

ՀՀ ԿՐԹՈՒԹՅԱՆ ԵՎ ԳԻՏՈՒԹՅԱՆ ՆԱԽԱՐԱՐՈՒԹՅՈՒՆ  
ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆ

ՍՈՒՐԵՆ ՌՈՒԲԵՆԻ ՆԵՐՍԵՍՅԱՆ

ԿԻՍԱՀԱՂՈՂՉԱՅԻՆ ՆԱՆՈԼԱՐԵՐԻ ԵՎ ՆԱՆՈԳՆԴԵՐԻ  
ՖՈՏՈԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Ա.04.10-<<Կիսահաղորդիչների ֆիզիկա>> մասնագիտությամբ  
Ֆիզիկա-մաթեմատիկական գիտությունների թեկնածուի  
գիտական աստիճանի հայցման ատենախոսության

ՍԵՂՄԱԳԻՐ

ԵՐԵՎԱՆ - 2013

---

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РА  
ЕРЕВАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

НЕРСЕСЯН СУРЕН РУБЕНОВИЧ

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ  
НАНОПРОВОЛОК И НАНОСФЕР

А В Т О Р Е Ф Е Р А Т

диссертации на соискание ученой степени кандидата  
физико-математических наук по специальности  
01.04.10 - “Физика полупроводников”

ЕРЕВАН - 2013

Ատենախոսության թեման հաստատվել է Հայ-Ռուսական (Սլավոնական) համալսարանում

Գիտական ղեկավար՝

ՀՀ ԳԱԱ թղթակից-անդամ,  
ֆիզ.-մաթ. գիտ. դոկտոր, պրոֆեսոր  
Ս.Գ. Պետրոսյան (ՀՀ ԳԱԱ ՌՖԷԲ, ՀՌՀ)

Պաշտոնական ընդդիմախոսներ՝

ՀՀ ԳԱԱ թղթակից-անդամ,  
ֆիզ.-մաթ. գիտ. դոկտոր, պրոֆեսոր  
Ա.Ա. Կիրակոսյան (ԵՊՀ)  
ֆիզ.-մաթ. գիտ. թեկնածու  
Կ.Է. Ավջյան (ՀՀ ԳԱԱ ՌՖԷԲ)

Առաջատար կազմակերպություն՝

Հայաստանի պետական ճարտարագիտական  
համալսարան (Պոլիտեխնիկ)

Պաշտպանությունը տեղի կունենա 2013 թ. հունիսի 8-ին, ժամը 11<sup>00</sup> - ին Երևանի պետական համալսարանի ֆիզիկայի 049 մասնագիտական խորհրդի նիստում (հասցե՝ 0025, ք. Երևան, Ա. Մանուկյան 1):

Ատենախոսությանը կարելի է ծանոթանալ ԵՊՀ գրադարանում:

Սեղմագիրն առաքվել է 2013 թ. մայիսի 7 - ին:

Մասնագիտական խորհրդի  
գիտական քարտուղար՝



ֆիզ.-մաթ. գիտ. թեկնածու, դոցենտ  
Վ.Պ. Քալանթարյան

---

Тема диссертации утверждена в Российско-Армянском (Славянском) университете

Научный руководитель:

член-корреспондент НАН РА,  
доктор физ.- мат. наук, профессор  
С.Г. Петросян (ИРФЭ НАН РА, РАУ)

Официальные оппоненты:

член-корреспондент НАН РА,  
доктор физ.- мат. наук, профессор  
А.А. Киракосян (ЕГУ)  
канд. физ.-мат. наук  
К.Э. Авджян (ИРФЭ НАН РА)

Ведущая организация:

Государственный инженерный университет  
Армении (Политехник)

Защита состоится 8-го июня 2013г. в 11<sup>00</sup> часов на заседании специализированного совета по физике 049 Ереванского государственного университета (адрес: 0025, г. Ереван, А. Манукяна 1).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЕГУ.  
Автореферат разослан 7-го мая 2013 г.

Ученый секретарь  
специализированного совета:



кандидат физ.- мат. наук, доцент  
В.П. Калантарян

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

### **Актуальность темы**

В настоящее время большой интерес вызывают полупроводниковые наноструктуры, выращенные перпендикулярно поверхности подложки, которые называются нитевидными нанокристаллами, или иначе - нанопроволоками (НП) (nanowire, nanowhisker). В частности, в 2005 г. НП вышли на одно из первых мест по числу публикаций в области физики наноструктур (более 500 статей в год), обогнав, ставшие уже традиционными, другие нанобъекты: горизонтальные квантовые проволоки, квантовые точки и т.д. Это объясняется, в первую очередь, уникальными транспортными, электрическими, оптическими, адсорбционными и иными характеристиками ансамбля НП, определяющимися их размером и морфологией, а также перспективными применениями НП в различных областях микроэлектроники и оптоэлектроники.

В данной работе рассмотрены два типа наноструктур: уже упомянутые полупроводниковые НП, а также еще один интересный класс нанобъектов с уникальной геометрией - полупроводниковые наносферы (нанополосы), (НСФ). Здесь необходимо специально отметить, что мы в данной работе имеем в виду такие нанобъекты, характерные размеры которых порядка сотни нанометров, что намного превышает де-Бройловскую длину волны электронов и эффектами размерного квантования энергии можно пренебречь (в случае учета подобных эффектов, аналогичные нанобъекты принято называть квантовыми проволоками или квантовыми точками [1]). Если же размеры нанобъектов сравнимы с диффузионной длиной неравновесных носителей заряда и с длиной экранирования Дебая, то так называемые, классические размерные эффекты играют важную роль во всех физических явлениях в рассматриваемых нанобъектах. Кроме того, с уменьшением радиуса  $R$  НП или НСФ возрастает отношение поверхность/объем как  $R^{-1}$  и влияние поверхностных эффектов становится существенным в равновесных, кинетических и фотоэлектрических свойствах НП и НСФ.

Подчеркнем, что полупроводниковые НП, в отличие от других наноструктур (например, квантовых точек), как правило, формируются не в результате процессов самоорганизации, а за счет предварительной подготовки поверхности и принудительного роста. Возможность точного контроля радиуса, высоты, формы, структуры, плотности и состава НП является основным преимуществом, благодаря которому можно улучшить параметры материала и создать новое поколение функциональных наноструктур.

НП с радиусом от десяти до нескольких сот нанометров легко создаются методом "пар - жидкость - кристалл" (ПЖК) и многими другими альтернативными методами роста [2]. Полупроводниковые НП обладают специфическими оптическими, электрофизическими, транспортными, эмиссионными и фотоэлектрическими свойствами, которые делают возможным их применение в светодиодах, лазерах, транзисторах, полевых эмиттерах, фотоэлектрических преобразователях (солнечных элементах), одноэлектронных элементах памяти, фотодетекторах и наносенсорах [2].

В общем случае в зависимости от радиуса НП могут наблюдаться разные размерные эффекты (классические и квантовые). В частности, когда радиус проволоки становится соизмеримым с длиной экранирования Дебая, весь объем НП может стать областью объемного заряда. В этом случае коренным образом меняются все свойства таких систем. Если в таких системах созданы неравновесные

носители заряда, то их диффузионно - дрейфовое распределение и время жизни становятся зависящими от радиуса НП. В этом случае важно соотношение между диффузионной длиной электронов (дырок), радиусом НП и длиной экранирования. Известно, что в образцах малых размеров (например, в тонких пленках) в процессе рекомбинации неравновесных носителей заряда важную роль играет поверхностная рекомбинация. Следует ожидать, что их время жизни в этом случае тоже становится зависящей от радиуса проволоки. Такие зависимости многократно наблюдались экспериментально. Например, в работах [3,4] экспериментально исследована зависимость фотопроводимости полупроводниковой НП от ее радиуса (классический размерный эффект). Экспериментальное изучение фотопроводимости НП [5] показывает, что поверхностный механизм рекомбинации играет главную роль в определении времени жизни неравновесных носителей заряда.

Несмотря на явный прогресс в области синтеза и диагностики НП, достигнутый в последнее время благодаря работам многих исследователей, физика НП является не завершенной, а активно развивающейся областью нанотехнологии.

Из выше сказанного следует, что на сегодняшний день весьма важно и актуально исследование не только равновесных свойств электронного газа в НП, но и поведения неравновесных носителей заряда в нем, в частности, особенностей фотопроводимости и кинетики генерационно - рекомбинационных процессов.

Современные достижения в области нанотехнологий позволяют кроме простых НП, получать НП, содержащие слои сразу нескольких материалов с одинаковым или различным типом проводимости. Большой интерес представляют НП со структурой сердцевина - оболочка со встроенным  $p - n$  - переходом. Этот новый тип структур может найти применение, например, в фотозлектрических приборах [6] или в полевых транзисторах [7]. Массив НП, в котором каждая НП имеет  $p - n$  - переход в радиальном направлении, может применяться в конструировании солнечных элементов третьего поколения [8]. Поэтому построение теории радиального  $p - n$  - перехода на основе НП является важной и актуальной задачей.

В последние годы большое внимание привлекают также и полупроводниковые наноструктуры другой геометрии – полупроводниковые НСФ. Оказывается, что ширина обедненной области в полупроводниковой НСФ, как и в случае НП, зависит не только от материальных параметров, но и от ее радиуса и мы опять сталкиваемся с проявлением, так называемого, классического размерного эффекта.

Полупроводниковые НСФ с диаметром в несколько сотен нанометров представляют большой интерес, благодаря своим уникальным оптическим свойствам и применению в фотонных кристаллах [9], солнечных элементах, сенсифицированных красителями [10] и газовых сенсорах [11].

Из сказанного следует, что на сегодняшний день большой интерес представляет также и теоретическое исследование процессов образования обедненных областей в полупроводниковых НСФ и свойств структур на их основе (в частности тип металл-диэлектрик-полупроводник).

### **Цель работы**

Целью данной диссертационной работы является теоретическое исследование электрических и фотозлектрических свойств полупроводниковых НП

и НСФ и структур на их основе. Для достижения этой цели в диссертации поставлены и решены следующие задачи:

1. Исследование влияния поверхностных состояний на изгиб энергетических зон и распределение электрического поля в полупроводниковых НП и НСФ разного радиуса.
2. Создание теоретической модели расчета фотопроводимости полупроводниковой НП, расчет люкс - амперной и релаксационных характеристик НП и сравнение полученных теоретических результатов с экспериментальными результатами, имеющимися в литературе.
3. Создание теории радиального  $p - n$  - перехода на основе полупроводниковой НП с разным типом проводимости сердцевины и оболочки.
4. Расчет вольт - амперной характеристики радиального  $p^+ - n$  - перехода на основе НП с учетом особенностей токопрохождения через диод с короткой базой.
5. Исследование особенностей классического размерного эффекта при образовании слоев обеднения в полупроводниковой НСФ.
6. Изучение особенностей емкости структур на основе НСФ (нановарикапов), управляемой светом и металлическим электродом.

#### **Научная новизна**

1. При образовании слоев обеднения в полупроводниковых нанообъектах важную роль играют классические размерные эффекты, приводящие к зависимости толщины слоев обеднения от радиуса НП или НСФ.
2. Впервые показано, что в нанообъектах не существует универсального понятия ширины слоев обеднения, так как эта ширина, кроме материальных параметров и величины изгиба зон, зависит и от радиуса НП или НСФ.
3. Классическая формула Шоттки, дающая в объемных полупроводниках корневую зависимость ширины слоев обеднения от величины изгиба зон (высоты барьера), в нанообъектах неприменима и заменяется более сложными выражениями.
4. Для полупроводниковых НП и НСФ существует некоторый критический радиус  $R_c$ , ниже которого весь объем нанообъекта охвачен областью объемного заряда.
5. Развита общая теоретическая модель фотопроводимости полупроводниковой НП, основанная на учете поверхностной рекомбинации неравновесных носителей заряда.
6. Впервые построена теория радиального  $p - n$  - перехода на основе НП.
7. Исследованы электрические и фотоэлектрические свойства полупроводниковой НСФ и структуры металл - диэлектрик - полупроводник на ее основе.

#### **Практическая ценность**

Полученные в диссертации результаты, помимо академического интереса, имеют также и важное прикладное значение.

1. Полученные аналитические выражения для слоев обеднения могут быть использованы для расчета характеристик полупроводниковых приборов, созданных на основе НП и НСФ.
2. Предложенная модель расчета фотоэлектрических характеристик полупроводниковых НП может быть использована при создании солнечных элементов, фотодетекторов, элементов памяти, наносенсоров и других полупроводниковых приборов.

3. Построенная теория радиального  $p - n$  - перехода на основе НП может быть использована при создании полевых транзисторов, различных фотоэлектрических приборов, среди которых можно выделить солнечные элементы третьего поколения.
4. Полученные результаты по исследованию полупроводниковых НСФ могут быть использованы при создании солнечных элементов, сенсibilизированных красителями, фотодетекторов, газовых сенсоров, и МДП структур. Кроме этого на основе полупроводниковых НСФ можно создавать очень малые управляемые емкости (варикапы), имеющие характерные значения порядка  $1 \div 10$  фФ.

#### **Основные научные положения, выносимые на защиту**

1. Ширина слоев обеднения в полупроводниковых НП и НСФ зависит не только от материальных параметров и величины изгиба зон, но и от радиуса (классический размерный эффект). Ширина обедненной области в НП и НСФ при одинаковых уровнях легирования, больше чем в случае обычных плоских контактов, причем влияние кривизны поверхности контакта усиливается с уменьшением радиуса НП или НСФ.
2. Существует критический радиус, ниже которого весь объем НП или НСФ полностью охватывается областью объемного заряда, а величина приповерхностного изгиба зон становится функцией от радиуса.
3. В общем случае кинетика фотопроводимости НП при включении и выключении света содержит два компонента - быстрый, обусловленный объемной рекомбинацией неравновесных носителей заряда и медленный, обусловленный поверхностной рекомбинацией пространственно разделенных неравновесных носителей заряда. При достаточно большой концентрации поверхностных состояний могут наблюдаться долговременные релаксационные процессы, имеющие характерное время порядка минут и часов.
4. Фотопроводимость в полупроводниковой НП имеет, как правило, сублинейную локс-амперную характеристику.
5. В радиальных  $p - n$  - переходах на основе НП существенное влияние на токопрохождение оказывает конечность ширины базы, в результате чего наблюдается слабый рост обратного тока и изменение почти в два раза наклона прямой ветви вольт-амперной характеристики при больших уровнях инжекции.
6. Вольт - фарадная характеристика структуры металл - диэлектрик - полупроводниковая НСФ существенно отличается от случая стандартной МДП - структуры, причем с ростом напряжения на металлическом электроде, емкость структуры может стремиться не к постоянной величине, как обычно, равной емкости диэлектрического слоя, а к нулю, когда до наступления инверсии весь объем НСФ охватываем объемным зарядом.

#### **Апробация работы**

Основные результаты диссертационной работы обсуждались на научных семинарах РАУ и ИРФЭ НАН РА и докладывались на следующих научных конференциях:

1. International Conference on Ordered 1-D Nanostructures for Photovoltaics, Mallorca, Spain, 12-15 september, 2010.
2. International Scientific Workshop on Photonics & Micro - and Nano - structured Materials. Yerevan, Armenia, June 28-30, 2011.

3. The 8<sup>th</sup> International Conference on Semiconductor Micro - & Nanoelectronics. Yerevan, Armenia, July 1-3, 2011.
4. Шестая годовичная научная конференция РАУ. Ереван, Армения, 5-9 декабря, 2011.
5. International Advanced School on Frontiers in Optics & Photonics. Yerevan - Ashtarak, Armenia, 2-7 July, 2012.
6. International Conference "WASET 2012: World Academy of Science, Engineering and Technology". Paris, France, November 28-29, 2012.

### Публикации

По теме диссертации опубликовано 5 научных работ, список которых приведен в конце автореферата.

### Структура и объем работы

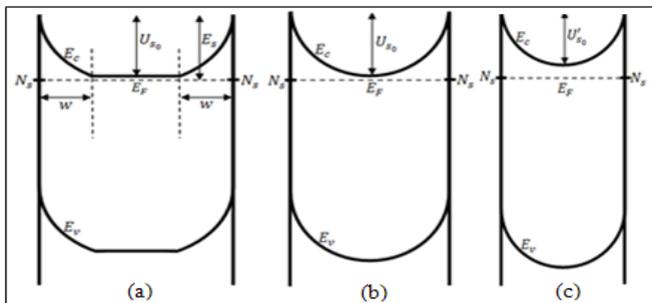
Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения и списка использованной литературы (120 наименований). Общий объем диссертации составляет 111 страниц.

### СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

**Первая глава** диссертационной работы посвящена исследованию фотопроводимости полупроводниковой НП.

§1.1 и 1.2 посвящены обзору литературы по полупроводниковым НП. Кратко описаны основные методы роста и практическое применение полупроводниковых НП.

В §1.3 показано, что поверхностные состояния имеют большое влияние на изгиб энергетических зон в полупроводниковой НП. Поверхностные состояния акцепторного типа (с концентрацией  $N_s$ ), захватывают электроны из объема и заряжаются отрицательно, вследствие чего, в НП радиуса  $R$ , которая легирована донорами ( $N_D$ ), образуется область положительного объемного заряда (обедненная область). На энергетической диаграмме это отображается в виде изгиба зон, которому соответствует приповерхностный потенциальный барьер, с высотой  $U_{s_0}$  и шириной барьерного слоя  $W_0$ , затрудняющий движение электронов к поверхности (рис. 1.а).



*Рис.1. Изгиб энергетических зон в полупроводниковой НП (образование приповерхностного потенциального барьера).*

При очень большой концентрации поверхностных уровней, когда они заполнены частично, можно считать, что уровень Ферми “привязан” к поверхностным уровням (“пиннинг”). Такое положение имеет место при большой концентрации моноэнергетических поверхностных уровней, когда в темноте и в процессе освещения степень их заполнения мала и меняется не сильно. Из рис. 1.а видно, что в этих условиях высота приповерхностного барьера  $U_{s_0} = E_s - (E_C - E_F)$ , где  $E_s$  - энергия ионизации поверхностных уровней,  $E_C$  - энергия дна зоны проводимости,  $E_F$  - уровень Ферми. С уменьшением радиуса НП, начиная с некоторого критического радиуса  $R_c = 2\sqrt{\frac{\varepsilon\varepsilon_0 U_{s_0}}{e^2 N_D}}$ , где  $e$  - абсолютное значение заряда электрона,  $\varepsilon$  - относительная диэлектрическая проницаемость НП,  $\varepsilon_0$  - электрическая постоянная, весь объем НП охватывается областью объемного заряда, приповерхностный барьер перестает быть постоянным и начинает уменьшаться с уменьшением радиуса НП и общей величины объемного заряда (рис.1.б.с).

В §1.4 исследован случай, когда образец освещается светом из области собственного поглощения. Фотоны поглощаются в объеме НП и генерируют за счет собственных переходов электронно - дырочные пары (неравновесные носители заряда). Электронно - дырочные пары, которые рождаются в области объемного заряда, пространственно разделяются приповерхностным радиальным электрическим полем. Изгиб зон в НП позволяет неравновесным дыркам быстро достичь поверхности и эффективно захватываться на поверхностные ловушки (состояния), уменьшая величину отрицательного поверхностного заряда. Что касается электронов, рожденных в области объемного заряда, то изгиб зон заставляет их “скатываться” в объем полупроводника, увеличивая ширину квазинейтральной области. В результате освещения в квазинейтральной области НП тоже возникают неравновесные носители заряда  $\Delta n$ ,  $\Delta p$ . Мы будем считать, что  $\Delta n = \Delta p$ , т.е. соблюдается стандартное условие квазинейтральности в центре НП. Дырки, диффундирующие из объема к краю области пространственного заряда, захватываются электрическим полем и перебрасываются на поверхность.

Показано, что распределение неравновесных дырок по радиусу НП выражается модифицированной функцией Бесселя первого рода нулевого порядка  $I_0$  [12]:

$$\Delta p(r) = G\tau_p \left( 1 - \frac{I_0\left(\frac{r}{L_p}\right)}{I_0\left(\frac{R-W}{L_p}\right)} \right),$$

где  $G$  - оптическая скорость объемной генерации ( $\frac{1}{\text{см}^3 \times \text{с}}$ ),  $\tau_p$  - объемное время жизни неравновесных носителей заряда,  $L_p$  - диффузионная длина неравновесных дырок,  $W$  - ширина обедненной области.

В §1.5 качественно охарактеризована кинетика фотопроводимости НП при включении и выключении освещения. В общем случае в НП существуют два канала рекомбинации неравновесных носителей заряда. Первый канал рекомбинации обусловлен объемными центрами рекомбинации и является быстрым (характерное время порядка  $нс$  [4]). Рекомбинация же через поверхностные состояния связана с термической активацией и при низких температурах является медленной. По этой причине рост и спад фотопроводимости, вообще говоря, при включении и

выключении освещения, должны состоять из двух компонент, быстрой (мгновенной) и относительно медленной (рис. 2).

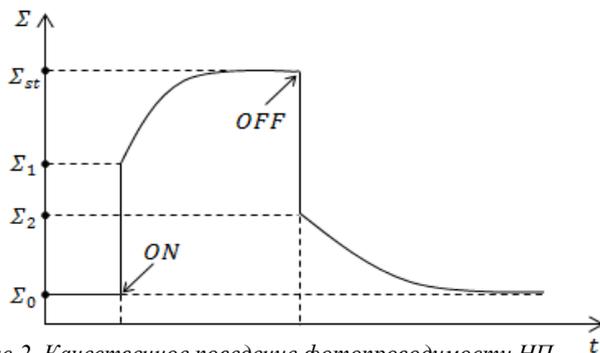


Рис.2. Качественное поведение фотопроводимости НП после включения и выключения освещения.

Такой ход фотопроводимости НП наблюдается в различных экспериментах [3,13].

В §1.6 построена теоретическая модель фотопроводимости полупроводниковой НП. После включения освещения, за счет разделения неравновесных носителей заряда и экранирования приповерхностного электрического поля, ширина проводящего канала (квазинейтральной области) НП увеличивается.

В предлагаемой модели электроны и дырки, генерированные в области пространственного заряда, разделяются, что и приводит уширению проводящего канала. Изгиб зон помогает электронам эффективно собираться у сердцевин. Концентрация этих электронов в новообразованном канале равна  $N_D$ . Однако в этом случае, в отличие от равновесного случая, вклад в проводимость вносят также и неравновесные электроны ( $\Delta n$ ) и дырки ( $\Delta p$ ), генерированные в квазинейтральной области (причем, как обычно, в легированных полупроводниках имеет место условие квазинейтральности  $\Delta n \approx \Delta p$ ).

В общем случае, после включения освещения в образце наблюдается следующая картина: часть генерированных дырок быстро захватывается поверхностными состояниями, а генерированные в квазинейтральной части и в области пространственного заряда электроны, остаются в объеме. Такая картина равносильна тому, что в результате освещения электроны, которые в равновесии находились на поверхности, “перемещаются” в объем, а после выключения освещения электроны возвращаются на поверхность. Можно сказать, что проводимость НП в любой момент времени определяется поверхностной концентрацией электронов.

Напишем уравнение непрерывности для концентрации поверхностных электронов

$$\frac{dn_s}{dt} = - \left( \frac{dn_s}{dt} \right)_{\text{тепл.выб.}} + \left( \frac{dn_s}{dt} \right)_{\text{захв.эл.}} - \left( \frac{dn_s}{dt} \right)_{\text{захв.дыр.}},$$

первый, второй и третий член уравнения описывают, соответственно, тепловой выброс электронов с поверхностных состояний, захват электронов поверхностными состояниями и захват дырок поверхностными состояниями. Введем безразмерную

переменную  $x(t) \equiv \frac{2n_s(t)}{N_D R} = 1 - \left(\frac{R-W(t)}{R}\right)^2$ , где  $W(t)$  – ширина области объемного заряда в момент времени  $t$ ,  $n_s(t)$  – концентрация электронов на поверхностных состояниях НП в момент времени  $t$ . Уравнение непрерывности принимает вид

$$\frac{dx}{dt'} = -x \times \exp\left\{-\frac{E_s}{kT}\right\} + \frac{N_D}{N_C} \left(\frac{2N_S}{N_D R} - x\right) \times \\ \times \exp\left\{-\frac{R^2}{2L_s^2}[x + (1-x)\ln(1-x)]\right\} - G'[x + \frac{2L_p}{R}\sqrt{1-x} \frac{I_1\left(\frac{R}{L_p}\sqrt{1-x}\right)}{I_0\left(\frac{R}{L_p}\sqrt{1-x}\right)}].$$

Здесь  $t' \equiv \frac{t}{\tau_0}$ ,  $\tau_0 \equiv \frac{1}{\nu s N_c}$ ,  $G' \equiv \frac{G \tau_0}{N_D}$ ,  $L_s^2 \equiv \frac{2\varepsilon\varepsilon_0 kT}{e^2 N_D}$ , где  $\nu$  – тепловая скорость электронов,  $s$  – эффективное сечение захвата,  $N_c$  – эффективная плотность состояний в зоне проводимости,  $k$  – постоянная Больцмана,  $T$  – абсолютная температура. Фототок вычисляется по формуле

$$\frac{I}{I_m} = 1 - x + G' \frac{\tau_p \mu_n + \mu_p}{\tau_0 \mu_n} \left(1 - x - \frac{2L_p}{R}\sqrt{1-x} \frac{I_1\left(\frac{R}{L_p}\sqrt{1-x}\right)}{I_0\left(\frac{R}{L_p}\sqrt{1-x}\right)}\right),$$

где  $I_m = e\mu_n N_D \frac{\pi R^2}{L} V$ ,  $\mu_n$  и  $\mu_p$  – соответственно, подвижности электронов и дырок,  $I_1$  – модифицированная функция Бесселя первого рода первого порядка [12]. Видно, что для вычисления тока в любой момент времени достаточно знать значение  $x(t)$ , которое в свою очередь определяется из уравнения непрерывности. Таким образом, выведены все уравнения, характеризующие фотопроводимость НП.

§1.7 посвящен изучению стационарной фотопроводимости. После включения монохроматического освещения определенной интенсивности, по истечении определенного времени, в НП установится стационарное состояние, когда генерационно-рекомбинационные процессы уравновешивают друг друга. В этом случае  $\left(\frac{dx}{dt'}\right)_{st} = 0$ . На рис. 3 представлена люкс-амперная характеристика НП из GaN.

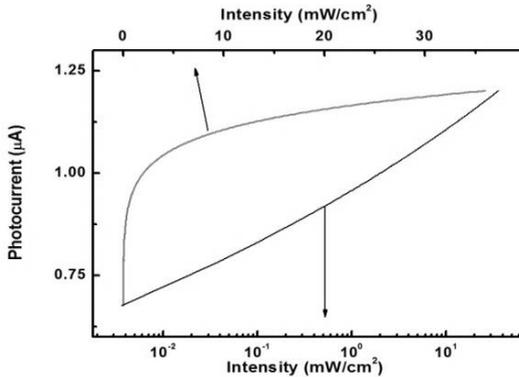


Рис. 3. Люкс – амперная характеристика НП из GaN в линейной и логарифмической шкале (теория),  $(E_s = 0.85$  эВ,  $R = 160$  нм).

Сначала наблюдается резкий рост фототока, далее, с ростом интенсивности света, рост замедляется и люкс – амперная характеристика НП является сублинейной, т.е.  $I \sim P^\alpha$ , где  $\alpha < 1$ . Полученные результаты находятся в хорошем согласии с экспериментом [4].

В §1.8 работы рассмотрена кинетика фотопроводимости. Как уже отмечалось, рост и спад фототока, соответственно, при включении и выключении освещения, состоят из двух частей, быстрой (характерное время порядка  $нс$ ) и относительно медленной. Быстрые участки роста и спада фототока, в сравнении с медленными участками, с большой точностью можно считать мгновенными. Поэтому в данном параграфе исследованы относительно медленные участки роста и спада фототока, которые обусловлены поверхностной рекомбинацией неравновесных носителей заряда. На рис. 4 показан процесс роста фототока при различных интенсивностях освещения.

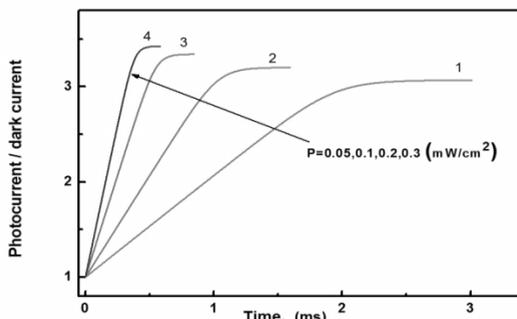


Рис. 4. Зависимость фототока от времени после включения освещения (при различных интенсивностях) ( $E_s = 0.85$  эВ,  $R = 160$  нм).

Видно, что характерное время роста, т.е время по истечении которого, фототок доходит до своего стационарного значения, в рассмотренном нами случае порядка  $мс$ . Как и следовало ожидать, характерное время роста уменьшается с увеличением интенсивности освещения, т.к. релаксация фотопроводимости происходит на фоне меньшей высоты рекомбинационного барьера.

Спад фототока после выключения, который является более медленным, чем экспоненциальный, показан на рис. 5.

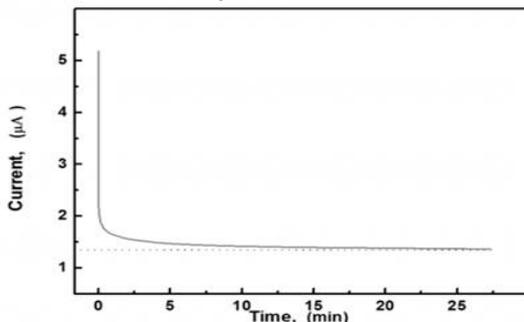


Рис.5. Спад фототока после выключения освещения ( $E_s = 0.85$  эВ,  $R = 160$  нм).

Видно, что в рассмотренном случае, характерное время спада составляет почти пол часа. Полученные результаты также хорошо согласуются с экспериментом [4].

**Во второй главе** рассматривается радиальный  $p - n$  - переход на основе полупроводниковой НП с разным типом проводимости сердцевин и оболочек. Теория данного перехода построена в рамках приближения Шоттки.

В §2.1 рассмотрена полупроводниковая НП, радиуса  $R_2$ , сердцевина которой радиуса  $R_1$  легирована акцепторами с концентрацией  $N_A$  ( $r < R_1$ ), а оболочка НП  $R_1 < r < R_2$  – донорами с концентрацией  $N_D$ .

Получены уравнения для вычисления  $W_n$  и  $W_p$  – толщины цилиндрических слоев объемного заряда, соответственно в  $n$  - и  $p$  - областях:

$$\frac{W_p}{W_n} = \frac{n_n}{p_p} \frac{2 + \frac{W_n}{R_1}}{2 - \frac{W_p}{R_1}}$$

$$\begin{aligned} \left( \frac{n_n + p_p}{p_p} - \left( 1 - \frac{W_p}{R_1} \right)^2 \right) * \ln \left( \frac{n_n + p_p}{n_n} - \frac{p_p}{n_n} \left( 1 - \frac{W_p}{R_1} \right)^2 \right) + \left( 1 - \frac{W_p}{R_1} \right)^2 \ln \left( 1 - \frac{W_p}{R_1} \right)^2 = \\ = \frac{4\varepsilon\varepsilon_0}{e^2 p_p R_1^2} \Phi_0. \end{aligned}$$

Здесь  $\Phi_0 = kT \ln \frac{n_n p_p}{n_i^2}$  [14], где  $n_i$  - собственная концентрация носителей заряда, а  $p_p$  и  $n_n$ , соответственно, концентрации основных носителей в квазинейтральных областях  $p$  - сердцевин и  $n$  - оболочек, причем  $p_p = N_A$ ,  $n_n = N_D$  (полная ионизация доноров).

Величины  $W_n$  и  $W_p$  в радиальном  $p - n$  - переходе на основе НП при заданном потенциальном барьере на переходе зависят от радиуса сердцевин НП, что является своеобразным проявлением классического размерного эффекта в таких задачах.

Получено абсолютное значение критического обратного смещения  $V_c < 0$ , при котором сердцевина НП полностью охватывается пространственным зарядом ( $W_p = R_1$ ):

$$\frac{e|V_c|}{\Phi_0} = \frac{e^2(n_n + p_p)R_1^2}{4\varepsilon\varepsilon_0\Phi_0} \ln \frac{n_n + p_p}{n_n} - 1.$$

Отметим, что даже при отсутствии внешнего смещения, при заданном  $R_1$  существует определенное соотношение между уровнями легирования  $n$  - и  $p$  - областей, следовательно, и определенная критическая высота потенциального барьера

$$\Phi_{0c} = \frac{e^2(n_n + p_p)R_1^2}{4\varepsilon\varepsilon_0} \ln \frac{n_n + p_p}{n_n},$$

при которой сердцевина полностью обедняется. На рис. 6 представлена зависимость ширины обедненной области в сердцевине НП от величины внешнего смещения для различных радиусов сердцевин. Видно, что при заданном значении приложенного напряжения, ширина обедненной области меньше для больших радиусов  $R_1$  и для достаточно толстой сердцевин она стремится к корневой от приложенного напряжения зависимости, которая изображена на рисунке пунктирной линией.

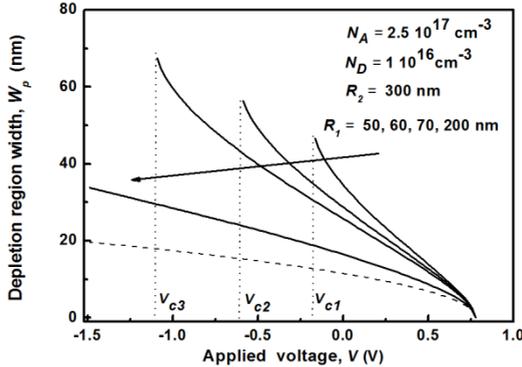


Рис. 6. Зависимость ширины обедненной области  $p$  – сердцевины НП от приложенного напряжения к НП для различных радиусов сердцевины (пунктирной линией представлена зависимость в случае планарного  $p$  -  $n$  - перехода).

Показано также, что реализация симметричного  $p$  -  $n$  - перехода на основе НП возможна, если уровень легирования  $p$  - сердцевины больше чем уровень легирования в  $n$  - оболочке.

§2.2 посвящен изучению емкости перехода. Получено аналитическое выражение для вычисления барьерной емкости перехода:

$$C = 4\epsilon\epsilon_0\pi L \times \left\{ \ln \left[ \frac{\left(1 + \frac{p_p W_p}{n_n R_1} \left(2 - \frac{W_p}{R_1}\right)\right)^{-1}}{\left(1 - \frac{W_p}{R_1}\right)^2} \right] \right\}.$$

Видно, что барьерная емкость радиального  $p$  -  $n$  - перехода на основе НП единичной длины определяется универсальной электрической постоянной  $\epsilon_0$  ( $\epsilon_0 = 0.00885 \frac{\text{ФФ}}{\text{мкм}}$ ). Другими словами, радиальный  $p$  -  $n$  - переход на основе НП обладает малой емкостью (для НП длиной 10 мкм емкость перехода порядка  $1 \div 10$  фФ).

Показано, что График Мотта-Шоттки для емкости перехода (зависимость  $C^{-2}$  от приложенного напряжения) имеет нелинейный характер и лишь для очень больших радиусов сердцевины становится линейной, как это имеет место в случае плоских контактов.

В §2.3 приведен расчет вольт - амперной характеристики. Для этого рассмотрен  $p^+$  -  $n$  переход, у которого сердцевина легирована сильнее, чем оболочка. Особенностью радиальных  $p$  -  $n$  - переходов на основе НП, которая наиболее существенно сказывается на механизме прохождения тока, является конечная ширина  $n$  - слоя, когда она, как правило, меньше диффузионной длины неосновных носителей заряда ( $R_2 - R_1 < L_p$ ). В таком переходе с, так называемой, короткой базой, дырки, инжектированные через  $p$  -  $n$  - переход, полностью не рекомбинируют в объеме, а достигают внешнего контакта и уходят в металл. При расчете ВАХ мы следуем стандартной схеме токопрохождения через плоскостной диод с короткой базой [14]. Мы также предполагаем, что при наличии прямого

внешнего напряжения, высота потенциального барьера на  $p - n$  - переходе всегда намного превосходит  $kT$ . В этих условиях, когда  $p_p \gg n_n$ , ток электронов через  $p - n$  - переход  $I_n$  значительно меньше тока дырок  $I_p$ . Из-за пренебрежимо малой объемной рекомбинации, можно полагать, что  $I_n \approx 0$ . Для тока через переход получаем

$$I = \frac{2\pi e D_p p_n L}{\ln\left(\frac{R_2}{R_1 + W_n}\right)} \left\{ 2 \left( e^{\frac{eV_1}{kT}} - 1 \right) - \frac{n_n}{p_n} \ln \left[ 1 + \frac{p_n}{n_n} \left( e^{\frac{eV_1}{kT}} - 1 \right) \right] \right\},$$

где  $D_p$  - коэффициент диффузии дырок,  $p_n$  - концентрация неосновных носителей (дырок) в  $n$  - области,  $L$  - длина НП,  $V_1$  - часть приложенного внешнего напряжения  $V$ , падающая на сам  $p - n$  - переход, причем  $V_1 = V - V_2$ , где  $V_2$  - часть приложенного внешнего напряжения, падающая на квазинейтральную часть оболочки (базы), определяющаяся выражением

$$V_2 = \frac{kT}{e} \ln \left[ 1 + \frac{p_n}{n_n} \left( e^{\frac{eV_1}{kT}} - 1 \right) \right].$$

В случае малых смещений, когда инжекция слабая, ток через радиальный  $p^+ - n$  - переход на основе НП растет пропорционально  $\frac{eV}{kT}$ , однако при больших отрицательных смещениях ток не насыщается, как в случае плоского  $p - n$  - перехода, а несколько возрастает. Концентрация избыточных носителей вдоль радиуса в  $n$  - оболочке падает не линейно, как в плоском диоде, а логарифмически. При больших прямых смещениях, ток через радиальный  $p^+ - n$  - переход на основе НП растет пропорционально  $\frac{eV}{e^{2kT}}$ .

Такое поведение прямой ветви вольт - амперной характеристики показано на рис. 7.

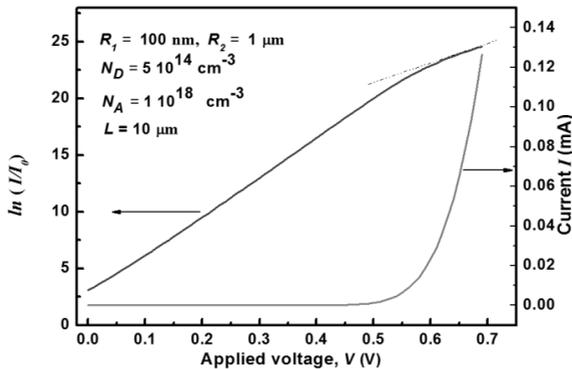


Рис.7. Вольт-амперная характеристика радиального  $p - n$  - перехода на основе НП в линейной шкале (правая ось) и в логарифмической шкале (левая ось).

Здесь  $I_0 = 2\pi e D_p p_n L$ . Такая особенность ВАХ наблюдалась экспериментально в радиальном  $p - n$  - переходе на основе НП из  $GaN$  [6].

**Третья глава** диссертации посвящена исследованию электрических и фотоэлектрических свойств полупроводниковых НСФ и структур на их основе.

В §3.1, который носит обзорный характер, кратко описаны основные методы роста и практическое применение полупроводниковых НСФ.

В §3.2 рассматриваются особенности образования обедненных областей в полупроводниковых НСФ. В результате решения соответствующего уравнения Пуассона в сферических координатах, получено аналитическое выражение для зависимости ширины обедненной области  $W$  в НСФ радиуса  $R$ , легированной донорами ( $N_D$ ), от величины потенциальной энергии на поверхности ( $U_S$ ).

$$\frac{W}{R} = \frac{1}{2} - \cos\left[\frac{\pi}{3} + \frac{1}{3} \arccos\left(1 - \frac{6W_p^2}{R^2}\right)\right],$$

где  $W_p$  - ширина обедненной области в случае плоской границы. Известно, что  $W_p = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0 U_S}{e^2 N_D}}$  [15]. Видно, что полученное выражение для НСФ намного сложнее, чем аналогичное выражение в случае плоских макроскопических контактов. Ширина обедненной области в НСФ зависит от ее радиуса (классический размерный эффект), причем для НСФ с заданным  $U_S$  есть критический радиус  $R_c = \sqrt{3}W_p$ , ниже которого ( $R \leq R_c$ ) НСФ полностью обеднена. Кроме того, при фиксированном  $R$ , как с уменьшением уровня легирования  $N_D$ , так и с увеличением поверхностного потенциального барьера  $U_S$  (это может быть достигнуто, например, путем приложения внешнего напряжения между контактом с центром НСФ и металлическим затвором, нанесенным на его поверхность),  $W_p$  растет до значения  $R/\sqrt{3}$ , и  $W$  становится равным  $R$ . Зависимость  $W$  от  $W_p$  показана на рис. 8.

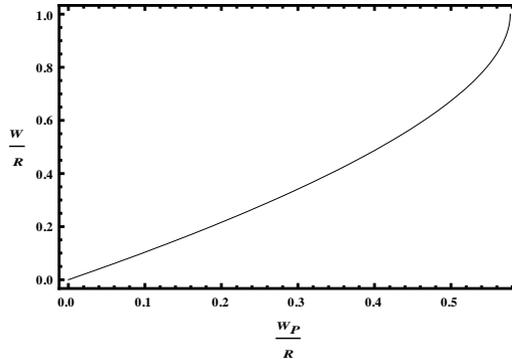


Рис. 8. Зависимость ширины обедненной области ( $W$ ) в полупроводниковой НСФ радиуса  $R$  от  $W_p \sim \sqrt{U_S}$  (для малых  $W \ll R$ ,  $W \sim \sqrt{U_S}$ ).

Далее в этой главе (§3.3) вычисляется емкость области обеднения в НСФ, для которой получено следующее аналитическое выражение

$$C_{SC} = 8\pi\epsilon\epsilon_0 R \sqrt{\frac{U_{S0}}{U_S}} \left[ \frac{1}{2} + \cos\left(\frac{\pi}{3} + \frac{1}{3} \arccos\left(1 - \frac{2U_S}{U_{S0}}\right)\right) \right]^2 \frac{\sin\left[\frac{\pi}{3} + \frac{1}{3} \arccos\left(1 - \frac{2U_S}{U_{S0}}\right)\right]}{\sqrt{1 - \frac{U_S}{U_{S0}}}},$$

где  $U_{s0} = \frac{e^2 N_D R^2}{6 \epsilon \epsilon_0}$  - максимальная высота приповерхностного барьера, которая будет при полном обеднении НСФ. Общий график зависимости  $C_{sc}(U_s)$  представлен на рис. 9.

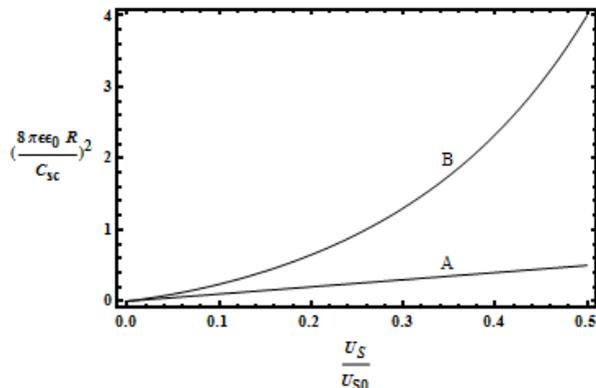


Рис. 9. График Мотта-Шоттки для планарного случая (A) и случая НСФ (B).

Видно, что геометрия структуры может внести значительные изменения в стандартное соотношение Мотта-Шоттки и зависимость  $C_{sc}^{-2}$  от напряжения для НСФ не является линейной. Отклонение от линейного поведения увеличивается с увеличением  $U_s$ , когда все более значительная часть НСФ становится обедненной.

Мы исследовали также зависимость емкости НСФ от освещения. Оказывается, что емкость довольно слабо зависит от интенсивности света. Зависимость становится сильной при таких интенсивностях света, когда неравновесные носители заряда сильно экранируют поверхностное электрическое поле, и толщина обедненного слоя становится очень тонкой.

В §3.4 рассмотрена емкость  $C$  структуры металл-диэлектрик-полупроводниковая НСФ, и построена вольт - фарадная характеристика данной структуры (рис. 10).

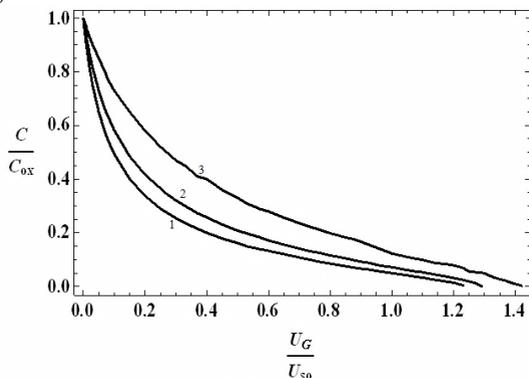


Рис. 10. Вольт - фарадная характеристика структуры металл/SiO<sub>2</sub>/Si - НСФ при  $R = 200$  нм и  $d = 8$  нм (1), 10 нм (2), 15 нм (3).

Здесь  $C_{\text{ок}}$  - емкость сферического диэлектрического (оксидного) слоя толщины  $d$ ,  $U_G$  - потенциальная энергия электрона на металлическом затворе. Видно, что вольт - фарадная характеристика рассмотренной структуры существенно отличается от случая стандартной МДП структуры. С ростом напряжения на металлическом электроде, емкость структуры может стремиться не к постоянной величине, как обычно, равной емкости диэлектрического слоя, а к нулю, когда до наступления инверсии весь объем НСФ охватываем объемным зарядом.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение кратко сформулируем основные результаты и выводы диссертации:

1. На сегодняшний день существует много методов создания полупроводниковых НП и НСФ. Среди них выделяются методы роста НП “пар-жидкость-кристалл” (ПЖК) и “пар-кристалл-кристалл” (ПКК); формирование НП методом селективной эпитаксии на предварительно обработанных поверхностях без катализатора; синтез НП в пористых пленках анодного оксида алюминия; синтез НСФ химическим методом и др. Благодаря своим уникальным физическим свойствам НП и НСФ могут применяться в различных областях микроэлектроники и оптоэлектроники. Интересные транспортные, электрические и оптические свойства полупроводниковых НП и НСФ позволяют на их основе создавать различные светоизлучательные устройства, транзисторы, полевые эмиттеры, солнечные элементы, наносенсоры и т.д.
2. Ширина слоев обеднения в полупроводниковых НП и НСФ, размеры которых сравнимы с длиной экранирования Дебая, зависит не только от материальных параметров и величины изгиба зон, но и от радиуса (классический размерный эффект), следовательно, в нанобъектах не существует универсального понятия ширины слоев обеднения. Классическая формула Шоттки, дающая в объемных полупроводниках корневую зависимость ширины слоев обеднения от величины изгиба зон (высоты барьера), в нанобъектах неприменима и заменяется более сложными выражениями. Ширина обедненной области в НП и НСФ при одинаковых уровнях легирования, больше чем в случае обычных плоских контактов, причем влияние кривизны поверхности контакта усиливается с уменьшением радиуса НП или НСФ. Для полупроводниковых НП и НСФ существует некоторый критический радиус  $R_c$ , ниже которого весь объем нанобъекта охвачен областью объемного заряда. В частности, легированные НП с радиусом  $R \leq R_c$  в равновесии практически не обладают проводимостью, так как все свободные электроны захвачены поверхностными состояниями.
3. Полупроводниковые НП обладают большой фоточувствительностью, причем из-за большого значения отношения поверхность/объем, роль поверхностной рекомбинации становится преобладающей. В общем случае кинетика фотопроводимости НП при включении и выключении света содержит два компонента - быстрый, обусловленный объемной рекомбинацией неравновесных носителей заряда и медленный, обусловленный поверхностной рекомбинацией пространственно разделенных неравновесных носителей заряда. При достаточно большой концентрации поверхностных состояний могут наблюдаться долговременные релаксационные процессы, имеющие при комнатной температуре характерное время порядка минут и часов. При низких температурах это характерное время экспоненциально возрастает и может

- наблюдаться явление, так называемой, “замороженной” фотопроводимости. Фотопроводимость в полупроводниковой НП имеет, как правило, сублинейную люкс-амперную характеристику.
4. Ширина области объемного заряда в сердцевине и в оболочке радиального  $p - n$  - перехода на основе НП, при заданном потенциальном барьере на переходе зависят от радиуса сердцевины НП, что является своеобразным проявлением классического размерного эффекта в таких задачах. В симметрично легированном радиальном  $p - n$  - переходе на основе НП ширина области объемного заряда в сердцевине, как правило, больше чем в оболочке. Реализация симметричного  $p - n$  - перехода на основе НП возможна, если уровень легирования сердцевины больше чем уровень легирования в оболочке.
  5. Барьерная емкость радиального  $p - n$  - перехода на основе НП единичной длины определяется универсальной электрической постоянной  $\epsilon_0$  ( $\epsilon_0 = 0.00885 \frac{\text{фФ}}{\text{мкм}}$ ). Другими словами, радиальный  $p - n$  - переход на основе НП обладает малой емкостью (для НП длиной 10 мкм емкость перехода порядка  $1 \div 10$  фФ). Если уровень легирования сердцевины больше, чем уровень легирования оболочки, то емкость радиального  $p - n$  - перехода на основе НП больше, чем емкость радиального  $p - n$  - перехода, и наоборот, если уровень легирования сердцевины меньше, чем уровень легирования оболочки, то емкость радиального  $p - n$  - перехода на основе НП меньше, чем емкость радиального  $p - n$  - перехода. График Мотта - Шоттки для барьерной емкости  $p - n$  - перехода на основе НП имеет нелинейный характер.
  6. Особенностью радиальных  $p - n$  - переходов на основе НП, которая наиболее существенно сказывается на механизме прохождения тока, является конечная ширина его эмиттера и базы, которая, как правило, меньше диффузионной длины неосновных носителей заряда. В случае малых смещений, когда уровень инжекции мал, ток через радиальный  $p^+ - n$  - переход на основе НП растет пропорционально  $e^{\frac{eV}{kT}}$ , а при больших отрицательных смещениях ток не насыщается, как в случае плоского  $p - n$  - перехода, а несколько возрастает. Концентрация избыточных носителей вдоль радиуса в  $n$  - оболочке спадает не линейно, как в плоском диоде, а логарифмически. При больших прямых смещениях, на ВАХ наблюдается “разлом”, и ток через радиальный  $p^+ - n$  - переход на основе НП начинает возрастать медленнее, пропорционально  $e^{\frac{eV}{2kT}}$ .
  7. График Мотта - Шоттки для емкости НСФ является нелинейным, отклонение от линейности существенно, когда значительная часть НСФ обеднена. Емкость НСФ довольно слабо зависит от интенсивности освещения. Зависимость становится сильной, при таких интенсивностях света, когда обедненный слой в НСФ становится очень тонким.
  8. На основе полупроводниковых НСФ можно создавать новые структуры типа металл - диэлектрик - НСФ. Вольт - фарадная характеристика такой структуры существенно отличается от случая стандартной МДП - структуры, причем с ростом напряжения на металлическом электроде, емкость структуры может стремиться не к постоянной величине, как обычно, равной емкости диэлектрического слоя, а к нулю, когда до наступления инверсии весь объем НСФ охватываем объемным зарядом.

### Цитируемая литература

1. Է.Մ. Ղազարյան, Ս.Գ. Պետրոսյան, Շրջանառորդչային նանոէլեկտրոնիկայի ֆիզիկական հիմունքները, Երևան, 2005:
2. В.Г. Дубровский, Г.Э. Цылин, В.М. Устинов. Полупроводниковые нитевидные нанокристаллы: синтез, свойства, применения. ФТП, 43, 1585 (2009).
3. R. Calarco, M. Marso, T. Richter et al. Size-dependent photoconductivity in MBE-grown GaN-nanowires. Nano Lett., 5, 981 (2005).
4. N.A. Stanford, P. T. Blanchard, K.A. Bertness et al. Steady-state and transient photoconductivity in c-axis GaN nanowires grown by nitrogen-plasma-assisted molecular beam epitaxy. J. Appl. Phys. 107, 034318 (2010).
5. Sh. Zhang, E. Hemesath, D.E. Perea et al. Relative influence of surface states and bulk impurities on the electrical properties of Ge nanowires. Nano Lett., 9, 3268 (2009).
6. C. Colombo, M. Heib, M. Gratzel et al. Gallium arsenide p-i-n radial structures for photovoltaic applications. Appl. Phys. Lett., 94, 173108 (2009).
7. V. Schmidt, H. Rien, S. Senz et al. Realization of a silicon nanowire vertical surround-gate field-effect transistor. Small, 2, 85 (2006).
8. R.R. LaPierre. Numerical model of current-voltage characteristics and efficiency of GaAs nanowire solar cells J. App. Phys., 109, 034311 (2011).
9. U. Jeong, Y. Wang, M. Ibisate et al. Some new developments in the synthesis, functionalization and utilization of monodisperse colloidal spheres. Adv. Funct. Mater., 15, 1907 (2005).
10. Y. Zhang, L. Wu, Y. Liu et al. Improvements to the hierarchically structured ZnO nanosphere based dye-sensitized solar cells. J. Phys. D: Appl. Phys. 42, 085105 (2009).
11. Zh. Guo, J. Liu, Y. Jia et al. Template synthesis, organic gas-sensing and optical properties of hollow and porous  $\text{In}_2\text{O}_3$  nanospheres. Nanotechnology, 19, 345704 (2008).
12. Е. Янке, Ф. Эмде, Ф. Леш. Специальные функции (формулы, графики, таблицы). М., Наука (1968).
13. J. Milam, L.Lauhon, J. Allen. Photoconductivity of semiconducting CdS nanowires. Nanoscale, 2, 43 (2005).
14. Г.Е. Пикус. Основы теории полупроводниковых приборов. М., Наука (1965).
15. S.M. Sze. Physics of Semiconductor Devices. John Wiley, N.Y. (1981).

### Список опубликованных работ

1. S.R. Nersesyan and S.G. Petrosyan. Depletion length and space charge layer capacitance in doped semiconductor nanosphere. Semiconductor Science and Technology, 27, 12 (2012), pp. 125009 (1-4).
2. S. Petrosyan, A. Yesayan and S. Nersesyan. Theory of radial p-n junction. World Academy of Science, Engineering and Technology 71 (2012), pp.1065-1070.
3. S.G. Petrosyan, S. Nersesyan, A. Yesayan. Transient and stationary photoconductivity of semiconductor nanowires. Armenian Journal of Physics, 6, 2 (2013), pp. 72-81.
4. С.Р. Нерсесян. Емкость структуры металл-диэлектрик-полупроводниковый наночастица. Шестая годовичная научная конференция РАУ(5-9 декабря 2011). Сборник научных статей, Ереван (2012) с. 197-204.
5. S.G. Petrosyan and S.R. Nersesyan. Depletion length in doped semiconductor nanosphere. Proceedings of the eighth international conference "Semiconductor micro - and nanoelectronics", Yerevan Armenia, July (2011), pp.152-154.

## ԱՄՓՈՓԱԳԻՐ

Բանալի բառեր՝ նանուլար, նանոգունդ, ֆոտոհաղորդականություն, մակերևութային ռեկոմբինացիա, աղբատացած տիրույթի լայնություն, շառավղային  $p - n$  - անցում, ունակություն, դասական չափային էֆեկտ:

Ատենախոսությունը նվիրված է կիսահաղորդչային նանուլարերի և նանոգնդերի էլեկտրական և ֆոտոէլեկտրական հատկությունների տեսական ուսումնասիրմանը: Ատենախոսության հիմնական արդյունքներն են՝

1. Աղբատացած տիրույթի լայնությունը կիսահաղորդչային նանուլարերում և նանոգնդերում, որոնց չափերը համեմատելի են Դեբայի էկրանավորման երկարության հետ, կախված է ոչ միայն նյութական պարամետրերից և գոտիների ծովածության չափից, այլև շառավղից (դասական չափային էֆեկտ), հետևաբար, նանոօբյեկտներում գոյություն չունի աղբատացած շերտերի լայնության ունիվերսալ հասկացություն: Շոտկիի դասական բանաձևը նանոօբյեկտներում կիրառելի չէ և փոխարինվում է ավելի բարդ արտահայտություններով: Նանուլարերում և նանոգնդերում աղբատացած տիրույթի լայնությունը լեգիրացման միևնույն մակարդակների դեպքում ավելի մեծ է, քան սովորական հարթ կոնսակտներում, ընդ որում կոնտակտի մակերևութի կորության ազդեցությունը ուժեղանում է նանուլարի կամ նանոգնդի շառավղի փոքրացման հետ մեկտեղ: Կիսահաղորդչային նանուլարերի և նանոգնդերի համար գոյություն ունի կրիտիկական շառավղի  $R_c$ , որից հետո ( $R \leq R_c$ ) նանոօբյեկտի ամբողջ ծավալը ծածկվում է տարածական լիցքի շերտով:
2. Կիսահաղորդչային նանուլարերը օժտված են մեծ ֆոտոզայնություն, ընդ որում մակերես/ծավալ հարաբերության մեծ արժեքի պատճառով մակերևութային ռեկոմբինացիայի դերը դառնում է գերիշխող: Ընդհանուր դեպքում նանուլարի ֆոտոհաղորդականության կինետիկան լույսի միացման և անջատման դեպքում բաղկացած է արագ և դանդաղ բաղադրիչներից: Մակերևութային վիճակների բավականին մեծ կոնցենտրացիայի դեպքում, կարող են դիտարկվել երկարատև ռելաքսացիոն պրոցեսներ, որոնք սենյակային ջերմաստիճանում ունեն ռոպերի և ժամերի կարգի բնութագրական ժամանակ: Ցածր ջերմաստիճանների դեպքում այդ բնութագրական ժամանակը աճում է էքսպոնենցիալ օրենքով և կարող է դիտվել, այսպես կոչված, «սառեցված» ֆոտոհաղորդականության երևույթը: Ֆոտոհաղորդականությունը կիսահաղորդչային նանուլարերում, որպես կանոն, ունի ենթագծային լույս-ամպերային բնութագիծ:
3. Նանուլարի հիման վրա շառավղային  $p - n$ -անցման ծավալային լիցքի տիրույթի լայնությունը միջուկում և թաղանթում կախված է նանուլարի միջուկի շառավղից, ինչը հանդիսանում է դասական չափային էֆեկտի յուրահատուկ դրսևորում նման խնդիրներում: Նանուլարի հիման վրա

- սիմետրիկ լեզիրացված շառավղային  $p$ - $n$ -անցման միջուկում ծավալային լիցքի շերտի լայնությունը, որպես կանոն, ավելի մեծ է, քան թաղանթում: Նանուլարի հիման վրա համաչափ  $p$ - $n$ -անցման իրականացումը հնարավոր է, եթե միջուկի լեզիրացման մակարդակն ավելի մեծ լինի, քան թաղանթինը:
4. Միավոր երկարության նանուլարի հիման վրա շառավղային  $p$ - $n$ -անցման արգելքային ունակությունը որոշվում է  $\varepsilon_0$  ունիվերսալ էլեկտրական հաստատունով ( $\varepsilon_0 = 0.00885 \frac{\text{ՖՑ}}{\text{մկմ}}$ ). Այլ կերպ ասած, նանուլարի հիման վրա շառավղային  $p$ - $n$ -անցումն ունի փոքր ունակություն ( $10 \text{ մկմ}$  երկարությամբ նանուլարի համար անցման ունակությունը  $1 \div 10 \text{ ՖՑ}$ -ի կարգի է: Նանուլարի հիման վրա  $p$ - $n$ -անցման արգելքային ունակության համար Մոտի-Շոտկիի գրաֆիկն ունի ոչ գծային բնույթ:
  5. Նանուլարի հիման վրա ռադիալ  $p$ - $n$ -անցման հիմնական առանձնահատկությունը, որն էականորեն ազդում է հոսանքի անցման մեխանիզմի վրա, հանդիսանում է նրա էմիտերի և բազայի վերջավոր լայնությունը, որը, որպես կանոն, փոքր է ոչ հիմնական լիցքակիրների դիֆուզիոն երկարությունից: Փոքր շեղումների դեպքում, երբ ինժեկցիայի մակարդակը փոքր է, անցման հոսանքը աճում է  $e^{eV/kT}$ -ին համեմատական, իսկ մեծ բացասական շեղումների դեպքում հոսանքը չի հագնում, ինչպես համահարթ  $p$ - $n$ -անցման դեպքում է, այլ փոքր ինչ մեծանում է: Ավելցուկային լիցքակիրների կոնցենտրացիան  $n$ -թաղանթում շառավղի ուղղությամբ, նվազում է ոչ թե գծային օրենքով, ինչպես հարթ դիոդում, այլ լոգարիթմական: Ուղիղ մեծ շեղումների դեպքում վոլտ-ամպերային բնութագրի վրա նկատվում է <<բեկվածք>>, և հոսանքը սկսում է աճել ավելի դանդաղ՝ համեմատական  $e^{eV/2kT}$ -ին:
  6. Նանոգնդի ունակության համար Մոտի-Շոտկիի գրաֆիկը ոչ գծային է: Գծայնությունից շեղումը էական է, երբ նանոգնդի մեծ մասը աղքատացած է: Նանոգնդի ունակությունը շատ թույլ է կախված լուսավորությանից, կախվածությունը դառնում է ուժեղ լուսավորության այնպիսի ինտեսիվությունների դեպքում, երբ նանոգնդի աղքատացած շերտը դառնում է շատ բարակ:
  7. Մետաղ-դիէլեկտրիկ-կիսահաղորդչային նանոգնդ կառուցվածքի վոլտ-Ֆարադային բնութագիրը էապես տարբերվում է ստանդարտ ՄԴԿ-կառուցվածքի դեպքից: Ընդ որում մետաղական էլեկտրոդի վրա լարվածության մեծացմանը զուգընթաց, համակարգի ունակությունը կարող է ձգտել ոչ թե հաստատուն մեծության, որը հավասար է դիէլեկտրիկական շերտի ունակությունը, ինչպես սովորաբար լինում է, այլ գրոյի, երբ, մինչ ինվերսիայի սկսվելը, նանոգնդի ամբողջ ծավալը ծածկվում է ծավալային լիցքով:

**PHOTOVOLTAIC PROPERTIES OF SEMICONDUCTOR  
NANOWIRES AND NANOSPHERES**

**SUMMARY**

Keywords: nanowire, nanosphere, photoconductivity, surface recombination, depletion length, radial p-n junction, capacitance, classical size effect.

The dissertation is devoted to the theoretical studies of voltaic and photovoltaic properties of semiconductor nanowires and nanospheres. The main results of dissertation are presented here:

1. Due to the surface recombination traps the near surface region of nanowires and nanospheres becomes depleted of free charge and the depletion region width depends not only on material parameters and energy band bending but also on the radius of nanowire or nanosphere (so called “classical size effect”). Consequently the depletion region width does not present an universal characteristic length of these nanostructures. The sizes of the studied nanostructures on radial direction are comparable to the Debye screening length. The well known Shottky formulation about the square root dependence of depletion width on the potential barrier height in bulk semiconductors transforms to more complex expression for the discussed nanostructures. The depletion region width in semiconductor nanowires and nanospheres is always greater than in planar contacts of the same doping concentration, and the influence of contact curvature increases as the radius of nanowire or nanosphere decreases. There is a critical radius  $R_C$  for semiconductor nanowires and nanospheres, below which ( $R \leq R_C$ ) the nanostructure is completely depleted.
2. Semiconductor nanowires are very photosensitive and due to large surface-to-volume ratio, surface recombination plays an important role. In general the kinetics of photoconductivity of nanowire contains fast and slow components. At sufficiently high concentration of surface states the long-term relaxation processes can be observed with characteristic time of the order of minutes and hours at room temperature. At low temperatures, this characteristic time increases exponentially and can be observed the phenomenon of so-called "frozen" photoconductivity. The

- photoconductivity of semiconductor nanowires has sublinear lux-ampere characteristics.
3. In the radial p-n-junction the widths of space charge layers, surrounding the core, are the functions of core radius, which is the manifestation of so called classical size effect. At equal core and shell doping levels the depletion width in the core is always larger than in the shell. It is possible to have the symmetric radial p-n junction if the core is more heavily doped than the shell.
  4. The capacitance of nanowire radial p-n-junction per unit length is determined by the fundamental constant  $\epsilon_0(\epsilon_0 = 0.00885 \frac{fF}{\mu m})$ . Thus for the NW with the length  $L = 10 \mu m$  the junction capacitance is order of  $1 \div 10$  fF. The Mott-Schottky graphics for the capacitance of nanowire radial p-n-junction has nonlinear form.
  5. The characteristic feature of nanowire radial  $p - n -$  junction, which most significantly affects on the mechanism of current flow, is a finite width of its emitter and base, which is usually smaller than the diffusion length of the minority charge carriers. In the case of small applied voltages corresponding to the weak injection regime of holes, the current through  $p^+ - n$  junction increases as  $e^{\frac{eV}{kT}}$ , while at high reverse biases continues to slowly increase instead to become saturated. The concentration of non-equilibrium charge carriers decreases in n-shell very slowly: logarithmically, and not linearly as in conventional planar junctions. At high forward biases  $p^+ - n$  junction current starts to increase less sharply, proportional to  $e^{\frac{eV}{2kT}}$ .
  6. The Mott-Schottky plot for a nanosphere does not have the linear behavior, this deviation from the linear behavior is significant when considerable portion of the nanosphere is depleted. In general the capacitance is rather weak function of light intensity, but it strongly varies with intensities when the thickness of depletion layer becomes very thin.
  7. It is possible to create new structures based on semiconductor nanospheres, e.g., metal-insulator-semiconductor nanosphere. The capacitance-voltage characteristics of this structure significantly differs from the standard MIS – structure: by increasing the bias on the metal electrode the capacitance of the structure does not tend to the constant value, equal to the capacitance of the dielectric layer, but to zero, as the total volume of nanosphere is covered with the space charge before the inversion starts.

