 \exp\left(-\frac{\Phi_B - \Delta\Phi_{B2}}{kT}\right) \right] \left[ \exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right] = \\ &= SAT^2 \left[ g_1 \exp\left(-\frac{\Phi_B + \Delta\Phi_{B0} + \beta_1 qU}{kT}\right) + g_2 \exp\left(-\frac{\Phi_B - \Delta\Phi_{B2}}{kT}\right) \right] \left[ \exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right] \approx \\ &\approx S_F AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{BF}}{kT}\right) \exp\left(\frac{qU}{n_1 kT}\right) \end{aligned}$$

В формуле коэффициенты  $g_1$  и  $g_2$  являются долями площадей участков с  $\Delta\Phi_{B1}$  и  $\Delta\Phi_{B2}$  от общей площади контакта, где  $g_1 + g_2 = 1$ . Значение коэффициента неидеальности  $n_1$  определяется из характера зависимости эффективной высоты барьера  $\Phi_{BF}$  от напряжения. Остальные обозначения являются общепринятыми.

При обратном направлении, с ростом напряжения до значения  $U_{KP}$  дополнительное поле частично компенсируется внешним полем и дополнительно накопленные электроны на границе раздела периферийной области контакта постепенно освобождаются. Это означает, что при  $U \leq U_{KP}$ , где ( $l \geq d_0$ ), через периферию контакта обратный ток не протекает. А при  $U >$

$U_{\text{кр}}$ , где ( $l < d_0$ ), через периферию контакта начинает протекать обратный ток. С ростом напряжения высота барьера в периферийной области контакта уменьшается на величину  $\beta_2 qU$ , т.е.  $\Delta\Phi_{\text{B1}} = \Delta\Phi_{\text{B0}} - \beta_2 qU$ . Тогда согласно теории термоэлектронной эмиссии, зависимость тока общего контакта от обратного напряжения выражается формулой:

$$\begin{aligned}
 I_R &= g_1 I_{R1} + g_2 I_{R2} = SAT^2 \left[ g_1 \exp\left(-\frac{\Phi_B + \Delta\Phi_{\text{B1}}}{kT}\right) + g_2 \exp\left(-\frac{\Phi_B - \Delta\Phi_{\text{B2}}}{kT}\right) \right] \left[ 1 - \exp\left(-\frac{qU}{kT}\right) \right] = \\
 &= SAT^2 \left\{ g_1 \exp\left(-\frac{\Phi_B + \Delta\Phi_{\text{B0}} - \beta_2 qU}{kT}\right) \left[ 1 - \exp\left(-\frac{q(U - U_C)}{kT}\right) \right] + \right. \\
 &\quad \left. + g_2 \exp\left(-\frac{\Phi_B - \Delta\Phi_{\text{B2}}}{kT}\right) \left[ 1 - \exp\left(-\frac{qU}{kT}\right) \right] \right\} \approx \\
 &\approx S_R AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{\text{BR}}}{kT}\right) \exp\left(\frac{qU}{n_2 kT}\right)
 \end{aligned}$$

где  $U_C = U$  при  $U \leq U_{\text{кр}}$  и  $U_C = U_{\text{кр}}$  при  $U > U_{\text{кр}}$ .

Когда  $l \leq d_0$ , критическое напряжение отсутствует ( $U_{\text{кр}} = 0$  и  $U_C = 0$ ) и как прямые, так и обратные токи начинают протекать через периферию контакта сразу же с ростом напряжения начиная от нуля.

В узких, а так же и точечных, контактах металл-полупроводник КМП основное и дополнительное, обусловленное ограниченностью контактной площади и эмиссионной неоднородностью, электрические поля охватывают всю приконтактную область и вместе оказывают влияние как на образование потенциального барьера, так и на токопрохождение в реальных КМП.

В реальных КМП, микроконтакты с различными локальными высотами потенциального барьера вполне хаотично распределяются вдоль контактной поверхности. Локальные высоты потенциальных барьеров этих микроучастков меняются в широком интервале, т.е. от  $\Phi_{\text{Bмин}}$  и до  $\Phi_{\text{Bмаx}}$ , где  $\Phi_{\text{Bмин}}$  имеет настолько низкое значение, что микроучастки с  $\Phi_{\text{Bмин}}$  обладают омическими свойствами согласно модели Шоттки. При отсутствии взаимодействия микроучастков, общий контакт состоит из совокупности микроучастков с различными локальными высотами потенциальных барьеров  $\Phi_{\text{Bj}}$ , ширинами обедненных слоев  $d_j$  и уменьшения высот барьеров  $\Delta\Phi_{\text{Bj}}$  под действием силы зеркального изображения. В действительности, микроучастки с различными локальными высотами барьера взаимодействуют и, следовательно, между ними возникают дополнительные электрические поля, напряженности которых направляются от поверхности металла микроучастков с низкой высотой барьера к поверхности металла микроучастков с высокой высотой барьера, проходя через приконтактную область полупроводника. При этом, высоты барьеров и расстояние их максимумов от поверхности металла увеличиваются на величины  $\Delta\Phi_{\text{Bi}}$  и  $x_{\text{mi}}$  для микроучастков с низкими высотами барьера. А для микроучастков с высокими потенциальными барьерами, высоты

потенциальных барьеров и расстояния их максимумов от поверхности металла уменьшаются согласно нормальному эффекту Шоттки на величины  $\Delta\Phi_{Bj}$  и  $x_{Mi}$ . В результате чего, КМП имеет единую ширину обедненного слоя  $d_{max}$ . При этом предполагается, что глубина проникновения  $l$  дополнительного поля не превышает ширину  $d_{max}$ .

В периферийной области реальных КМП напряженность дополнительного электрического поля направляется от контактной поверхности металла к свободным поверхностям металла и полупроводника через проконтактную область полупроводника. Поэтому в этой области контакта для всех микроучастков высота барьера и ее максимум увеличиваются.

Из вышеизложенного следует, что несмотря на то, что количество микроучастков с различными локальными высотами барьеров в реальных КМП достаточно большое, общий контакт по изменению высоты барьера с напряжением делится на две части. Изменение высоты барьеров микроучастков первой части общего контакта, из металлической контактной поверхности которых выходят напряженности дополнительных электрических полей, определяется аномальным эффектом Шоттки, а микроучастков второй части общего контакта, в металлическую контактную поверхность которых входят напряженности дополнительных электрических полей, определяется, аналогично идеальным диодам Шоттки, нормальным эффектом Шоттки. Обозначим усредненное значение локальных высот барьеров микроучастков первой части КМП через  $\Phi_{B1}$  и второй части через  $\Phi_{B2}$ . А усредненное значение высоты барьера периферийной области КМП обозначим через  $\Phi_{BL}$ . Соответствующие изменения высот барьеров первой, второй частей и периферийной области общего контакта под действием дополнительного поля и силы зеркального изображения, обозначим через  $\Delta\Phi_{O1}$ ,  $\Delta\Phi_{O2}$  и  $\Delta\Phi_{OL}$ . Зависимости изменения  $\Delta\Phi_{B1}$  и  $\Delta\Phi_{BL}$  высот барьеров от напряжения  $U$  для первой части и периферийной области КМП имеют линейный характер:  $\Delta\Phi_{B1} = \Delta\Phi_{O1} \pm \beta qU$  и  $\Delta\Phi_{BL} = \Delta\Phi_{OL} \pm \beta_L qU$ , где  $\beta < 1$  и  $\beta_L < 1$ , знаки (+) в прямом и (-) в обратном направлении. Зависимость  $\Delta\Phi_{B2}$  от  $U$  определяется влиянием силы изображения.

В прямом направлении, согласно теории термоэлектронной эмиссии ВАХ КМП выражается формулой

$$\begin{aligned}
I_F &= g_1 I_{F1} + g_2 I_{F2} + g_L I_{FL} = \\
&= SAT^2 \left[ g_1 \exp\left(-\frac{\Phi_{B1} + \Delta\Phi_{B1}}{kT}\right) + g_2 \exp\left(-\frac{\Phi_{B2} - \Delta\Phi_{B2}}{kT}\right) + \right. \\
&\quad \left. + g_L \exp\left(-\frac{\Phi_{BL} + \Delta\Phi_{BL}}{kT}\right) \right] \left[ \exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right] = \\
&= SAT^2 \left[ g_1 \exp\left(-\frac{\Phi_{B1} + \Delta\Phi_{O1} + \beta qU}{kT}\right) + g_2 \exp\left(-\frac{\Phi_{B2} - \Delta\Phi_{B2}}{kT}\right) + \right. \\
&\quad \left. + g_L \exp\left(-\frac{\Phi_{BL} + \Delta\Phi_{OL} + \beta_L qU}{kT}\right) \right] \left[ \exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right] = \\
&= S_F AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{BF} + \beta_F qU}{kT}\right) \left[ \exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right] \approx S_F AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{BF}}{kT}\right) \exp\left(\frac{qU}{n_F kT}\right) = \\
&= I_{OF} \exp\left(\frac{qU}{n_F kT}\right)
\end{aligned}$$

В формуле коэффициенты  $g_1$ ,  $g_2$  и  $g_L$  (где  $g_1 + g_2 + g_L = 1$ ) - действующие доли общей площади  $S$  контакта.

Обратная ветвь ВАХ реальных КМП согласно теории термоэлектронной эмиссии описывается формулой:

$$\begin{aligned}
I_R &= g_1 I_{R1} + g_2 I_{R2} + g_L I_{RL} = \\
&= SAT^2 \left[ g_1 \exp\left(-\frac{\Phi_{B1} + \Delta\Phi_{B1}}{kT}\right) + g_2 \exp\left(-\frac{\Phi_{B2} - \Delta\Phi_{B2}}{kT}\right) + \right. \\
&\quad \left. + g_L \exp\left(-\frac{\Phi_{BL} + \Delta\Phi_{BL}}{kT}\right) \right] \left[ 1 - \exp\left(-\frac{qU}{kT}\right) \right] = \\
&= SAT^2 \left[ g_1 \exp\left(-\frac{\Phi_{B1} + \Delta\Phi_{O1} - \beta qU}{kT}\right) \left[ 1 - \exp\left(-\frac{qU}{kT}\right) \right] + \right. \\
&\quad \left. + g_2 \exp\left(-\frac{\Phi_{B2} - \Delta\Phi_{B2}}{kT}\right) \left[ 1 - \exp\left(-\frac{qU}{kT}\right) \right] + \right. \\
&\quad \left. + g_L \exp\left(-\frac{\Phi_{BL} + \Delta\Phi_{OL} - \beta_L qU}{kT}\right) \left[ 1 - \exp\left(-\frac{q(U - U_C)}{kT}\right) \right] \right] = \\
&= S_R AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{BR} - \beta_R qU}{kT}\right) \left[ 1 - \exp\left(-\frac{qU}{kT}\right) \right] \approx S_R AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{BR}}{kT}\right) \exp\left(\frac{qU}{n_R kT}\right) = \\
&= I_{OR} \exp\left(\frac{qU}{n_R kT}\right)
\end{aligned}$$

где  $U_C = U$  при  $U \leq U_{кр}$  и  $U_C = U_{кр}$  при  $U > U_{кр}$ .

Коэффициент неидеальности  $n_F$  и безразмерный коэффициент  $n_R$  выражаются формулами:  $n_F = \frac{1}{1 - \beta_F}$  и  $n_R = \frac{1}{\beta_R}$

В формуле, внешнее напряжение  $U=U_C$  компенсирует приращение высоты потенциального барьера периферийной поверхности с  $\Phi_{BL}$ , обусловленное накоплением свободных электронов в области  $l > d_{max}$  на границе раздела. При  $0 < U_C \leq U_{KR}$  обратные токи через периферийную поверхность с  $\Phi_{BL}$  не протекают.

Представлены результаты численных расчетов и уникальных экспериментальных исследований, проведенных с помощью сканирующих электронных микроскопов и других технических средств в известных научных центрах, и ряд особенностей токопрохождения в реальных КМП с дополнительным электрическим полем.

**В четвертой главе** на основе физических моделей и механизмов токопрохождения, изложенных в предыдущей главе описаны специфические особенности таких электрофизических параметров реальных выпрямляющих КМП, как высоты потенциального барьера, коэффициент неидеальности прямой ветви ВАХ, безразмерный коэффициент обратной ветви ВАХ, сопротивление контакта, постоянная Ричардсона, термический коэффициент высоты барьера, напряжение пробоя. Отмечено, что в большинстве случаев, измеренные параметры реальных выпрямляющих КМП идентифицируются соответствующими параметрами идеализированных КМП. В действительности, как это следует из изложенных в предыдущих главах, при определении электрофизических параметров реальных выпрямляющих КМП необходимо измерить их действующие значения. При этом, возникает необходимость измерения электрофизических параметров общего контакта, его периферийной и центральной областей в отдельности.

Были разработаны методы измерения периферийных токов и действующих площадей реальных выпрямляющих КМП. Согласно этим методам, токи периферийных эффектов выпрямляющих КМП измеряются с помощью линейной плотности  $J_L$  периферийного тока. Для этого используются два идентичных КМП с площадями  $S_1, S_2$  и с длинами периферии контактов  $L_1$  и  $L_2$ , через которые протекают токи  $I_1$  и  $I_2$  соответственно. Если количество КМП с  $S_1$ , суммарная площадь, которых равна площади идентичного им КМП с  $S_2$ , составляет  $N$ , имеют место следующие выражения:

$$S_2 = NS_1 \quad \text{и} \quad L_2 < NL_1.$$

Когда через КМП с площадями  $S_1$  и  $S_2$  протекают токи  $I_{S1}$  и  $I_{S2}$  без влияния периферийных эффектов и токи  $I_{L1}$  и  $I_{L2}$  под влиянием лишь периферийных эффектов, тогда общие токи  $I_1$  и  $I_2$  КМП выражаются как:

$$I_1 = I_{S1} + I_{L1} \quad \text{и} \quad I_2 = I_{S2} + I_{L2}$$

Для идентичных КМП справедливо отношение:  $I_{S2} = NI_{S1}$ . Следовательно, периферийный ток  $I_L$ , протекающий через длину  $L = NL_1 - L_2$  периферии контакта определяется выражением:



$$I_L = NI_{L1} - I_{L2} = N(I_1 - I_{S1}) - (I_2 - I_{S2}) = NI_1 - I_2$$

Линейная плотность ( $J_L$ ) периферийного тока КМП определяется формулой:

$$J_L = \frac{I_L}{L} = \frac{NI_1 - I_2}{NL_1 - L_2}$$

Следовательно, периферийные токи  $I_{L1}$  и  $I_{L2}$  КМП с длинами периферии контактов  $L_1$  и  $L_2$  выражаются как  $I_{L1} = J_L L_1$  и  $I_{L2} = J_L L_2$ .

Вклады периферийных токов  $g_1$  и  $g_2$ , вносимые в общие токи КМП с площадями  $S_1$  и  $S_2$  определяются формулами в (%):

$$g_1 = \frac{I_{L1}}{I_1} \cdot 100 \quad \text{и} \quad g_2 = \frac{I_{L2}}{I_2} \cdot 100$$

При достаточно малых значениях геометрических размеров выпрямляющих КМП, порядка нескольких микрометров, влияние периферийных эффектов, обусловленных дополнительным электрическим полем, возникающим из-за контактной разности потенциалов между контактной поверхностью и к ней примыкающими свободными поверхностями металла и полупроводника, охватывает всю приконтактную область полупроводника. Геометрическая контактная площадь таких КМП являются и эффективной площадью для периферийного тока.

Если геометрическая площадь КМП с  $S_0$  является эффективной, т.е.  $S_{OL} = S_{OS}$ , тогда при известных значениях токов  $I_{OL}$ ,  $I_L$ ,  $I_{OS}$  и  $I_S$ , эффективные контактные площади  $S_L$  и  $S_S$  идентичного ему КМП аналитически определяются формулами:

$$S_L = \frac{S_{OL}}{I_{OL}} \cdot I_L = \frac{S_0}{I_{OL}} I_L \quad \text{и} \quad S_S = \frac{S_{OS}}{I_{OS}} \cdot I_S = \frac{S_0}{I_{OS}} I_S$$

Эффективные контактные площади  $S_L$  и  $S_S$  выпрямляющих КМП можно определить и графическим путем. Для этого строятся теоретические линейные зависимости соответствующих токов  $I_{LT}$  и  $I_{ST}$  КМП от их контактной площади, которые проходят через токи  $I_{OL}$  и  $I_{OS}$  для КМП с геометрической площадью  $S_0$ . На графике наносятся точки, соответствующие токам  $I_L$  и  $I_S$ . Проведя через эти точки линии, параллельные к оси абсцисс до пересечения с линией зависимости токов  $I_{LT}$  и  $I_{ST}$  от площади КМП, находят эффективные значения  $S_L$  и  $S_S$  по оси абсцисс.

Ширина  $h$  активной области периферийной контактной поверхности выпрямляющих КМП с различной площадью остается практически одинаковой, если линейные размеры контакта  $r \ll L$ . При этом,  $h$  определяется с помощью простого выражения:

$$h = S_L / L.$$

Таким образом, используя значения токов и действующих площадей соответствующих частей реальных КМП определяются их электрофизические параметры по известным формулам для идеализированного КМП. Показано, что при высокой степени неоднородности выпрямляющего КМП, имеет место расхождение его высот барьеров, измеренных различными методами. Преждевременный пробой реальных выпрямляющих КМП происходит вследствие аномального эффекта Шоттки.

Представлены результаты измерений электрофизических параметров выпрямляющих КМП, изготовленных на основе различных контактных структур, которые находятся в согласии с действующими параметрами реальных КМП.

**В пятой главе** дан литературный обзор по результатам экспериментальных исследований токопрохождения в реальных диодах Шоттки. Анализированы расхождения между результатами экспериментальных исследований и теоретическими положениями токопрохождения в однородных ДШ. Далее, представлены экспериментальные результаты исследований токопрохождения (при наличии и при отсутствии периферийных эффектов, через периферийную контактную поверхность и в больших обратных напряжениях) в ДШ с диаметрами 6, 10, 20, 60, 100, 200, 500 и 1000 мкм, изготовленных методом стандартной фотолитографии на основе контакта металлов (Al, Au, Ni, Cu, Cr, Ti, V) с поверхностью (111) кремния n-типа и с удельным сопротивлением 1 Ом см. Пленки металлов имели достаточно большую площадь, перекрывающую диэлектрический слой SiO<sub>2</sub> по периферии окон для предотвращения искривления приповерхностного обедненного слоя полупроводника по периферии контакта.

Экспериментальное исследование токопрохождения при прямом направлении в ДШ показало, что прямые токи ДШ состоят из суммы двух составляющих токов, протекающих через периферийный участок ( $I_{FL}$ ) и внутренний участок ( $I_{FS}$ ) контактной поверхности. Прямые ветви ВАХ ДШ выражаются формулой:

$$\begin{aligned} I_F &= I_{FL} + I_{FS} = \\ &= S_S A T^2 \left[ g_L \exp\left(-\frac{\Phi_{LS} + \beta_{LS} qU}{kT}\right) + g_S \exp\left(-\frac{\Phi_{BS} + \beta_S qU}{kT}\right) \right] \exp\left(\frac{qU}{kT}\right) = \\ &= S_S A T^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{BF}}{kT}\right) \exp\left(\frac{qU}{n_F kT}\right) = I_{OF} \exp\left(\frac{qU}{n_F kT}\right) \end{aligned}$$

Численные значения соответствующих параметров в формуле для ДШ с различными диаметрами представлены в таблицах 5.1 и 5.2.

Таблица 5.1

| d<br>мкм | N     | I <sub>FO</sub><br>А | Φ <sub>BF</sub><br>эВ | η <sub>F</sub> | R <sub>C</sub><br>Ом.с<br>м <sup>2</sup> | J <sub>L</sub><br>А/мкм | I <sub>L</sub><br>А    | I <sub>S</sub><br>А    | I <sub>LS</sub><br>А  | g(I <sub>L</sub> )<br>% |
|----------|-------|----------------------|-----------------------|----------------|--|-------------------------|------------------------|------------------------|-----------------------|-------------------------|
| 6        | 27778 | 5.10 <sup>-10</sup>  | 0,588                 | 1,02           | 15,0                                     | 2,09.10 <sup>-11</sup>  | 3,94.10 <sup>-10</sup> | 1,06.10 <sup>-10</sup> | 5,0.10 <sup>-10</sup> | 79                      |
| 10       | 10000 | 1,1.10 <sup>-9</sup> | 0,594                 | 1,04           | 19,2                                     | 2,57.10 <sup>-11</sup>  | 8,08.10 <sup>-10</sup> | 2,92.10 <sup>-10</sup> | 1,03.10 <sup>-9</sup> | 74                      |
| 20       | 2500  | 3,4.10 <sup>-9</sup> | 0,600                 | 1,02           | 24,6                                     | 3,57.10 <sup>-11</sup>  | 2,24.10 <sup>-9</sup>  | 1,16.10 <sup>-9</sup>  | 2,85.10 <sup>-9</sup> | 66                      |
| 60       | 278   | 1,9.10 <sup>-8</sup> | 0,613                 | 1,07           | 41,5                                     | 4,63.10 <sup>-11</sup>  | 8,72.10 <sup>-9</sup>  | 1,03.10 <sup>-8</sup>  | 1,11.10 <sup>-8</sup> | 46                      |
| 100      | 100   | 4,7.10 <sup>-8</sup> | 0,616                 | 1,07           | 46,4                                     | 6,02.10 <sup>-11</sup>  | 1,89.10 <sup>-8</sup>  | 2,81.10 <sup>-8</sup>  | 2,40.10 <sup>-8</sup> | 40                      |
| 200      | 25    | 1,5.10 <sup>-7</sup> | 0,622                 | 1,04           | 56,5                                     | 5,97.10 <sup>-11</sup>  | 3,75.10 <sup>-8</sup>  | 1,13.10 <sup>-7</sup>  | 4,76.10 <sup>-8</sup> | 25                      |
| 500      | 4     | 8,0.10 <sup>-7</sup> | 0,626                 | 1,02           | 64,9                                     | 6,37.10 <sup>-11</sup>  | 1,00.10 <sup>-7</sup>  | 7,00.10 <sup>-7</sup>  | 1,27.10 <sup>-7</sup> | 12                      |
| 1000     | 1     | 3,0.10 <sup>-6</sup> | 0,628                 | 1,02           | 69,2                                     | 6,37.10 <sup>-11</sup>  | 2,00.10 <sup>-7</sup>  | 2,80.10 <sup>-6</sup>  | 2,54.10 <sup>-7</sup> | 7                       |

Таблица 5.2

| d<br>мкм | S <sub>S</sub><br>см <sup>2</sup> | Φ <sub>BS</sub><br>эВ | η <sub>S</sub> | R <sub>CS</sub><br>Ом.<br>см <sup>2</sup> | g(I <sub>S</sub> )<br>% | S <sub>L</sub><br>см <sup>2</sup> | h <sub>L</sub><br>мкм | Φ <sub>LS</sub><br>эВ | η <sub>LS</sub> | R <sub>CL</sub><br>Ом.<br>см <sup>2</sup> | g(I <sub>LS</sub> )<br>% | g(S <sub>L</sub> )<br>% |
|----------|-----------------------------------|-----------------------|----------------|---|-------------------------|-----------------------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------|---|--------------------------|-------------------------|
| 6        | 2,82.10 <sup>-7</sup>             | 0,628                 | 1,02           | 70,5                                      | 21                      | 2,83.10 <sup>-7</sup>             | -                     | 0,588                 | 1,02            | 15,0                                      | 100                      | 100                     |
| 10       | 7,79.10 <sup>-7</sup>             | 0,628                 | 1,02           | 70,5                                      | 27                      | 5,80.10 <sup>-7</sup>             | -                     | 0,588                 | 1,04            | 15,2                                      | 94                       | 74                      |
| 20       | 3,08.10 <sup>-6</sup>             | 0,628                 | 1,02           | 70,3                                      | 34                      | 1,61.10 <sup>-6</sup>             | 2,57                  | 0,588                 | 1,03            | 15,1                                      | 84                       | 52                      |
| 60       | 2,74.10 <sup>-5</sup>             | 0,628                 | 1,01           | 70,1                                      | 54                      | 6,27.10 <sup>-6</sup>             | 3,33                  | 0,588                 | 1,13            | 16,6                                      | 59                       | 22                      |
| 100      | 7,51.10 <sup>-5</sup>             | 0,628                 | 1,01           | 70,1                                      | 60                      | 1,36.10 <sup>-5</sup>             | 4,32                  | 0,588                 | 1,15            | 16,9                                      | 51                       | 17                      |
| 200      | 3,00.10 <sup>-4</sup>             | 0,628                 | 1,01           | 69,9                                      | 75                      | 2,69.10 <sup>-5</sup>             | 4,29                  | 0,588                 | 1,12            | 16,4                                      | 32                       | 9                       |
| 500      | 1,87.10 <sup>-3</sup>             | 0,628                 | 1,02           | 70,7                                      | 88                      | 7,18.10 <sup>-5</sup>             | 4,57                  | 0,588                 | 1,02            | 15,0                                      | 16                       | 4                       |
| 1000     | 7,48.10 <sup>-3</sup>             | 0,628                 | 1,02           | 70,7                                      | 93                      | 1,44.10 <sup>-4</sup>             | 4,58                  | 0,588                 | 1,02            | 15,0                                      | 9                        | 2                       |

Обратная ветвь ВАХ ДШ состоит из двух участков со специфическими особенностями. В первом начальном участке ток ( $I_{R1}$ ) с увеличением напряжения медленно растет и с увеличением размеров контакта эта зависимость ослабевает. Во втором участке ток ( $I_{R2}$ ) начинает появляться после приложения определенного напряжения и с ростом последнего экспоненциально увеличивается. Первый участок ( $I_{R1}$ ) ВАХ ДШ состоит из суммы токов, протекающих через периферийную площадь ( $I_{RL1}$ ) и относительно внутреннюю площадь ( $I_{S1}$ ) контакта, а второй участок ВАХ состоит в основном из периферийного тока ( $I_{RL2}$ ). Таким образом, обратные ветви ВАХ реальных ДШ описываются формулой:

$$\begin{aligned}
I_R &= I_{R1} + I_{R2} = I_{RS1} + I_{RL1} + I_{RL2} = \\
&= S_{S1} AT^2 \left[ g_L \exp\left(-\frac{\Phi_{LS1} - \beta_{LS1} qU}{kT}\right) + g_S \exp\left(-\frac{\Phi_{BS1} - \beta_{S1} qU}{kT}\right) \right] \left[ 1 - \exp\left(-\frac{qU}{kT}\right) \right] + \\
&+ S_{L2} AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{LS1} - \beta_{L2} qU}{kT}\right) \left[ 1 - \exp\left(-\frac{q(U - U_C)}{kT}\right) \right] = \\
&= S_{S1} AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{B1} - \beta_{R1} qU}{kT}\right) \left[ 1 - \exp\left(-\frac{qU}{kT}\right) \right] + \\
&+ S_{L2} AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{LS1} - \beta_{L2} qU}{kT}\right) \left[ 1 - \exp\left(-\frac{(U - U_C)}{kT}\right) \right]
\end{aligned}$$

где,  $U_C = U$  при  $U \leq U_{KP}$  и  $U_C = U_{KP} \approx 2 - 3$  В при  $U > U_{KP}$ .

Между  $\Phi_{BL2}$  и  $\Phi_{LS1}$  существует следующая корреляция:

$$\Phi_{BL2} = \Phi_{LS1} - \frac{qU_{KP}}{n_{L2}} = \Phi_{LS1} - \beta_{L2} qU_{KP}$$

Численные значения соответствующих параметров в формуле для ДШ с различными диаметрами представлены в таблицах 5.3, 5.4 и 5.5.

Таблица 5.3

| d<br>МКМ | N     | $I_{RO1}$<br>А        | $\Phi_{BR1}$<br>эВ | $n_{R1}$ | $J_L$<br>А/МКМ        | $I_{L1}$<br>А         | $I_{S1}$<br>А         | $I_{LS1}$<br>А       | $g(I_{L1})$<br>% |
|----------|-------|-----------------------|--------------------|----------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|----------------------|------------------|
| 6        | 27778 | $6,00 \cdot 10^{-10}$ | 0,580              | 20,3     | $2,32 \cdot 10^{-11}$ | $4,37 \cdot 10^{-10}$ | $1,63 \cdot 10^{-10}$ | $6,0 \cdot 10^{-10}$ | 72,8             |
| 10       | 10000 | $2,00 \cdot 10^{-9}$  | 0,576              | 20,5     | $4,95 \cdot 10^{-11}$ | $1,56 \cdot 10^{-9}$  | $4,44 \cdot 10^{-10}$ | $2,13 \cdot 10^{-9}$ | 77,8             |
| 20       | 2500  | $5,50 \cdot 10^{-9}$  | 0,585              | 22,7     | $5,95 \cdot 10^{-11}$ | $3,73 \cdot 10^{-9}$  | $1,77 \cdot 10^{-9}$  | $5,12 \cdot 10^{-9}$ | 67,9             |
| 60       | 278   | $2,10 \cdot 10^{-8}$  | 0,608              | 36,6     | $2,51 \cdot 10^{-11}$ | $4,72 \cdot 10^{-9}$  | $1,63 \cdot 10^{-8}$  | $6,47 \cdot 10^{-9}$ | 22,5             |
| 100      | 100   | $5,50 \cdot 10^{-8}$  | 0,609              | 38,3     | $3,18 \cdot 10^{-11}$ | $1,00 \cdot 10^{-8}$  | $4,50 \cdot 10^{-8}$  | $1,37 \cdot 10^{-8}$ | 18,2             |
| 200      | 25    | $2,00 \cdot 10^{-7}$  | 0,612              | 55,5     | $3,18 \cdot 10^{-11}$ | $2,00 \cdot 10^{-8}$  | $1,80 \cdot 10^{-7}$  | $2,74 \cdot 10^{-8}$ | 10,0             |
| 500      | 4     | $1,16 \cdot 10^{-6}$  | 0,614              | 52,9     | $1,27 \cdot 10^{-11}$ | $5,00 \cdot 10^{-7}$  | $9,00 \cdot 10^{-7}$  | $6,85 \cdot 10^{-7}$ | 43,1             |
| 1000     | 1     | $4,60 \cdot 10^{-6}$  | 0,614              | 76,6     | $1,27 \cdot 10^{-11}$ | $9,99 \cdot 10^{-7}$  | $3,60 \cdot 10^{-6}$  | $1,37 \cdot 10^{-6}$ | 21,7             |

Таблица 5.4

| d<br>МКМ | $S_{S1}$<br>см <sup>2</sup> | $\Phi_{BS1}$<br>эВ | $n_{S1}$ | $g(I_{S1})$<br>% | $S_{L1}$<br>см <sup>2</sup> | $h_{L1}$<br>МКМ | $\Phi_{LS1}$<br>эВ | $n_{LS1}$ | $g(I_{LS1})$<br>% | $g(S_{L1})$<br>% |
|----------|-----------------------------|--------------------|----------|------------------|-----------------------------|-----------------|--------------------|-----------|-------------------|------------------|
| 6        | $2,83 \cdot 10^{-7}$        | 0,614              | 89,1     | 27,2             | $2,81 \cdot 10^{-7}$        |                 | 0,580              | 17,9      | 100               | 99,5             |
| 10       | $7,72 \cdot 10^{-7}$        | 0,614              | 107      | 22,2             | $1,00 \cdot 10^{-6}$        | 3,19            | 0,580              | 18,5      | 100               | 110              |
| 20       | $3,06 \cdot 10^{-6}$        | 0,614              | 113      | 32,2             | $2,40 \cdot 10^{-6}$        | 3,82            | 0,580              | 19,3      | 93,1              | 76,5             |
| 60       | $2,83 \cdot 10^{-5}$        | 0,614              | 87,5     | 77,6             | $3,04 \cdot 10^{-6}$        | 1,61            | 0,580              | 19,3      | 30,8              | 10,8             |
| 100      | $7,81 \cdot 10^{-5}$        | 0,614              | 93,8     | 81,8             | $6,43 \cdot 10^{-6}$        | 2,05            | 0,580              | 18,3      | 24,9              | 8,2              |
| 200      | $3,13 \cdot 10^{-4}$        | 0,614              | 87,0     | 90,0             | $1,29 \cdot 10^{-5}$        | 2,05            | 0,580              | 21,5      | 13,7              | 4,1              |
| 500      | $1,56 \cdot 10^{-3}$        | 0,614              | 87,0     | 77,6             | $3,22 \cdot 10^{-4}$        | 20,5            | 0,580              | 55,5      | 5,9               | 16,4             |
| 1000     | $6,25 \cdot 10^{-3}$        | 0,614              | 87,0     | 78,3             | $6,42 \cdot 10^{-4}$        | 20,5            | 0,580              | 55,4      | 3,0               | 8,2              |

Таблица 5.5

| d<br>мкм | $I_{L2}(0)$<br>А    | $I_{L2}(8)$<br>А    | $S_{L2}$<br>см <sup>2</sup> | $\Phi_{BL2}$<br>эВ | $n_{L2}$ | $R_{CL2}$<br>Ом см <sup>2</sup> | $h_{L2}$<br>мкм | $g(S_{L2})$<br>% |
|----------|---------------------|---------------------|-----------------------------|--------------------|----------|---------------------------------|-----------------|------------------|
| 6        | $3,2 \cdot 10^{-9}$ | $2,0 \cdot 10^{-6}$ | $2,83 \cdot 10^{-7}$        | 0,537              | 47,8     | 110                             |                 | 100              |
| 10       | $1,0 \cdot 10^{-8}$ | $4,9 \cdot 10^{-6}$ | $8,84 \cdot 10^{-7}$        | 0,537              | 49,7     | 114                             | 2,82            | 113              |
| 20       | $1,5 \cdot 10^{-8}$ | $7,2 \cdot 10^{-6}$ | $1,33 \cdot 10^{-6}$        | 0,537              | 49,8     | 115                             | 2,12            | 42,4             |
| 60       | $3,2 \cdot 10^{-8}$ | $1,5 \cdot 10^{-5}$ | $2,83 \cdot 10^{-6}$        | 0,537              | 50,0     | 115                             | 1,50            | 10,0             |
| 100      | $6,6 \cdot 10^{-8}$ | $2,3 \cdot 10^{-5}$ | $5,84 \cdot 10^{-6}$        | 0,537              | 52,6     | 121                             | 1,86            | 7,44             |
| 200      | $1,4 \cdot 10^{-7}$ | $3,5 \cdot 10^{-5}$ | $1,24 \cdot 10^{-5}$        | 0,537              | 55,7     | 128                             | 1,97            | 3,95             |
| 500      | $6,0 \cdot 10^{-7}$ | $8,5 \cdot 10^{-5}$ | $5,31 \cdot 10^{-5}$        | 0,537              | 62,1     | 143                             | 3,38            | 2,71             |
| 1000     | $1,7 \cdot 10^{-6}$ | $2,7 \cdot 10^{-4}$ | $1,50 \cdot 10^{-4}$        | 0,537              | 60,7     | 139                             | 4,78            | 1,91             |

Получено хорошее согласие между экспериментальными результатами и теоретическими положениями токопрохождения в реальных ДШ, изложенных в третьей главе.

**В шестой главе** приведен литературный обзор по результатам экспериментальных исследований температурных зависимостей токопрохождения в реальных диодах Шоттки. Проанализированы расхождения между результатами экспериментальных исследований и теоретическими положениями токопрохождения в однородных ДШ. Далее, представлены экспериментальные результаты изучения температурных зависимостей в интервале 132-400 К токопрохождения (при наличии и в отсутствии периферийных эффектов, через периферийную контактную поверхность и при больших обратных напряжениях) в ДШ с диаметрами 10, 40, 60, 100, 200, 500 и 1000 мкм., изготовленных на основе контакта никеля с поверхностью (111) кремния n-типа и с удельным сопротивлением 1 Ом см.

Показано, что при комнатной температуре прямые ветви ВАХ ДШ с различными диаметрами изображаются прямыми линиями в полулогарифмическом масштабе, а начальные участки обратных ветвей ВАХ описывают медленное возрастание обратных токов с ростом напряжения. При достаточно больших напряжениях, порядка 20-25 В, намного ниже теоретического значения напряжения пробоя 100 В, происходит резкое возрастание обратных токов ДШ. Эти особенности ВАХ соблюдаются в ограниченных интервалах температур. Линейность прямой ветви ВАХ в полулогарифмическом масштабе сохраняется в интервале температур 222К – 363 К, а традиционный вид начальных участков обратных ветвей ВАХ - в 267 К – 387 К. При относительно высоких температурах прямые ветви ВАХ приобретают нелинейный характер в полулогарифмическом масштабе, а при относительно низких температурах деградируют, т.е. появляются избыточные токи при низких напряжениях, а начальные участки обратных ветвей ВАХ приобретают почти омический характер.

Характер температурной зависимости высоты барьера и коэффициента неидеальности ДШ зависит от выбранного интервала температур и от

геометрических размеров выпрямляющего контакта. При этом, в зависимости от температуры направления изменения высоты барьера и коэффициента неидеальности становятся противоположными, т.е. низкому значению высоты барьера соответствует высокое значение коэффициента неидеальности и, наоборот. Однако, экспоненциальный характер зависимости контактного сопротивления ДШ от температуры сохраняется во всем интервале температур, где ВАХ ДШ имеет удовлетворительный вид. Между экспериментальным значением постоянной Ричардсона ( $A_{FЭ}$  и  $A_{RЭ}$ ) и термическим коэффициентом высоты барьера ( $\alpha_{TF}$  и  $\alpha_{TR}$ ) ДШ в обоих направлениях напряжения существует экспоненциальная зависимость. С ростом напряжения возрастание обратного тока ДШ происходит сильнее, чем это следует из уменьшения высоты барьера под действием силы зеркального изображения.

Установлено, что между теоретическими значениями ( $A_F$  и  $A_R$ ) и экспериментальными значениями ( $A_{FЭ}$  и  $A_{RЭ}$ ) постоянной Ричардсона ДШ имеется следующее соотношение

$$A_{FЭ} = A_F \exp\left(\frac{\alpha_{TF}}{k}\right) \quad \text{и} \quad A_{RЭ} = A_R \exp\left(\frac{\alpha_{TR}}{k}\right)$$

В первом приближении, для ограниченных температурных интервалов зависимость экспериментального значения  $\Phi_{BЭ}$  ДШ от температуры  $T$  может быть представлена по формуле

$$\Phi_{BЭ} = \Phi_B(T) \pm \alpha_T T$$

Из прямых ветвей и начальных участков обратных ветвей ВАХ ДШ с различными диаметрами ( $d$ ) определены высоты барьеров  $\Phi_{BF}$  и  $\Phi_{BR}$  в широком интервале температур. Их значения при комнатной температуре для различных  $d$  приведены в таблице 6.1 и таблице 6.2, соответственно. Там же представлены значения коэффициента неидеальности ( $n_F$ ), контактного сопротивления ( $R_C$ ), высоты барьера по энергии активации ( $\Phi_B(T)$ ), термического коэффициента ( $\alpha_T$ ), безразмерный коэффициент ( $n_R$ ) при  $U=3$  В, экспериментальной ( $A_{Э}$ ) и теоретической ( $A$ ) постоянной Ричардсона.

Таблица 6.1

| $d$<br>мкм | $\Phi_{BF}$<br>эВ | $n_1$ | $R_C$<br>Омсм <sup>2</sup> | $\Phi_{BF}(T)$<br>эВ | $\Delta\Phi_{BF}$<br>эВ | $\alpha_{TF}$<br>эВ/К | $A_{FЭ}$<br>А/К <sup>2</sup> см <sup>2</sup> | $A_F$<br>А/К <sup>2</sup> см <sup>2</sup> |
|------------|-------------------|-------|----------------------------|----------------------|-------------------------|-----------------------|--|---|
| 10         | 0,564             | 1,09  | 12,8                       | 0,514                | 0,050                   | $1,71 \cdot 10^{-4}$  | 16,6   | 122                                       |
| 40         | 0,565             | 1,06  | 13,0                       | 0,487                | 0,078                   | $2,67 \cdot 10^{-4}$  | 5,56   | 126                                       |
| 100        | 0,578             | 1,09  | 22,7                       | 0,491                | 0,087                   | $2,98 \cdot 10^{-4}$  | 3,82   | 124                                       |
| 200        | 0,577             | 1,10  | 21,9                       | 0,544                | 0,033                   | $1,13 \cdot 10^{-4}$  | 31,85  | 119                                       |
| 500        | 0,583             | 1,07  | 26,5                       | 0,544                | 0,039                   | $1,34 \cdot 10^{-4}$  | 25,48  | 121                                       |
| 1000       | 0,584             | 1,05  | 27,9                       | 0,555                | 0,029                   | $9,93 \cdot 10^{-5}$  | 38,22  | 122                                       |

Таблица 6.2

| $d$<br>мкм | $\Phi_{BR}$<br>эВ | $n_2(z)$ | $\Phi_R(T)$<br>эВ | $\Delta\Phi_{BR}$<br>эВ | $\alpha_{TR}$<br>эВ/К | $A_{RЭ}$<br>А/К <sup>2</sup> см <sup>2</sup> | $A_R$<br>А/К <sup>2</sup> см <sup>2</sup> |
|------------|-------------------|----------|-------------------|-------------------------|-----------------------|--|---|
| 10         | 0,575             | 59,8     | 0,652             | -0,770                  | $-2,64 \cdot 10^{-4}$ | 2550   | 117                                       |
| 40         | 0,579             | 80,9     | 0,621             | -0,420                  | $-1,44 \cdot 10^{-4}$ | 635  | 118                                       |
| 100        | 0,582             | 102      | 0,633             | -0,510                  | $-1,75 \cdot 10^{-4}$ | 892  | 116                                       |
| 200        | 0,585             | 125      | 0,617             | -0,320                  | $-1,10 \cdot 10^{-4}$ | 414  | 115                                       |
| 500        | 0,586             | 144      | 0,620             | -0,340                  | $-1,16 \cdot 10^{-4}$ | 459  | 118                                       |
| 1000       | 0,586             | 163      | 0,623             | -0,370                  | $-1,27 \cdot 10^{-4}$ | 510  | 116                                       |

Удовлетворительный вид ВАХ ДШ, при отсутствии влияния краевых эффектов, сохраняется в ограниченных интервалах температур и их электрофизические параметры имеют следующие особенности.

Для прямой ветви ВАХ: высота барьера практически не зависит от температуры; коэффициент неидеальности имеет значения больше, чем это следует из влияния силы зеркального изображения, и он увеличивается с ростом температуры; экспериментальное значение постоянной Ричардсона приблизительно равно ее теоретическому значению.

Для обратной ветви ВАХ: высота барьера с ростом температуры медленно уменьшается; безразмерный коэффициент становится почти в два раза меньше его расчетного значения; экспериментальное значение постоянной Ричардсона становится намного больше ее теоретического значения; между экспериментальным значением постоянной Ричардсона и термическим коэффициентом высоты барьера ДШ существует экспоненциальная зависимость.

высоты барьера для прямой и обратной ветви ВАХ, определенных из зависимостей  $I_{SO}/T^2$  от  $1/T$ , отличаются.

Исследование температурной зависимости токопрохождения по периферии контакта ДШ показало, что их электрофизические параметры имеют следующие особенности.

Краевые эффекты оказывают влияние на свойства ДШ по периферийной площади контакта с шириной несколько микрометров и вклады токов, обусловленных лишь краевыми эффектами, в периферийные токи ДШ отличаются для прямой и обратной ветвей ВАХ.

Для прямой ветви ВАХ: высота барьера увеличивается с ростом температуры, коэффициент неидеальности имеет значения больше, чем это следует из влияния силы зеркального изображения, и он уменьшается с ростом температуры, экспериментальное значение постоянной Ричардсона становится меньше ее теоретического значения; между экспериментальным значением постоянной Ричардсона и термическим коэффициентом высоты барьера ДШ существует экспоненциальная зависимость.

Для обратной ветви ВАХ: высота барьера с ростом температуры уменьшается; безразмерный коэффициент становится намного меньше его расчетного значения; экспериментальное значение постоянной Ричардсона становится на несколько порядков больше ее теоретического значения; между экспериментальным значением постоянной Ричардсона и термическим коэффициентом высоты барьера ДШ существует экспоненциальная зависимость;

высоты барьера ДШ для прямой и обратной ветви ВАХ, определенных из зависимостей  $I_{LS}/T^2$  от  $1/T$ , отличаются.

Исследование токопрохождения в ДШ при больших обратных напряжениях показало, что:

- характер зависимости обратного тока ДШ от напряжения при начальных низких и за ним следующих относительно больших напряжениях существенно отличается, но в обоих случаях токопрохождение определяется механизмом термоэлектронной эмиссии. Между первым и вторым участками обратной ветви ВАХ ДШ существует переходной участок, который становится более заметным как при понижении температуры, так и при уменьшении геометрических размеров ДШ;

- при относительно больших напряжениях обратный ток ДШ практически полностью состоит из токов, протекающих по периферийной контактной поверхности с шириной порядка 1 микрометра, и с ростом напряжения он увеличивается экспоненциально;

- высота потенциального барьера по периферии ДШ при комнатной температуре становится приблизительно 60 мэВ меньше высоты барьера остальной части общей контактной поверхности, и она линейно уменьшается с понижением температуры в широком интервале. Между термическим коэффициентом высоты барьера и измеренным значением постоянной Ричардсона по периферии ДШ существует экспоненциальная зависимость, и значение периферийного термического коэффициента становится на один порядок больше значения соответствующего коэффициента остальной части контакта;

- безразмерный коэффициент ВАХ ДШ с ростом температуры сначала уменьшается, а потом начинает увеличиваться. Зависимости между  $I_{L20}/T^2$  и  $1/T$  изображаются ломанными линиями, состоящими из двух прямолинейных участков. Высота барьера ДШ, определенная из зависимостей  $I_{L20}/T^2$  от  $1/T$ , соответствует высоте барьера при  $T=0$  К.

**В седьмой главе** изложен литературный обзор по результатам экспериментальных исследований токопрохождения в реальных диодах Шоттки в зависимости от концентрации примесей полупроводника. Были анализированы расхождения между результатами экспериментальных исследований и теоретическими положениями токопрохождения в идеальных ДШ. Далее, представлены экспериментальные результаты изучения токопрохождения (при наличии и при отсутствии периферийных эффектов, через периферийную контактную поверхность и при больших обратных



напряжениях) в ДШ с диаметрами 6, 10, 20, 60, 100, 200, 500 и 1000 мкм., изготовленных на основе контакта никеля с поверхностью (111) кремния с различной концентрацией доноров ( $3,3 \cdot 10^{14} - 2,5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ).

Показано, что прямые ветви ВАХ ДШ с различными диаметрами при различных концентрациях доноров в кремния изображаются прямыми линиями в полулогарифмическом масштабе, а начальные участки обратных ветвей ВАХ описывают медленное возрастание обратных токов с ростом напряжения. При достаточно больших напряжениях, намного ниже теоретических значений их напряжения пробоя, происходит резкое возрастание обратных токов ДШ. Графический анализ и аналитический расчет показывает, что токи обратной ветви ВАХ при больших напряжениях состоят в основном из периферийных токов ДШ.

Из прямых ветвей и начальных участков обратных ветвей ВАХ ДШ с различными диаметрами были определены высоты барьеров  $\Phi_{BF}$  и  $\Phi_{BR}$  при различных концентрациях примесей кремния. Их значения при концентрации  $N_d = 3,5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  для ДШ с различными диаметрами  $d$  приведены в таблице 7.1. Там же представлены экспериментальное ( $n_F$ ) и теоретическое ( $n_{FT}$ ) значения коэффициента неидеальности, контактного сопротивления ( $R_C$ ), экспериментальное ( $n_R$ ) и теоретическое ( $n_{RT}$ ) значения безразмерного коэффициента при  $U=1\text{В}$ , теоретическое значение уменьшения высоты барьера ( $\Delta\Phi_{BT}$ ) силой изображения.

Показано, что теоретический линейный характер зависимости между  $\Phi_{BF}$  и  $N_d^{1/4}$  почти сохраняется для ДШ с различными диаметрами. Однако, тангенсы углов наклона экспериментальных прямых становятся больше теоретической прямой и он увеличивается с уменьшением диаметра ДШ.

Таблица 7.1

| $d$<br>мкм | $U > 0$           |       |          |                            | $U < 0$           |          |             | $\Delta\Phi_{BT}$<br>эВ |
|------------|-------------------|-------|----------|----------------------------|-------------------|----------|-------------|-------------------------|
|            | $\Phi_{BF}$<br>эВ | $n_1$ | $n_{1T}$ | $R_C$<br>Омсм <sup>2</sup> | $\Phi_{BR}$<br>эВ | $n_2(1)$ | $n_{2T}(1)$ |                         |
| 6          | 0,559             | 1,02  | 1,02     | 4,99                       | 0,557             | 27,1     | 105         | 0,029                   |
| 10         | 0,566             | 1,01  | 1,02     | 6,41                       | 0,572             | 28,7     | 105         | 0,029                   |
| 20         | 0,570             | 1,03  | 1,02     | 7,62                       | 0,570             | 43,9     | 105         | 0,029                   |
| 60         | 0,582             | 1,00  | 1,02     | 11,7                       | 0,576             | 43,3     | 105         | 0,029                   |
| 100        | 0,581             | 1,01  | 1,02     | 11,5                       | 0,580             | 58,0     | 105         | 0,029                   |
| 200        | 0,587             | 1,00  | 1,02     | 14,4                       | 0,583             | 45,4     | 105         | 0,029                   |
| 500        | 0,589             | 1,05  | 1,02     | 16,2                       | 0,583             | 63,0     | 105         | 0,029                   |
| 1000       | 0,589             | 1,08  | 1,02     | 17,0                       | 0,585             | 58,6     | 105         | 0,029                   |

Исследование токопрохождения в Ni-nSi ДШ с различными диаметрами в зависимости от концентрации примесей кремния показало следующие.

Характер корреляции между электрофизическими параметрами ДШ и концентрацией примесей кремния зависит от геометрических размеров выпрямляющей контактной поверхности.

Концентрационные зависимости высоты барьера и коэффициента неидеальности ДШ становятся сильнее, чем это следует от влияния силы изображения. С ростом концентрации примесей кремния, высоты барьера ДШ уменьшается, коэффициент неидеальности ВАХ увеличивается и эти зависимости усиливаются с уменьшением диаметра ДШ. Концентрационная зависимость контактного сопротивления ДШ находится в согласии с механизмом термоэлектронной эмиссии токопрохождения.

При всех концентрациях примесей кремния, отклонение от насыщения обратных ветвей ВАХ ДШ становится сильнее, чем это следует из теоретически рассчитанного. Обратные ветви ВАХ четко разделяются на два участка. С ростом напряжения ток на первом участке увеличивается медленно, а на втором – резко. На первом участке, отклонение ВАХ от насыщения увеличивается (т.е. безразмерный коэффициент уменьшается) как с ростом концентрации примесей кремния, так и с уменьшением диаметра контакта ДШ. Резкое увеличение второго участка ВАХ происходит при низких напряжениях, меньших напряжения пробоя ДШ. Напряжение преждевременного пробоя (начальное напряжение второго участка ВАХ при постоянном токе) увеличивается с ростом концентрации примесей кремния.

Исследование токопрохождения в ДШ при отсутствии влияния краевых эффектов в зависимости от концентрации примесей кремния показало следующие.

Концентрационные зависимости высоты барьера и коэффициента неидеальности ДШ становятся сильнее, чем это следует от влияния силы изображения. С ростом концентрации примесей кремния, высота барьера ДШ уменьшается, коэффициент неидеальности ВАХ увеличивается. Концентрационная зависимость контактного сопротивления ДШ находится в согласии с механизмом термоэлектронной эмиссии токопрохождения.

При всех концентрациях примесей кремния, отклонение от насыщения первого начального участка обратных ветвей ВАХ ДШ становится сильнее, чем это следует из теоретически рассчитанного. На первом участке, отклонение ВАХ от насыщения увеличивается (т.е. безразмерный коэффициент уменьшается) с ростом концентрации примесей кремния.

Исследование токопрохождения по периферии контакта ДШ в зависимости от концентрации примесей кремния показало следующие.

Действующая периферийная поверхность ДШ имеет ширину несколько микрометров. С ростом диаметра контакта ДШ от 6 мкм до 1000 мкм вклад токов действующих периферийных поверхностей в общие токи ДШ уменьшается от 100 % до около 5 %.

Концентрационные зависимости высоты барьера и коэффициента неидеальности ДШ становятся сильнее, чем это следует от влияния силы изображения. С ростом концентрации примесей кремния, высоты барьера ДШ уменьшается, коэффициент неидеальности ВАХ сначала уменьшается а потом увеличивается. Концентрационная зависимость контактного сопротивления ДШ находится в согласии с механизмом термоэлектронной эмиссии токопрохождения.

При всех концентрациях примесей кремния, отклонение от насыщения первого начального участка обратных ветвей ВАХ по периферии ДШ становится сильнее, чем это следует из теоретически рассчитанного. На первом участке, отклонение ВАХ от насыщения увеличивается (т.е. безразмерный коэффициент уменьшается) с ростом концентрации примесей кремния.

Исследование зависимости токопрохождения в  $Ni-nSi$  ДШ от концентрации примесей полупроводника при больших обратных напряжениях показало, что:

- характер зависимости обратного тока ДШ от напряжения при начальных низких и за ним следующих относительно больших напряжениях существенно отличается, но в обоих случаях токопрохождение определяется механизмом термоэлектронной эмиссии. С ростом концентрации интервал напряжения первого участка обратной ветви ВАХ ДШ уменьшается;

- вторые участки обратных ветвей ВАХ ДШ при относительно больших напряжениях практически полностью состоят из токов, протекающих по периферийной контактной поверхности с шириной порядка 1 микрометра, и при этом с ростом напряжения ток увеличивается экспоненциально;

- высота потенциального барьера по периферии ДШ становится меньше высоты барьера остальной части общей контактной поверхности, и эта разница высот барьеров вдоль поверхности контакта ДШ увеличивается с ростом концентрации примесей кремния ;

- безразмерный коэффициент второго участка ВАХ ДШ с ростом концентрации примесей кремния уменьшается. Из концентрационной зависимости контактного сопротивления ДШ следует что, механизмом токопрохождения является термоэлектронная эмиссия.

**В восьмой главе** изложен литературный обзор по результатам экспериментальных исследований деградации электрофизических свойств реальных ДШ. Были анализированы сложный характер деградации реальных ДШ в зависимости от конструктивно-технологических и климатических условий.

Показано, что деградация свойств ДШ органически связана с особенностями их энергетических структур. При большой контрастности эмиссионной неоднородности контактной поверхности реальных КМП, если их параллельно включенные и взаимодействующие микроучастки имеют достаточно большие размеры, то интегральная ВАХ общего контакта содержит диодные и омические составляющие. Деградированная ВАХ таких КМП с площадью  $S$ , состоящей из суммы диодного участка с площадью  $S_d$  и

омического участка с площадью  $S_{OM}$ , через которые протекают соответствующие токи  $I_D$  и  $I_{OM}$ , где  $S_D = g_1 S$ ,  $S_{OM} = g_2 S$  и  $g_1 + g_2 = 1$ , определяется формулой:

$$I = I_D + I_{OM} = g_1 S A T^2 \exp\left(-\frac{\Phi_B - \Delta\Phi_B}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1\right] + g_2 \frac{SU\rho}{L}$$

где  $\Phi_B$  - высота потенциального барьера диодного участка,  $k$ - постоянная Больцмана,  $q$ - заряд носителя тока,  $\Delta\Phi_B$  - снижение высоты барьера,  $U$  - приложенное напряжение,  $\rho$  - удельное сопротивление полупроводника,  $L$ - толщина полупроводника.

Если  $\Delta\Phi_B$  обусловлена влиянием силы зеркального изображения, то его зависимость от напряжения  $U$  описывается формулой:

$$\Delta\Phi_B = q \left[ \left( \frac{q^3 N_D}{8\pi^2 \varepsilon_s^3} \right) \left( U_D \pm U - \frac{kT}{q} \right) \right]^{1/4}$$

где,  $N_D$  - концентрация доноров в полупроводнике,  $\varepsilon_s$ -диэлектрическая проницаемость полупроводника,  $U_D$ -диффузионный потенциал, знаки (-) и (+) соответствуют прямому и обратному направлению.

Если же  $\Delta\Phi_B$  обусловлена влиянием дополнительного электрического поля, то его зависимость от напряжения  $U$  описывается формулой:

$$\Delta\Phi_B = \pm \beta qU$$

где  $\beta$ - безразмерный коэффициент, знаки (+) и (-) соответствуют прямому и обратному направлениям.

Были построены вольтамперные характеристики КМП со следующими приемлемыми значениями электрофизических параметров:  $\Phi_B = 0,65$  эВ;  $U_D = 0,5$  В;  $A = 120$  А см<sup>-2</sup> К<sup>-2</sup>;  $T = 300$  К;  $kT = 0,026$  эВ;  $\beta = 0,02$ ;  $N_D = 5,5 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup>;  $\varepsilon_s = 10,6 \cdot 10^{-13}$  Кл В<sup>-1</sup> см<sup>-1</sup>;  $U_{ПРИБ} = 100$  В;  $S = 10^{-4}$  см<sup>2</sup>;  $\rho = 1$  Ом см;  $L = 0,03$  см;  $g_1 = 1 - g_2$ ;  $g_2 = 1; 0,99; 0,9; 0,5; 10^{-1}; 10^{-2}; 10^{-3}; 10^{-4}; 10^{-5}; 0$ ;  $U_{ПР} = 0-0,3$  В;  $U_{ОБ} = 0-100$  В.

Показано, что при увеличении  $g_2$  от 0 до  $10^{-3}$ , вклад тока омического участка практически не сказывается на прямой ветви ВАХ общего контакта, который имеет нормальные диодные свойства. Когда  $g_2 > 10^{-3}$  прямые ветви ВАХ ДШ начинает деградировать и при  $g_2 > 0,5$  КМП становится практически омическим. Однако, обратные ветви ВАХ ДШ сильно деградируют даже при  $g_2 < 10^{-4}$  и при  $g_2 > 10^{-3}$  ВАХ КМП практически имеет линейный характер. КМП имеет нормальные омические свойства с симметричными линейными ВАХ при  $g_2 > 0,5$ . Следовательно, при  $0,5 > g_2 > 10^{-3}$  прямые ветви ВАХ КМП имеют деградированный экспоненциальный характер и их обратные ветви имеют линейный характер. При  $g_2 < 10^{-3}$  прямые ветви ВАХ ДШ имеют нормальный экспоненциальный характер и их обратные ветви ВАХ почти не деградируют. А при  $0,5 < g_2 \leq 1$  КМП имеют нормальные омические свойства

с симметричными линейными ВАХ, однако их контактные сопротивления отличаются до двух раз.

Установлено, что экспериментальные ВАХ Ni-nSi ДШ, имеющие нормальные выпрямляющие свойства сильно деградирует как под действием термической обработки, так и при снижении температуры образцов. При этом геометрические размеры контактов оказывают существенное влияние на особенности деградации ВАХ ДШ.

Результаты влияния термической обработки при различных температурах в течении 10 мин на электрофизические свойства Ni-nSi ДШ представлены в таблице 8.1.

Таблица 8.1

| d<br>мкм | Без отжига     |      |                                | Тотж=300 °С    |      |                                | Тотж=400 °С    |      |                             | Тотж=450 °С    |   |                                |
|----------|----------------|------|--------------------------------|----------------|------|--------------------------------|----------------|------|-----------------------------|----------------|---|--------------------------------|
|          | $\Phi_B$<br>эВ | n    | $R_C$<br>Ом<br>см <sup>2</sup> | $\Phi_B$<br>эВ | n    | $R_C$<br>Ом<br>см <sup>2</sup> | $\Phi_B$<br>эВ | n    | $R_C$<br>Ом см <sup>2</sup> | $\Phi_B$<br>эВ | n | $R_C$<br>Ом<br>см <sup>2</sup> |
| 10       | 0,589          | 1,05 | 17,9                           | 0,583          | 1,07 | 14,6                           | 0,547          | 1,13 | 3,8                         | Деградация     |   |                                |
| 20       | 0,592          | 1,09 | 21,2                           | 0,588          | 1,06 | 17,3                           | Деградация     |      |                             | Деградация     |   |                                |
| 50       | 0,594          | 1,04 | 21,2                           | Деградация     |      |                                | Омическое      |      |                             | Омическое      |   |                                |
| 100      | 0,599          | 1,04 | 26,6                           | Омическое      |      |                                | Омическое      |      |                             | Омическое      |   |                                |

С увеличением продолжительности термической обработки выпрямляющие свойства большинства контактов восстанавливаются. Обнаружено, что после термической обработки при 300 °С в течение 10 минут ДШ с диаметрами меньше 20 мкм сохраняли свои нормальные выпрямляющие свойства, а больше 20 мкм превращались в контакты с омическими и деградированными ВАХ, точнее, ВАХ контактов с диаметром 50 мкм были деградированными, а при 100 мкм обладали чистыми омическими свойствами. Однако при дальнейшем увеличении времени термической обработки до 60 минут наблюдалось, что выпрямляющие свойства этих контактов восстанавливаются. Но, при этом в зависимости от диаметра контактов требовалось различное время термической обработки. Выпрямляющие свойства контактов с диаметрами 50 мкм восстанавливаются после термической обработки в течении 20 минут, а у контактов с диаметром 100 мкм – в течении 50 минут.

Различие в температурной зависимости токопрохождения в ДШ и в омических контактах позволяет обнаружение наличия омических микроучастков на границе раздела. Были исследованы температурные зависимости токопрохождения в Ni-nSi ДШ с различными диаметрами в интервале температур 141 – 311 К. Получено, что с ростом температуры начиная от комнатной, нормальные выпрямляющие свойства ДШ сохраняются. Однако, при понижении температуры ВАХ деградируется, т.е. наблюдается избыток тока при начальных прямых напряжениях и линейные участки начальной обратной ветви ВАХ ДШ, который ограничивается преждевременным пробоем.

## ОСНОВНЫЕ ВЫВОДЫ

В результате исследований электрофизических свойств реальных контактов металл - полупроводник получены следующие основные выводы:

1. Установлено явление возникновения дополнительного электрического поля в приконтактной области полупроводника реальных КМП, имеющих ограниченные контактные площади и состоящих из совокупности параллельно соединенных и электрически взаимодействующих микроконтактов с различными локальными высотами потенциальных барьеров. Напряженности дополнительных полей оказываются сравнимыми с напряженностью электрического поля в области ОПЗ идеальных ДШ и направлены противоположно для микроконтактов с различными локальными высотами потенциального барьера в реальных ДШ.
2. Разработана физическая модель реальных КМП с дополнительным электрическим полем, согласно которой, независимо от степени сложности конфигурации контактной площади и распределения микроконтактов с различными локальными высотами барьера вдоль контактной поверхности, реальные ДШ представляются как совокупности параллельно включенных взаимодействующих двух участков с различными усредненными высотами потенциальных барьеров. Высоты барьеров первого и второго участков становятся, соответственно, ниже и выше усредненной высоты барьера по общей контактной поверхности ДШ, а их максимумы находятся на различных расстояниях от контактной поверхности металла. Зависимости высот барьеров этих двух участков от напряжения имеют различный характер.
3. Разработан механизм токопрохождения на основе теории термоэлектронной эмиссии в реальных ДШ с дополнительным электрическим полем, согласно которому ток общего контакта состоит из суммы токов первого, имеющего усредненную низкую высоту барьера, и второго, имеющего усредненную высокую высоту барьера, участков. Токопрохождение через первый участок реальных ДШ определяется аномальным эффектом Шоттки, а через второй участок – либо нормальным, либо же аномальными эффектами Шоттки. Токопрохождение по периферии контакта определяется аномальным эффектом Шоттки и обуславливает преждевременный пробой реальных ДШ.
4. Выявлены особенности методов определения электрофизических параметров реальных ДШ, согласно которым, в частности, между высотами потенциального барьера ДШ, измеренными методами ВАХ, ВФХ, ФЭ и ЭА существует расхождение, зависящее от степени эмиссионной неоднородности границы раздела контакта. Разработаны методы измерения периферийных электрофизических параметров и геометрических размеров активной периферийной контактной поверхности реальных ДШ.

5. Экспериментально установлено, что токи прямой ветви ВАХ кремниевых ДШ состоит из суммы двух составляющих токов с различными характеристиками, протекающих через периферийный участок с шириной в несколько микрометров и внутренний участок контактной поверхности. Для Cr-nSi ДШ коэффициент неидеальности ВАХ имел значения 1,02-1,07 и высота барьера периферийного участка с шириной 2-4 мкм становится на примерно 40 мэВ ниже от 0,628 эВ для остального участка контакта. С уменьшением диаметра ДШ от 1000 мкм до 10 мкм, вклад периферийного тока в ток общего контакта увеличивается от 9 % до 100 %. Линейная плотность периферийного тока ДШ, обусловленного лишь периферийными эффектами, составляет порядка  $10^{-11}$  А/мкм.
6. Экспериментально установлено, что обратная ветвь ВАХ кремниевых ДШ состоит из двух участков со специфическими особенностями. В первом начальном участке ВАХ, ток с увеличением напряжения медленно растет и с увеличением размеров контакта эта зависимость ослабевает. Первый участок обратной ВАХ ДШ состоит из суммы токов с различными характеристиками, протекающих через периферийную площадь с шириной в несколько мкм и внутреннюю площадь контакта. Второй участок ВАХ состоит в основном из периферийного тока, который появляется после приложения определенного напряжения и экспоненциально увеличивается с ростом последнего, т.е. обуславливает преждевременный пробой.
7. Для Cr-nSi ДШ с ростом диаметра барьерного контакта от 6 мкм до 1000 мкм безразмерный коэффициент первого участка обратной ветви ВАХ увеличивается от 20 до 77 при напряжении 1 В и при этом высота барьера периферийного участка с шириной 2-3 мкм имеет значение примерно 35 мэВ ниже от 0,614 эВ для остального участка контакта. С уменьшением диаметра ДШ от 1000 мкм до 10 мкм, вклад периферийного тока в ток общего контакта увеличивается от 3 % до 100 % при напряжении 0,1 В. Линейная плотность периферийного тока ДШ, обусловленного лишь периферийным эффектом, составляет порядка  $3 \cdot 10^{-11}$  А/мкм. Во втором участке ВАХ с безразмерным коэффициентом 50-60 ток начинает появляться после приложения напряжения 2-3 В.
8. Установлен различный характер температурных зависимостей в интервале 132-400 К токопрохождения при наличии и отсутствии периферийных эффектов через периферийную контактную поверхность и при больших обратных напряжениях в Ni-nSi ДШ. Показано, что особенности токопрохождения в ДШ при комнатной температуре, представленные в пп. 5-7, соблюдаются в ограниченных интервалах температур. Линейность прямой ветви ВАХ в полулогарифмическом масштабе сохраняется в интервале температур 222К – 363 К, а традиционный вид начальных участков обратных ветвей ВАХ - в интервале 267 К – 387 К. При относительно высоких температурах прямые ветви ВАХ приобретают нелинейный характер в полулогарифмическом масштабе, а при относительно низких температурах деградируют, т.е. появляются избыточные токи при низких

- напряжениях, а начальные участки обратных ветвей ВАХ приобретают почти омический характер.
9. Характер температурной зависимости высоты барьера и коэффициента неидеальности  $Ni-nSi$  ДШ зависит от выбранного интервала температур и от геометрических размеров выпрямляющего контакта. При этом, в зависимости от температуры направления изменения высоты барьера и коэффициента неидеальности становятся противоположными, т.е. низкому значению высоты барьера соответствует высокое значение коэффициента неидеальности и, наоборот. Однако, экспоненциальный характер зависимости контактного сопротивления ДШ от температуры сохраняется во всем интервале температур, где ВАХ ДШ имеет удовлетворительный вид. Между экспериментальным значением постоянной Ричардсона и термическим коэффициентом высоты барьера ДШ существует экспоненциальная зависимость.
  10. При отсутствии влияния краевых эффектов для прямой ветви ВАХ ДШ: высота барьера практически не зависит от температуры; коэффициент неидеальности увеличивается с ростом температуры; экспериментальное значение постоянной Ричардсона приблизительно равно ее теоретическому значению. Для обратной ветви ВАХ: высота барьера с ростом температуры медленно уменьшается; безразмерный коэффициент становится почти в два раза меньше его расчетного значения; экспериментальное значение постоянной Ричардсона становится намного больше ее теоретического значения; между экспериментальным значением постоянной Ричардсона и термическим коэффициентом высоты барьера ДШ существует экспоненциальная зависимость.
  11. Обнаружено, что краевые эффекты оказывают влияние на свойства ДШ по периферийной площади контакта с шириной в несколько микрометров и вклады токов, обусловленных лишь краевыми эффектами, в периферийные токи ДШ отличаются для прямой и обратной ветвей ВАХ. Для прямой ветви периферийной ВАХ: с ростом температуры высота барьера увеличивается и коэффициент неидеальности уменьшается, экспериментальное значение постоянной Ричардсона становится меньше ее теоретического значения; между экспериментальным значением постоянной Ричардсона и термическим коэффициентом высоты барьера ДШ существует экспоненциальная зависимость. Для обратной ветви периферийной ВАХ: высота барьера с ростом температуры уменьшается; безразмерный коэффициент становится намного меньше его расчетного значения; экспериментальное значение постоянной Ричардсона становится на несколько порядков больше ее теоретического значения; между экспериментальным значением постоянной Ричардсона и термическим коэффициентом высоты барьера ДШ существует экспоненциальная зависимость.
  12. Установлено, что между первым и вторым участками обратной ветви ВАХ  $Ni-nSi$  ДШ существует переходной участок, который становится более



заметным как при понижении температуры, так и при уменьшении геометрических размеров ДШ. При относительно больших напряжениях обратный ток ДШ практически полностью состоит из токов, протекающих через периферийную контактную поверхность с шириной порядка 1 микрометра, и с ростом напряжения он увеличивается экспоненциально. Высота потенциального барьера по периферии ДШ при комнатной температуре становится приблизительно на 60 мэВ меньше высоты барьера остальной части общей контактной поверхности, и она линейно уменьшается с понижением температуры. Между термическим коэффициентом высоты барьера и измеренным значением постоянной Ричардсона по периферии ДШ существует экспоненциальная зависимость, и значение периферийного термического коэффициента становится на один порядок больше значения соответствующего коэффициента остальной части контакта. Безразмерный коэффициент ВАХ ДШ с ростом температуры сначала уменьшается, а потом начинает увеличиваться.

13. Выявлен различный характер зависимостей токопрохождения при наличии и при отсутствии периферийных эффектов, через периферийную контактную поверхность и при больших обратных напряжениях в Ni-nSi ДШ от концентраций доноров кремния в интервале  $3,3 \cdot 10^{14} - 2,5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Показано, что особенности токопрохождения в ДШ при комнатной температуре, представленные в пп. 5-7, соблюдаются в указанном интервале концентрации  $N_D$ . С ростом концентрации примесей кремния, высота барьера ДШ уменьшается и коэффициент неидеальности увеличивается. При этом теоретический линейный характер зависимости между высотой барьера и  $N_D^{1/4}$  почти сохраняется для ДШ с различными диаметрами (6-1000 мкм). Однако, тангенс угла наклона экспериментальных прямых становится больше угла наклона теоретического прямого и он увеличивается с уменьшением диаметра ДШ. Концентрационная зависимость контактного сопротивления ДШ находится в согласии с механизмом термоэлектронной эмиссии токопрохождения. На первом участке обратной ВАХ безразмерный коэффициент уменьшается как с ростом концентрации примесей кремния, так и с уменьшением диаметра ДШ. Напряжение преждевременного пробоя ДШ уменьшается с ростом концентрации примесей кремния.
14. При отсутствии краевых эффектов концентрационные зависимости высоты барьера и коэффициента неидеальности ДШ становятся сильнее, чем это следует из влияния силы изображения. С ростом концентрации примесей кремния, высота барьера ДШ уменьшается, коэффициент неидеальности ВАХ увеличивается. Концентрационная зависимость контактного сопротивления ДШ находится в согласии с механизмом термоэлектронной эмиссии токопрохождения. При всех концентрациях примесей кремния отклонение от насыщения первого начального участка обратных ВАХ ДШ становится сильнее, чем это следует из теоретического расчета.

Безразмерный коэффициент уменьшается с ростом концентрации примесей кремния

15. По периферии контакта ДШ концентрационные зависимости высоты барьера и коэффициента неидеальности ДШ становятся сильнее, чем это следует из влияния силы изображения. С ростом концентрации примесей кремния, высота барьера ДШ уменьшается, коэффициент неидеальности ВАХ сначала уменьшается и потом увеличивается. Концентрационная зависимость контактного сопротивления ДШ находится в согласии с механизмом термоэлектронной эмиссии токопрохождения. При всех концентрациях примесей кремния, отклонение от насыщения первого начального участка обратных ветвей ВАХ по периферии ДШ становится сильнее, чем это следует из теоретического расчета. Безразмерный коэффициент уменьшается с ростом концентрации примесей кремния.
16. Интервал напряжения первого участка обратной ветви ВАХ ДШ уменьшается с ростом концентрации. Токи второго участка обратных ВАХ ДШ практически полностью состоят из токов, протекающих через периферийную контактную поверхность с шириной порядка 1 микрометра и экспоненциально увеличиваются с ростом напряжения. Высота потенциального барьера по периферии ДШ становится меньше высоты барьера остальной части общей контактной поверхности и эта разница высот барьеров вдоль поверхности контакта увеличивается с ростом концентрации примесей кремния. Безразмерный коэффициент второго участка ВАХ ДШ с ростом концентрации примесей кремния уменьшается.
17. Установлена связь между деградацией ВАХ выпрямляющих (и омических) КМП и эмиссионной неоднородностью контактной поверхности. В частности, показано, что при увеличении от 0 до  $10^{-3}$  доли площади ( $g_2$ ) омического участка от общей площади ДШ с высотой барьера 0,65 эВ, вклад тока омического участка практически не сказывается на нормальной прямой ветви ВАХ участка  $g_1$  ДШ, где  $g_1 + g_2 = 1$ . При  $g_2 > 10^{-3}$ , прямые ветви ВАХ ДШ начинают деградировать и при  $g_2 > 0,5$  становятся омическим. Обратные ветви ВАХ ДШ сильно деградируют даже при  $g_2 < 10^{-4}$  и при  $g_2 > 10^{-3}$  обладают линейным характером. КМП имеет нормальные омические свойства с симметричными линейными ВАХ при  $g_2 > 0,5$ .
18. Получено, что ВАХ Ni-nSi ДШ, имеющие нормальные выпрямляющие свойства, сильно деградируют как под действием температуры (573 – 723 К) и продолжительности (10 – 60 минут) термической обработки, так и при снижении температуры ДШ (ниже 273 К). При этом особенности деградации ВАХ сильно зависят от геометрических размеров ДШ. В частности, под действием термической обработки при температуре 573 К и в течении 10 минут ВАХ ДШ с диаметром 100 мкм приобретает омический характер, с диаметром 50 мкм деградирует, а с диаметром 10 мкм сохраняет прежний характер.

**Список публикаций по теме диссертации**

1. Аскеров Ш.Г., Мамедов Р.К. Исследование электрических свойств контакта поликристаллического металла с полупроводником. **Письма в ЖТФ**, 1978, т.4, в.5, с.275-277
2. Аскеров Ш.Г., Мамедов Р.К. Влияние неоднородности на свойства контакта металл-полупроводник. **ФТП**, 1978, т.12, в.10, с.2071-2073
3. Аскеров Ш.Г., Мамедов Р.К. Влияние температуры подложки на свойства диода с барьером Шоттки. **Ученые записки АГУ, сер. физ. мат. наук**, 1978, № 2, с.96-99
4. Мамедов Р.К. Зависимости электрических характеристик диодов Шоттки от технологических параметров и ориентацией полупроводника. **Тезисы докладов 1У Республиканской межвузовской конференции по физике**, Баку, 1978, с.28
5. Мамедов Р.К., Аскеров Ш.Г. Влияние наличия омического элемента на свойства диодов с барьером Шоттки. **Тезисы докладов 1У Республиканской межвузовской конференции по физике**, Баку, 1978, с.27
6. Аскеров Ш.Г., Мамедов Р.К. Температурные зависимости параметров диодов Шоттки. **Тезисы докладов III Республиканской конференции молодых ученых и специалистов "Вопросы микроэлектроники и физика полупроводниковых приборов"**, Тбилиси, 1977, с.41
7. Аскеров Ш.Г., Кадимов Г.Г., Мамедов Р.К., Мамишев Р.Т., Эфендиев К.И. Влияние температурного отжига на свойства диодов с барьером Шоттки. **Деп. в ВИНТИ**, № 3273-77, 1977, 10 с.
8. Аскеров Ш.Г., Мамедов Р.К. О деградации ВАХ диодов Шоттки. **Тезисы докладов Всесоюзного научно-технического семинара "Пути повышения стабильности и надежности микроэлементов и микросхем"**, Рязань, 1981, с.46-47
9. Аскеров Ш.Г., Мамедов Р.К., Кадимов Г.Г., Гурбанов А.А., Мамедов Р.М. Температурные зависимости различных параметров диодов с барьером Шоттки. **Известия АН Аз.ССР, серия физ.тех.мат.наук**, 1981, № 1, с.83-87
10. Аскеров Ш.Г., Мамедов Р.К. Поле пятен в контакте металл-полупроводник, **ФТП**, 1982, т.16, в.9, с.1722, **Деп. "Электроника"**, 1982, № Р-3380/82, 18 с.
11. Аскеров Ш.Г., Мамедов Р.К. Физические процессы на границе раздела, определяющие надежность и деградацию приборов, созданных на основе КМП. **Тезисы докладов Всесоюзной конференции "Физические основы надежности и деградации полупроводниковых приборов"**, Кишинев, 1982, с.33
12. Аскеров Ш.Г., Мамедов Р.К., Мамишев Р.Т. Конструктивно-технологический метод повышения надежности диодов Шоттки. **Тезисы докладов Всесоюзной конференции "Физические основы надежности и деградации полупроводниковых приборов"**, Кишинев, 1982, с.139

13. Мамедов Р.К., Аскеров Ш.Г. Новый подход к анализу электрофизических процессов, происходящих на границе раздела КМП. **Труды Всесоюзной конференции по физике полупроводников**, Баку, 1982, т.2, с.233-234
14. Аскеров Ш.Г., Кадимов Г.Г., Мамедов Р.К. Влияние концентрации примесей полупроводника и площади контактов на различные параметры диодов Шоттки. **Тем. науч. сборн. "Неравновесные процессы в твердых телах и газовых плазмах"**, Баку, БГУ, 1983, с.30-34
15. Мамедов Р.К., Аскеров Ш.Г. Поле пятен и его влияние на свойства диодов Шоттки. **Тем. науч. сборн. "Неравновесные процессы в твердых телах и газовых плазмах"**, Баку, БГУ, 1983, с.78-80
16. Мамедов Р.К. Фотовольтаические явления в солнечных элементах, созданных на основе КМП с барьером Шоттки. **Резюме докл. УП Международного совещания по фотоэлектрическим и оптическим явлениям в твердых телах**, Варна, 1983, с.32-33
17. Мамедов Р.К. Влияние эмиссионной неоднородности на свойства МДМ структур. **Деп. В ВИНТИ**, № 953-83, 1983, 15 с.
18. Мамедов Р.К. Пути повышения качества полупроводниковых приборов и интегральных схем, созданных на основе КМП переходов. **В сборн. "Новые приборы, устройства, методики и технологические процессы, разработанные учеными АГУ"**, Баку, 1983, с.14-15
19. Аскеров Ш.Г, Мамедов Р.К., Гурбанов А.А., Алиев Б.З. Влияние площади контакта Cr-nSi на напряжение пробоя диодов Шоттки. **Известия АН Аз.ССР**, серия физ.тех.мат.наук, 1984, №2. с. 94-98
20. Мамедов Р.К. Параллельно включенные и взаимодействующие переходы с барьером Шоттки. **Известия АН Аз.ССР**, серия физ.тех.мат.наук, 1984, №5, с 73-76
21. Мамедов Р.К. Металл-полупроводниковые переходы с неоднородным электрическим полем. **Материалы научной конференции "Университетская наука – производству"**, Баку, 1984, с.85-86
22. Мамедов Р.К., Набиев М.А., Гасанов Х.А. Ток утечки в диодах Шоттки. **Материалы научной конференции "Университетская наука – производству"**, Баку, 1984, с.286-287
23. Мамедов Р.К. Поверхностный эффект в МП и МД переходах. **Материалы научной конференции, посвященной итогам научно-исследовательских работ за 1983**, Баку, 1984, с.286-287
24. Мамедов Р.К., Набиев М.А., Гасанов Х.А. Высота барьера диода Шоттки, определенная различными методами. **Тем. науч. сборн. "Высокоэнергетич. процессы и физика молекул"**, г.Баку, 1984, с.179-182
25. Мамедов Р.К., Набиев М.А. Электрический пробой реальных диодов Шоттки. **Тем. науч. сборн. "Электрические и оптические свойства вещества"**, Баку, БГУ, 1984, с.66-71
26. Мамедов Р.К., Набиев М.А. Обратные ветви ВАХ диодов с барьером Шоттки. **Тем. науч. сборн. "Физика плазмы и конденсированных сред"**, Баку, БГУ, 1985, с.106-111

27. Мамедов Р.К., Набиев М.А. Влияние краевых эффектов на протекание тока в диодах Шоттки. **ФТП**, 1986, т.20, в.2, с.332-335
28. Мамедов Р.К., Набиев М.А. Влияние эмиссионной неоднородности на коэффициент неидеальности ДШ. **Тем. науч. сборн. “Высокоэнергетич. и молекулярные процессы”**, Баку, БГУ, 1984, с.66-71
29. Мамедов Р.К., Набиев М.А. Некоторые особенности токов утечки в никель-кремниевых диодах Шоттки. **Тезисы докладов II Всесоюзной конференции “Физические основы надежности и деградации полупроводниковых приборов”**, Кишинев, 1986, ч.II, с.18
30. Мамедов Р.К. Температурная зависимость безразмерного коэффициента ВАХ для периферийного тока Ni-Si ДШ. **Тем. науч. сборн. “Некоторые вопросы физической электроники”**, Баку, БГУ, 1987, с.62-63
31. Мамедов Р.К. Температурные и размерные зависимости параметров выпрямляющих никель-кремниевых контактов. **Тезисы докладов Всесоюзной конференции “Физика и применение контакта металл-полупроводник”**, Киев, 1987, с.114
32. Мамедов Р.К. Образование потенциального барьера по периферии контакта металл-полупроводник. **Материалы докладов VII Координационного совещания по исследованию и применению твердых растворов Ge-Si**, Баку, 1988, с.73
33. Мамедов Р.К. Изменение высоты барьера КМП структур в зависимости от температуры. **Тем. науч. сборн. “Электрические свойства полупроводников и плазмы газовых разрядов”**, Баку, БГУ, 1989, с.80-82
34. Мамедов Р.К. Избыточные токи в КМП структурах. **Тем. науч. сборн. “Кинетические и оптические явления в средах”**, Баку, БГУ, 1990, с.5-6
35. Мамедов Р.К. Деградация характеристик титан-кремниевых барьеров Шоттки, **Тезисы докладов II Всесоюзной конференции “Физические основы надежности и деградации полупроводниковых приборов”**, Кишинев, 1991, ч.II, с.18
36. Мамедов Р.К. Новое в исследовании металл-полупроводниковых переходов. **Материалы XXX Международной Конференции “Физика многокомпонентных полупроводников”**, Баку, 1992, с.48
37. Мамедов Р.К. Двухбарьерная модель реальных металл-полупроводниковых приборов. **Тезисы докладов V Республиканской межвузовской конференции по физике**, Баку, 1992, с.57
38. Мамедов Р.К. Изменчивый характер возрастания обратного тока поверхностно-барьерных переходов. **Вестник Бакинского Университета**, серия физ.мат.наук, 1993, №1, с.164-165
39. Мамедов Р.К. Георазмерное ограничение выпрямления в металл-полупроводниковых переходах. **Тезисы докладов Республиканской конференции “Физика-93”**, Баку, 1993, с.35
40. Мамедов Р.К. Двухбарьерная модель реальных металл-полупроводниковых переходов. **Тезисы докладов Республиканской конференции “Физика-93”**, Баку, 1993, с.132

41. Məmmədov R.Q. Metal-silisiyum keçidlərin potensial çərərinin hündürlüyünün temperatur asılılığı. **BDU-nun Yubiley Elmi Konfrans materialı**, Bakı, 1994, s.83
42. Mamedov R.K. Two barriers energetic model of real metal-semiconductor solar elements. **In: Proc. Fourth Baku International Congress**. Baku, 1997, p.205-209
43. Мамедов Р.К., Гурбанов А.А. Экспоненциальный характер токопрохождения по периферии поверхностно-барьерных структур. **I Республиканской научной конференции “Актуальные проблемы физики”**, Баку, 1998, с.82-83
44. Мамедов Р.К. Новое свойство контакта металл-полупроводник. **I Республиканской научной конференции “Актуальные проблемы физики”**, Баку, 1998, с.84-85
45. Məmmədov R.Q. Real metal-yarımkeçirici keçidlərdə səciyyəvi cərəyan axını. **BDU-nun Yubiley Elmi Konfrans materialı**, Bakı, 1998, s.260
46. Məmmədov R.Q. Düzləndirici metal-yarım-keçirici keçidlərdə elektrik deşilmə haqqında. **Bakı Universitetinin xəbərləri**, fizika-riyaziyyat elmləri seriyası, 1998, № 2, s.60-63
47. Məmmədov R.Q. Metal-yarımkeçirici kontaktlarda potensial çərərin effektiv hündürlüyü. **BDU-nun Yubiley Elmi Konfrans materialı**, Bakı, 1999, s.87-88
48. Мамедов Р.К. Полупроводниковый диод, **Патент № i 2001-0133**, Азербайджан, 1999
49. Mamedov R.Q. Metal-yarimetken kontaktların iki potensial cəpərli modeli. **Ulusal Yogun Madde Fisigi Kongresi toplusu**, Erzurum, 2000, s.68
50. Мамедов Р.К. Способ измерения периферийных токов диодов Шоттки. **Патент № i 2003-0010**, Азербайджан, 2000
51. Мамедов Р.К. Способ измерения эффективных контактных площадей диодов Шоттки. **Патент № i 2003-0012**, Азербайджан, 2000
52. Мамедов Р.К. Токопрохождение в реальных диодах Шоттки с дополнительным электрическим полем. **II Республиканской научной конференции, “Актуальные проблемы физики”**, Баку, 2001, с.58-59
53. Мамедов Р.К. Двухбарьерная физическая модель реальных контактов металл-полупроводник. **Вестник Бакинского Университета**, серия физ.мат.наук, 2001, №2, с.84-94
54. Мамедов Р.К. Выпрямляющие свойства узких контактов металл-полупроводник. **AMEA xəbərləri**, fiz.-riyaz.-texn. seriyası, 2001, №2,5, s.13-17
55. Mamedov R.K.. Influence of additional electrical field on I-V characteristic of real Schottky Diodes. **J. Physics NASA**, 2001, v.7, № 4, p.6-9
56. Мамедов Р.К. Особенности токопрохождения в реальных диодах Шоттки. **Прикладная физика**, 2002, № 4, с.143-151

57. Мамедов Р.К. Двухбарьерность контактной поверхности Ni-nSi диодов Шоттки при обратном направлении. **J. Fizika, riyaziyyat, yer elmləri**, 2001, №4, s.4-9
58. Мамедов Р.К. Двухбарьерность контактной поверхности Ni-nSi диодов Шоттки при прямом направлении. **J. Fizika, riyaziyyat, yer elmləri**, 2002, №1, s.10-19
59. Мамедов Р.К. Периферийные токи и эффективные контактные площади Диодов Шоттки. **Вестник Бакинского Университета**, серия физ.мат.наук, 2002, №1, с.15-22
60. Мамедов Р.К. Особенности токопрохождения в диодах Шоттки в широком интервале обратного напряжения. **Труды VIII Международной научно-технической конференции “Актуальные проблемы твердотельной электроники и микроэлектроники”**, Таганрог, 2002, часть 2, с.19-21
61. Мамедов Р.К. Зависимости электрофизических параметров диодов Шоттки с дополнительным электрическим полем от концентрации примесей полупроводника. **Вестник Бакинского Университета**, серия физ.мат.наук, 2002, №3, с.34-42
62. Мамедов Р.К. Температурные зависимости токопрохождения в диодах Шоттки. **Прикладная физика**, 2003, №1, с.158-165
63. Мамедов Р.К. Температурные зависимости токопрохождения в диодах Шоттки при отсутствии краевых эффектов. **Прикладная физика**, 2003, №3, с.103-109
64. Мамедов Р.К. Температурные зависимости токопрохождения по периферии контакта в диодах Шоттки. **Прикладная физика**, 2003, №4, с.126-132
65. Мамедов Р.К. Температурные зависимости токопрохождения в диодах Шоттки при больших обратных напряжениях. **Прикладная физика**, 2003, №5, с.123-129
66. Мамедов Р.К. **Контакты металл – полупроводник с электрическим полем пятен**. Баку, Бакгосуниверситет, 2003, 231 с.

**Məmmədov Rəsim Qara oğlu**  
**Real metal-üarımkeçirici kontaktların elektrofiziki xassələri**

**X Ü L A S Ə**

İşdə real metal-yarımkeçirici kontaktlarda (MYK) potensial çəpərin formalaşması və cərəyan axmasının səciyyəvi xüsusiyyətləri araşdırılmışdır. Müəyyən edilmişdir ki, real MYK-da yarımkeçiricinin kontaktaltı hissəsində, metal və yarımkeçiricinin kontakt səthlərinin potensiallar fərqi hesabına yaranan əsas elektrik sahəsindən başqa, kontakt səthindəki müxtəlif hündürlüklü lokal potensial çəpərə malik hissələrin elektrik qarşılıqlı təsiri hesabına da əlavə elektrik sahəsi yaranır. Eyni zamanda, real MYK-nın kontakt səthi və onu əhatə edən metal və yarımkeçiricinin sərbəst səthləri arasında yaranan potensiallar fərqi hesabına da yarımkeçiricinin periferiya kontaktaltı oblastında əlavə elektrik sahəsi əmələ gəlir. Real MYK-rın enerqetik modelləri hazırlanmış və cərəyanaxma mexanizmi müəyyən edilmişdir.

Şottki diodlarının (ŞD) periferiya cərəyanlarının və fəal kontakt sahələrinin ölçülməsi üsulları işlənib hazırlanmışdır. Real ŞD-nin elektrofiziki parametrlərinin ölçülməsinin səciyyəvi xüsusiyyətləri müəyyən edilmişdir. Real ŞD-nin potensial çəpərinin hündürlüyünün müxtəlif üsullarla ölçülən qiymətlərinin müxtəlifliyi, elektrik deşilmə gərginliyinin kiçik olmasının və digər parametrlərin ideal ŞD-na nəzərən kənara çıxmalarının fiziki mahiyyəti aşkar edilmişdir.

Təcrübi olaraq metal-silisiyum ŞD-ında, periferiya effekti olan və olmayan hallarda, periferiya boyunca və yüksək əks gərginliklərdə cərəyan axını öyrənilmiş və kontakt səthi boyunca cərəyan sıxlığının qeyri-bərabər paylanması aşkar edilmişdir. Metal-silisiyum ŞD-ında, periferiya effekti olan və olmayan hallarda, periferiya boyunca və yüksək əks gərginliklərdə cərəyan axınının temperatur (132-400 K) və silisiyum aşqarlarının konsentrasiyasından ( $3,3 \cdot 10^{14} - 2,5 \cdot 10^{17} \text{ sm}^{-3}$ ) asılılıqları öyrənilmiş və kontakt səthi boyunca qeyri-bərabər sıxlıqla paylanmış cərəyan axınının xarakterik xüsusiyyətləri aşkar edilmişdir. Kontaktın fəal periferiya və mərkəzi hissələrinin müvafiq elektrofiziki parametrlərinin temperatur və konsentrasiya asılılıqları müəyyənləşdirilmişdir. Real MYK-da deqradasiya prosesləri araşdırılmışdır



**Mamedov Rasim Kara oglu**  
**Electrophysical characteristics of real metal-semiconductor contacts**

**SUMMARY**

The potential barrier shaping and features of current transport in the real metal-semiconductor contacts (MSC), having limited contact areas and consisting of parallel connected and electrically interacting microcontacts with different local potential barrier heights were explored in the work. An additional electrical field caused by the interaction of microcontacts with different local heights of potential barrier, along with the main electrical field of contact potential difference of contacting surfaces of metal and semiconductor, appears in the near contact space of semiconductor of MSC. At the same time, an additional electrical field due to the restriction of contact surface with the metal and semiconductor free surfaces also appears in the near contact space of semiconductor of real MSC.

The energy model of real MSC and mechanisms of current transport on the base of thermoelectron emissions theory, with taking into account an additional electric field in the near contact space of semiconductor of MSC is developed.

The methods of measurement of peripheral currents and active areas of real Schottky diodes (SD) were designed. Specific features of measurements of electrophysical parameters of real SD are determined. The physical essence of mismatch of potential barrier heights, measured with different methods, premature breakdown, great deviation of non-ideality factor from unit pointed up and discrepated of other parameters of real SD in contrast with the ideal SD are discovered. Current transport in the presence and absence of peripheral effects, in peripheral part of the contact and for the great reverse voltages in the metal-silicon SD experimentally explored. A nonuniform distribution of current density along the contact area is discovered and electrophysical parameters for peripheral and internal part of the contact surface SD are determined.

The dependencies of the current transport in the presence and absence of peripheral effects, in peripheral part of the contact and under the great reverse voltages in the metal-silicon SD for the temperatures (132-400 K) and concentrations of impurities in silicon ( $3,3 \cdot 10^{14}$  -  $2,5 \cdot 10^{17}$   $\text{sm}^{-3}$ ) are experimentally explored and the specific features of nonuniform distribution of current density along the rectifying contact area are investigated. Temperature and concentration dependencies of peripheral electrophysical parameters and relatively internal part of the contact surface of SD are determined. Degradation processes in real MSC are studied.

**AZƏRBAYCAN RESPUBLİKASI TƏHSİL NAZİRLİYİ  
BAKİ DÖVLƏT UNİVERSİTETİ**

**Əlyazması hüququnda  
UOT 621.382.323**

**MƏMMƏDOV RASİM QARA OĞLU**

**REAL METAL-YARIMKEÇİRİCİ KONTAKTLARIN  
ELEKTROFİZİKİ XASSƏLƏRİ**

**İxtisas: 01.04.10 – Yarımkəçiricilər fizikası**

**Fizika-riyaziyyat elmlər doktoru alimlik dərəcəsi  
almaq üçün təqdim edilmiş dissertasiyanın**

**A V T O R E F E R A T I**

**BAKİ – 2004**