Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук

на правах рукописи

Центр физики наногетероструктур Лаборатория фотоэлектрических преобразователей

Контрош Евгений Владимирович

Исследование механизмов токопрохождения в многопереходных фотоэлектрических преобразователях

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

Специальность: 1.3.11 Физика полупроводников

Научный руководитель: член-корр. РАН, Андреев Вячеслав Михайлович

Санкт-Петербург 2024

Содержание:

| ведение | 5 |
|---------|---|
| | |

1.1.1 Перспективы развития солнечной энергетики......13

1.3.2.5 Расчётные и экспериментальные зависимости КПД-плотность

| тока генерации (η-Jg) МП ФЭП50 |
|---|
| Выводы к Главе 152 |
| Глава 2. Соединительные GaAs/AlGaAs туннельные диоды |
| 2.1 Исследование влияния FSF и BSF барьерных слоёв на характеристики |
| соединительных GaAs/AlGaAs туннельных диодов |
| 2.1.1 Структурные и технологические особенности соединительных |
| туннельных диодов54 |
| 2.1.2 Соединительные GaAs:Te/GaAs:С и GaAs:Te/AlGaAs:С туннельные |
| диоды с наличием AlGaAs BSF и FSF слоёв56 |
| 2.1.3 Соединительные GaAs:Se/GaAs:С туннельные диоды с наличием InGaP |
| BSF и FSF слоёв59 |
| 2.1.4 Соединительные GaAs:Si/GaAs:Ве туннельные диоды с наличием |
| AlGaAs BSF и FSF слоёв62 |
| 2.2 Соединительные p-i-n GaAs:Si/i-(GaAs)/GaAs:Be и p-i-n GaAs:Si/i- |
| (GaAs/AlGaAs)/(Al)GaAs:Ве туннельные диоды65 |
| 2.2.1 Соединительные p-i-n GaAs:Si/i-(GaAs)/GaAs:Ве туннельные диоды65 |
| 2.2.2 Соединительные p-i-n GaAs:Si/i-(GaAs/AlGaAs)/AlGaAs:Ве туннельные |
| диоды |
| 2.2.2.1 Моделирование транспорта носителей заряда в структуре |
| соединительных p-i-n GaAs/i-(GaAs)/AlGaAs туннельных диодов и |
| расчёт их характеристик |
| 2.2.2.2 Экспериментальные структуры соединительных p-i-n |
| GaAs:Si/i-(GaAs/AlGaAs)/AlGaAs:Ве туннельных диодов, полученные |
| с использованием молекулярно-пучковой эпитаксии |
| 2.2.2.3 Исследование экспериментальных характеристик выращенных |
| и изготовленных p-i-n GaAs:Si/i-(GaAs/AlGaAs)/AlGaAs:Be |
| туннельных диодов в температурном диапазоне 100- |
| 400K |
| 2.2.2.4 Вольт-фарадные характеристики исследуемых p-i-n GaAs:Si/i- |
| (GaAs/AlGaAs)/AlGaAs:Ве туннельных диодов |
| 2.2.3 Соединительные p-i-n GaAs:Si/i-(GaAs)/AlGaAs:С туннельные диоды с |
| AlGaAs:C FSF и BSF слоями91 |
| 2.3. Исследование влияния ВАХ соединительных туннельных диодов на |
| фотоэлектрические параметры двухкаскадных лазерных фотопреобразователей96 |
| 2.3.1. Конструкция двухпереходных AlGaAs/GaAs |

| | фотопреобразователей | | | 96 |
|--------------------|----------------------|-------------------|------------------------|---------------|
| | 2.3.2 | Исследование | экспериментальных | характеристик |
| | двухперех | кодных AlGaAs/GaA | s фотопреобразователей | |
| | Выводы к | Главе 2 | | |
| Заключение | | | | 105 |
| Условные обозначе | ения и сок | ращения | | 109 |
| Список использова | анной лито | ературы | | 110 |
| Список работ, опуб | бликованн | ых автором по тем | е исследования | 115 |

Введение:

На сегодняшний день возрастает роль солнечной и лазерной энергетики в космосе. Повышение требований к бортовым системам космических аппаратов (КА) приводит к необходимости создания фотоэнергоустановок (ФЭУ) на основе фотопреобразователей, которые обладают высоким начальным КПД, показывают минимальную предсказуемую деградацию фотоэлектрических характеристик в процессе эксплуатации с учетом радиационной обстановки и обеспечивают снижение мощности менее 20%, после 15 лет эксплуатации, например, на геостационарных спутниковых орбитах. ФЭУ для космических аппаратов должны выдерживать перепады температуры от 100К до 350К в течение всего времени активного существования. Наиболее перспективным путем решения этих задач ФЭУ высокоэффективных нового является создание поколения на основе наногетероструктурных многопереходных фотопреобразователей (MП ФЭП) ИЗ полупроводниковых материалов АЗВ5 и концентраторов излучения типа линейных линз Френеля.

Совершенствование параметров МП ФЭП связывают с повышением КПД за счет оптимизации ростовой и постростовой технологии изготовления, а также увеличения количества фотоактивных p-n переходов. В свою очередь, рост числа фотоактивных p-n переходов в МП ФЭП ведёт к естественному снижению величины общего фототока и, как следствие, к усилению влияния на КПД «рекомбинационного» и «туннельно-ловушечного» (избыточного) механизмов токопрохождения в области пространственного заряда (ОПЗ) фотоактивных p-n переходов в МП ФЭП. Эти механизмы транспорта отрицательно сказываются на эффективности (КПД) МП ФЭП, особенно при работе в условиях перепадов температур и низких концентраций оптического излучения. Кроме того, важно учитывать влияние на КПД МП ФЭП гетеробарьеров, особенно при снижении рабочих температур.

Важной составной частью структуры МП ФЭП являются соединительные туннельные диоды. В случае преобразования мощного оптического излучения, параметры соединительных туннельных диодов (ТД) будут оказывать значительное влияние на КПД МП ФЭП. Для обеспечения максимального КПД соединительные туннельные диоды должны обладать высокими значениями оптической прозрачности, плотности пикового туннельного тока превышающей фототок МП ФЭП, и низким дифференциальным сопротивлением для минимизации падения напряжения на ТД.

В процессе эпитаксиального роста монолитных многопереходных фотопреобразователей, в соединительных ТД из-за диффузии легирующей примеси, происходит взаимокомпенсация донорного и акцепторного профилей легирования с последующей деградацией электрических характеристик. Способами, позволяющими

предотвратить деградацию характеристик ТД вследствие диффузии легирующей примеси, являются включение промежуточного нелегированного і – слоя между вырожденными р⁺⁺ и п⁺⁺-слоями и снижение температуры эпитаксиального роста.

Таким образом важным направлением разработки высокоэффективных МП ФЭП является исследование влияния на КПД МП ФЭП механизмов транспорта носителей заряда в фотоактивных субэлементах и соединительных туннельных диодах.

Цели и основные задачи диссертационной работы

Целью данной работы является исследование влияния механизмов транспорта носителей заряда в фотоактивных субэлементах и соединительных туннельных диодах на КПД монолитных многопереходных фотопреобразователей.

Для достижения этой цели решались следующие задачи:

- Исследование вида и структуры темновой характеристики плотность тока напряжение трёхпереходных InGaP/Ga(In)As/Ge фотопреобразователей. Выявление доминирующих механизмов транспорта носителей заряда в температурном диапазоне от 100К до 350К. Определение токов «насыщения» J_{0i} и диодных коэффициентов A_i механизмов транспорта носителей заряда в фотоактивных p-n переходах и соединительных туннельных диодах.
- Нахождение связи рассчитанных параметров с характеристикой КПД плотность фотогенерируемого тока.
- 3. Выполнение математического моделирования структуры и характеристик соединительных туннельных диодов.
- Исследование экспериментальных вольт-амперных и вольт-емкостных характеристик туннельных диодов.
- 5. Оценка влияния формы ВАХ соединительных туннельных диодов на фотоэлектрические параметры многопереходных фотопреобразователей.

Методы исследования

Использована методика анализа параметров темновых вольтамперных характеристик МП ФЭП и расчёта потенциальной и реальной эффективности (КПД) преобразования оптического излучения. Данная методика обеспечивает корректное моделирование различных режимов изготовления МП ФЭП и их работы, что позволяет прогнозировать характеристики ФЭП в реальных условиях эксплуатации на основе результатов лабораторных измерений. Будет выполнено теоретическое исследование транспорта носителей заряда в туннельных диодах с использованием модели нелокального межзонного квантового туннелирования и туннельно-ловушечной модели.

Научная новизна работы:

1.Впервые показано, что наличие S-образной формы прямых темновых и световых BAX InGaP/GaInAs/Ge фотопреобразователей при температурах ниже 200 К обусловлено влиянием туннельно-ловушечного механизма транспорта носителей заряда. Доминирование туннельно-ловушечного механизма транспорта носителей заряда при плотности темновых токов от 1 mA/cm² до 100 mA/cm² ведёт к снижению фактора заполнения нагрузочной BAX и КПД InGaP/GaInAs/Ge фотопреобразователей.

2.Впервые предложена новая конструкция соединительного ТД на основе гетероструктуры n⁺⁺GaAs/i-GaAs/p⁺⁺Al_xGa_{1-x}As с промежуточным нелегированным i-GaAs слоем, перспективная для реализации высокоэффективных многопереходных фотопреобразователей.

3. Впервые установлено, что плотность пикового тока туннельного p-i-n диода, созданного на основе гетероструктуры n⁺⁺GaAs/i-GaAs/p⁺⁺Al_xGa_{1-x}As, возрастает при увеличении толщины i-слоя, имеет максимум, а затем снижается из-за роста толщины потенциального барьера, через который туннелируют носители заряда.

4. Впервые показано, что включение тонкого наноразмерного нелегированного i-GaAs слоя между вырожденными n^{++} GaAs и $p^{++}Al_xGa_{1-x}As$ областями соединительных туннельных диодов обеспечивает температурную стабильность вольтамперных характеристик соединительных элементов. При температурном отжиге, соответствующему режиму выращивания реальных структур монолитных многопереходных фотопреобразователей, в структуре n^{++} -GaAs:(δ Si)/i-GaAs/p⁺⁺-Al_{0.4}Ga_{0.6}As:(C) туннельных диодов наблюдается рост максимального значения J_p .

Научная и практическая значимость диссертационного исследования заключается в следующем:

1. Результаты проведённых исследований позволяют прогнозировать характеристики InGaP/Ga(In)As/Ge фотопреобразователей в температурном диапазоне 100-350K, приближенных к реальным условиям эксплуатации в космическом пространстве.

2. Предложен новый тип термостабильного соединительного туннельного диода с промежуточным i-слоем, перспективный для реализации высокоэффективных многопереходных фотопреобразователей.

3. На основе проведённого моделирования механизмов транспорта GaAs/AlGaAs p-i-n соединительных ТД для монолитных многопереходных фотопреобразователей установлено, что включение тонкого (≤4 nm) i-слоя позволяет увеличить плотность пикового туннельного тока диода.

4. Полученные в данной работе результаты позволят оптимизировать технологии изготовления чипов монолитных многопереходных фотопреобразователей с большим КПД и кратностью концентрации преобразуемого оптического излучения.

Достоверность полученных результатов

Достоверность полученных результатов обусловлена применением современных экспериментальных методов, сопоставлением экспериментальных данных с расчётными данными, а также сравнением с результатами, полученными из различных литературных источников. Описываемые в работе результаты опубликованы в реферируемых научных журналах и были представлены на российских и международных конференциях.

Основные положения, выносимые на защиту

1. Наличие S-образной формы прямых темновых и световых BAX InGaP/GaInAs/Ge фотопреобразователей при температурах ниже 200 К обусловлено влиянием туннельноловушечного механизма транспорта носителей заряда. Доминирование туннельноловушечного механизма транспорта носителей заряда при плотности темновых токов от 1 mA/cm² до 100 mA/cm² ведёт к снижению фактора заполнения нагрузочной BAX и КПД InGaP/GaInAs/Ge фотопреобразователей.

2. Плотность пикового тока туннельного p-i-n диода, созданного на основе гетероструктуры n⁺⁺GaAs/i-GaAs/p⁺⁺Al_xGa_{1-x}As, возрастает при увеличении толщины *i*-слоя, имеет максимум, а затем снижается из-за роста толщины потенциального барьера, через который туннелируют носители заряда.

3. Включение тонкого наноразмерного нелегированного i-GaAs слоя между вырожденными n^{++} GaAs и $p^{++}Al_xGa_{1-x}As$ областями соединительных туннельных диодов обеспечивает температурную стабильность вольтамперных характеристик соединительных элементов. При температурном отжиге, соответствующему режиму выращивания реальных структур монолитных многопереходных фотопреобразователей, в структуре n^{++} -GaAs:(δ Si)/i-GaAs/p^{++}-Al_{0.4}Ga_{0.6}As:(C) туннельных диодов наблюдается рост максимального значения J_p .

Апробация результатов работы:

Полученные в работе результаты докладывались и обсуждались на следующих конференциях: Российская конференция «Физико- химические проблемы возобновляемой энергетики» (Санкт-Петербург, 2013), XI Российская конференция «Физика полупроводников» (Санкт-Петербург, 2013), Международная конференция «СРУ-10» (Альбукерке, США, 2014), Научно-техническая конференция «Инновации Северо-Запада» (Санкт-Петербург, 2014), Международная конференция «WCPEC- 6» (Киото, Япония, 2014), XVI Всероссийская молодежная конференция «Физика полупроводников и наноструктур, полупроводниковой опто- и наноэлектронике» (Санкт-Петербург, 2014), III всероссийская научная конференция «Наноструктурированные материалы И преобразовательные устройства для солнечной энергетики» (Чебоксары, 2015), XVII Всероссийская молодежная конференция «Физика полупроводников и наноструктур, (Санкт-Петербург, полупроводниковой опто-И наноэлектронике» 2015), XIX Всероссийская молодежная конференция «Физика полупроводников и наноструктур, полупроводниковой опто-И наноэлектронике» (Санкт-Петербург, 2017), XV Международная конференция по концентраторной фотовольтаике (CPV-15, Фес, Марокко, 2019), Международная конференция ФизикА.СПб/2020 (Санкт-Петербург, 2020), XVI Международная конференция по концентраторной фотовольтаике (CPV-16, Колорадо, США, 2020), XXII Всероссийская молодежная конференция «Физика полупроводников и наноструктур, полупроводниковой опто- и наноэлектронике» (Санкт-Петербург, 2020), Международная конференция ФизикА.СПб/2021 (Санкт-Петербург, 2021), XXV Всероссийская молодежная конференция «Физика полупроводников и наноструктур, полупроводниковой опто- и наноэлектронике» (Санкт-Петербург, 2023).

Личный вклад:

Соискатель выполнил математическое моделирование и анализ характеристик и n⁺⁺-GaAs/(i-GaAs/AlGaAs)/p⁺⁺-AlGaAs соединительных туннельных диодов для InGaP/Ga(In)As/Ge фотопреобразователей.

Соискатель принимал активное участие в создании экспериментальных установок измерения фотоэлектрических характеристик многопереходных фотопреобразователей и соединительных туннельных диодов.

Соискателем были проведены экспериментальные исследования ВАХ соединительных туннельных диодов и многопереходных фотопреобразователей

солнечного (AM0, 1367W/m²) и лазерного излучения (809 nm, ≤90 W/cm²) в широком температурном диапазоне 100-350K.

Выполнен анализ и интерпретация экспериментальных данных, полученных на установках измерения спектральных, темновых и световых ВАХ с использованием импульсного имитатора солнечного излучения спектрального состава AM0, 1367 W/m².

Соискатель принимал участие в апробации работ на конференциях, семинарах и подготовке результатов исследований к публикациям. Постановка задач и целей работы осуществлялась совместно с научным руководителем.

Структура и объём диссертации

Диссертационная работа состоит из введения, 2 глав, заключения и библиографического списка. Общий объём диссертации составляет 117 страниц, включая 61 рисунок.

Публикации:

По результатам диссертации опубликовано 15 работ.

[1A] Andreev V.M., Grebenshchikova E., Dmitriev P.A., Ilinskaya N.D., Kalinovsky V.S., Kontrosh E.V., Malevskaya A.V., Usikova A.A. (2014). Effect of postgrowth techniques on the characteristics of triple-junction InGaP/Ga(In)As/Ge solar cells. Semiconductors, 48, 1217-1221.
[2A] Vitaly S. Kalinovsky, Elena A. Grebenshchikova, Pavel A. Dmitriev, Natalia D. Il'inskaya, Evgeny V. Kontrosh, Alexandra V. Malevskaya, Anna A. Usikova, and Viacheslav M. Andreev, "Photoelectric characteristics of InGaP/Ga(In)As/Ge solar cells fabricated with a single-stage wet chemical etching separation process", AIP Conference Proceedings 1616, 326 (2014); https://doi.org/10.1063/1.4897088.

[3A] Kalinovskii V.S., Kontrosh E.V., Grebenshchikova E.A., Andreev V.M., Mesa Architecture and Efficiency of InGaP/Ga(In)As/Ge Solar Cells. Tech. Phys., v.67, 3, 2022, p. 234 – 241, http://dx.doi.org/10.1134/S1063784221070057

[4A] E.V. Kontrosh, A.V. Malevskaya, N.M. Lebedeva, V.S. Kalinovskiy and V.M. Andreev, "Investigation of InGaP/Ga(In)As/Ge solar cells characteristics in the temperature range of 300 -80 K", Journal of Physics: Conference Series, Volume 690, 17th Russian Youth Conference on Physics of Semiconductors and Nanostructures, Opto- and Nanoelectronics (RYCPS 2015) 23–27 November 2015, St. Petersburg, Russia.

[5A] Vitaly S. Kalinovsky, Evgeny V. Kontrosh, Pavel A. Dmitriev, Pavel V. Pokrovsky, Alexander V. Chekalin, and Viacheslav M. Andreev, "Current flow and efficiencies of concentrator InGaP/GaAs/Ge solar cells at temperatures below 300K", AIP Conference Proceedings 1616, 8 (2014); <u>https://doi.org/10.1063/1.4897017</u>.

[6A] Klimko G.V., Komissarova T.A., Sorokin S.V., Kontrosh E.V., Lebedeva N., Usikova A.A., Il'inskaya N.D., Kalinovskii V.S., Ivanov, S. (2015). MBE-grown GaAs:Si/GaAs:Be tunnel diodes for multijunction solar cells. Technical Physics Letters, 41, 905-908.

[7A] Kalinovskii V.S., Kontrosh E.V., Klimko G.V. et al. Development and Study of the p–i–n GaAs/AlGaAs Tunnel Diodes for Multijunction Converters of High-Power Laser Radiation. Semiconductors 54, 355–361 (2020). <u>https://doi.org/10.1134/S1063782620030112</u>

[8A] Evgeny V. Kontrosh, Vladimir V. Lebedev, Vitaliy S. Kalinovsky, Grigory V. Klimko, and Viacheslav M. Andreev, "Influence of adjacent isotype layers on the characteristics of n⁺⁺-GaAs/i-GaAs/i-AlGaAs/p⁺⁺-AlGaAs tunnel diodes", AIP Conference Proceedings 2298, 020004 (2020) https://doi.org/10.1063/5.0032144

[9A] Kontrosh E.V., Lebedev V.V., Klimko G.V., Kalinovskii V.S., Andreev V.M. (2020). Investigation of characteristics of GaAs/AlGaAs p-i-n connecting tunnel diodes. Journal of Physics: Conference Series, 1697

[10A] Kontrosh E.V., Klimko G.V., Kalinovskii V.S., Yuferev V.S., Vaulin N.V., Ya Ber B. (2021). Current—voltage characteristics of connecting tunnel diodes at temperature heating up to 80°C. Journal of Physics: Conference Series, 2103.

[11A] Kontrosh E. V., Kalinovskii V. S., Klimko G. V., Ber B. Ya., Prudchenko K. K., Tolkachev I. A., Kazantsev D. Yu., Temperature characterization of GaAs/AlGaAs connecting tunnel diodes, St. Petersburg State Polytechnical University Journal. Physics and Mathematics. 16 (4) (2023) 30–41. DOI: <u>https://doi.org/10.18721/JPM.16403</u>

[12A] В.С. Калиновский Н.А. Малеев Е. В. Контрош И.А. Толкачев В.М. Устинов и др. Туннельные диоды n⁺⁺GaAs:(δSi)/p ⁺⁺ Al_{0.4}Ga_{0.6}As:(C) для соединительных элементов многопереходных лазерных фотопреобразователей, Письма в ЖТФ, 2024, том 50, вып. 7, с. 39-42

[13A] Kalinovskii V.S., Kontrosh E.V., Klimko G.V., Tabarov T.S., Ivanov S.V., Andreev V.M., The Effect of Charge Transport Mechanisms on the Efficiency of AlxGa1-xAs/GaAs Photodiodes. Tech. Phys. Lett., v.44, 11, 2018, p. 1013 - 1016

http://dx.doi.org/10.1134/S1063785018110214

[14A] Kalinovskiy V.S., Kontrosh E.V., Gusev G.A., Sumarokov A.N., Klimko G.V., Ivanov S.V., Yuferev V.S., Tabarov T.S., Andreev V.M., Study of PV characteristics of AlxGa1-xAs/GaAs photodiodes. J. Phys.: Conf. Ser., v.993, 1, В книге (сборнике): 19TH RUSSIAN YOUTH CONFERENCE ON PHYSICS OF SEMICONDUCTORS AND NANOSTRUCTURES, OPTO-AND NANOELECTRONICS, 2018, ArtNo: #01202919th Russian Youth Conference on Physics of Semiconductors and Nanostructures, Opto- and Nanoelectronics; St.Petersburg, Russian Federation; 27 November to 1 December 2017, <u>http://dx.doi.org/10.1088/1742-6596/993/1/012029</u>

[15A] Kontrosh E.V., Kalinovskii V.S., Klimko G.V., Vaulin N.V., Ya Ber, B. (2021). Characteristics of double-cascade photodiodes based on p-i-n AlGaAs/GaAs diodes connected by n++-GaAs/i-GaAs/i-AlGaAs/p++-AlGaAs tunnel diodes. Journal of Physics: Conference Series, 1851.

Глава 1 Монолитные многопереходные фотопреобразователи

1.1. Концентраторная солнечная энергетика

1.1.1 Перспективы развития солнечной энергетики

Земля получает ежегодно около 1.5×10^9 TWh солнечной энергии. Эта цифра, безусловно, представляет собой самый богатый энергетический ресурс, доступный человечеству на данный момент. Лишь небольшой доли от этой энергии достаточно для удовлетворения основных нужд человечества. В 2013 году общий мировой спрос на первичную энергию составил около 1.6×10^5 TWh (т.е. ресурс солнечной энергии, поступающей на Землю за год, в 10 000 раз превышает энергетические потребности человечества). Таким образом, разработка высокоэффективных и дешёвых фотоэнергоустановок прямого преобразования солнечного излучения в электрическую энергию является одной из ключевых задач солнечной энергетики (фотовольтаики).

С момента открытия фотовольтаического эффекта Эдмондом Беккерелем в 1839 г. до первого практического применения кремниевых солнечных батарей на искусственных спутниках Земли в СССР – «Спутник-3» в 1958 г. прошло более 100 лет. На данный момент индустрия фотовольтаики превратилась из скромных устройств, вырабатывающих единицы Ватт в огромные электростанции с вырабатываемой мощностью в несколько сотен мегаватт. В литературных источниках [1, 2] проведён анализ прогресса совокупной введенной глобальной мощности с 2003 до 2027 г. Согласно полученным результатам величина глобально введённой мощности с 2003 г. значительно выросла и к 2027 году будет > 1ТВт [1, 2].

Мировой рынок солнечной энергетики вступил в фазу активного развития. Лидеры в этом направлении — в настоящее время это Китай, США, Германия, Италия, Япония и др. Среди 20 крупнейших предприятий по всему миру в фотоэлектрической промышленности, 14 принадлежат Китаю. Китай занял первое место по совокупной мощности фотоэлектрических установок за 2016 год [2].

На сегодняшний день существует 20 наиболее весомых проектов солнечной энергетики самые крупные из них по генерируемой мощности: комплекс солнечных электростанций штата Гуджарат – 856.81 MWh (Индия), солнечная электростанция Star – 579 MWh (США), солнечная электростанция Topaz – 550 MWh (США), электростанция Sunlight Farm (солнечная ферма) – 550 MWh (США) [3].

По данным Института Энергетической стратегии, теоретический потенциал

солнечной энергетики в Российской Федерации (РФ) составляет более 2300 млрд. тонн условного топлива [4, 5]. Потенциал солнечной энергии, поступающей на территорию РФ в течение трех дней, превышает энергию всего годового производства электроэнергии в нашей стране. Ввиду расположения РФ (между 41 и 82 градусами северной широты) уровень солнечной радиации существенно варьируется: от 810 kW·h/m² в год в отдаленных северных районах до 1400 kW·h/m² в год в южных районах. На уровень солнечной радиации оказывают влияние и большие сезонные колебания: на ширине 55 градусов солнечная радиация в январе составляет 1.69 kW·h/m², а в июле – 11.41 kWh/m² в день. Например, в Якутии в год на 1 квадратный метр поверхности приходится от 750 до 1110 kWh/m² энергии солнечного излучения, при учете отражения солнечной радиации от снежных покровов.

По сути, фотовольтаика сегодня является отраслью, быстро растущей во всем мире и приобретающей актуальность на значительных рынках электроэнергии. Это показывает, что фотоэлектрические технологии продемонстрировали зрелость, чтобы стать основным источником энергии для мира. Ожидается, что этот устойчивый и непрерывный рост продолжится в предстоящие десятилетия, с тем чтобы превратить фотовольтаику в одного из ключевых игроков среди технологий, связанных с производством электроэнергии в 21 веке. Большой вопрос для фотоэлектрической солнечной энергии на сегодняшний день заключается не в том, будет ли она расширяться, а в том, насколько и как быстро.

На сегодняшний день наибольшее распространение в мире, ввиду низкой стоимости и простоты изготовления, получили солнечные фотоэнергетические установки на основе кремния. Но используемые преобразователи энергии на основе кремния имеют невысокий КПД (не более 20.4 %) [6, 7].

Наиболее высокой эффективностью (КПД) прямого преобразования энергии солнечного излучения В электрическую энергию обладают концентраторные многопереходные фотопреобразователи (MП ФЭП) бинарных на основе полупроводниковых наногетероструктур с КПД >46 % (АМ1,5) [8, 9].

1.1.2 Особенности конструкции концентраторных многопереходных фотопреобразователей и фотоэнергоустановок

В МП ФЭП более полное использование энергии фотонов достигается за счет того, что солнечное излучение преобразуется фотоэлементами с различной шириной

запрещенной зоны. При этом, фотоактивные p-n переходы расположены в порядке убывания ширины запрещенной зоны. Таким образом, например, в двухпереходном ФЭП коротковолновая часть солнечного излучения преобразуется в широкозонном (верхнем) элементе, а длинноволновая - в узкозонном (нижнем). Поэтому, наличие нескольких элементов в МП ФЭП обеспечивает снижение потерь энергии квантов и увеличение КПД, благодаря возможности оптимизации каждого фотоэлемента для соответствующего ему спектрального участка солнечного излучения.

Фотоактивные p-n переходы МП ФЭП соединяются коммутирующими туннельными переходами. Основными параметрами туннельных диодов является сверхвысокий уровень легирования (>1×¹⁸ cm⁻³) и малая толщина слоев (10-30 nm). Обеспечение этих параметров слоев туннельных переходов является сложной технологической проблемой.

Каждый из p-n переходов в МП ФЭП является отдельным источником энергии. Поэтому, необходимо особое внимание уделить равенству токов, генерируемых в каскадах, для избежания потерь энергии, связанных с перераспределением генерируемой мощности. Эта проблема решается подбором оптимальных толщин слоев и уровня легирования каждого элемента, что обеспечивает необходимые соотношения толщин активных областей, связанных с распределением энергии в солнечном спектре и особенностями поглощения света различными материалами.

В последнее десятилетие произошло значительное развитие космической фотоэнергетики. В течение этого относительно короткого времени СБ на основе многопереходных солнечных элементов из материалов A3B5 сумели занять лидирующие позиции в обеспечении электроэнергией космических летательных аппаратов различного типа.

На сегодняшний день одной из наиболее успешных конфигураций структуры МП ФЭП, как в наземной энергетической отрасли, так и в космической является трёхпереходная гетероструктура на основе InGaP/Ga(In)As/Ge материалов (рис. 1.1 а). Несмотря на архитектурную сложность гетероструктуры InGaP/Ga(In)As/Ge ФЭП, включающей в себя несколько десятков различных по толщине и составу слоёв, удалось оптимизировать ростовые и постростовые технологии изготовления ФЭП, обеспечив при этом КПД >35% (C>10, AM0) [10]. Для повышения эффективности и радиационной стойкости в состав структуры InGaP/Ga(In)As/Ge ФЭП может быть встроен отражатель Брэгга, что ещё более усложняет структуру прибора (рис.1.1 б).



Рис. 1.1 Схема структуры InGaP/Ga(In)As/Ge МП ФЭП без отражателя Брэгга (а) и с отражателем Брэгга (б)

Дальнейшее совершенствование фотоэлектрических характеристик МП ФЭП связывают с увеличением числа фотоактивных р-п переходов до 5 и 6. В работе [11] представлена структурная схема шестипереходного метаморфного Alo.18Gao.33Ino.49P/Alo.23Gao.77As/GaAs/Gao.64Ino.16As/Gao.66Ino.34As/Gao.42Ino.56As ΦЭП. Монолитная структура ФЭП выращена с использованием газофазной эпитаксии на GaAs подложке с шириной запрещённой зоны фотоактивных р-п переходов 2.06; 1.7; 1.4; 1.16; 0.94 0.67 eV. И Три верхних фотоактивных p-n перехода Alo.18Gao.33Ino.49P/Alo.23Gao.77As/GaAs согласованы с GaAs подложкой в то время, как три нижних p-n перехода выращены с использованием метаморфных буферных слоёв для перехода к постоянной решётки Ga_xIn_{1-x}As слоя. Соединительные туннельные p-n переходы данной структуры представляют собой туннельный диод с квантовой ямой, содержащий по порядку: первый слой, р-типа проводимости на основе AlGaAs с толщиной 50 nm и количеством алюминия 50%; второй промежуточный слой, n-типа на основе GaAs, представляющий собой квантовую яму с толщиной <12 nm; третий слой, n-типа на основе AlGaAs с толщиной 20 nm и количеством алюминия 60% [12]. Использование туннельных диодов со встроенным промежуточным слоем, представляющим собой квантовую яму в качестве соединительных элементов для МП ФЭП позволяет преобразовывать солнечное излучение с концентрацией в несколько сотен солнц. Данный тип МП ФЭП имеет КПД – 35.8% при концентрации в 1 Солнце и 43% при концентрации 200 солнц при спектре солнечного излучения АМ1.5.

Создание МП ФЭП включающих 5-6 фотоактивных p-n переходов способствует снижению оптических потерь за счёт более полного согласования спектральной

фоточувствительности МП ФЭП и спектра солнечного излучения (рис. 1.2). Однако, это в свою очередь, ещё более усложнит технологию создания чипов МП ФЭП. К тому же, рост числа фотоактивных p-n переходов будет способствовать увеличению числа соединительных p-n переходов и дополнительных операций высокотемпературной обработки структуры. При температурном разогреве возникает диффузия легирующих примесей вырожденных слоёв соединительных туннельных диодов, что в свою очередь может привести к их взаимной компенсации и последующей деградации характеристик всего МП ФЭП [13]. Усложнение структуры МП ФЭП ведёт также и к увеличению стоимости её производства.



Рис. 1.2 Спектральная зависимость интенсивности солнечного излучения спектрального состава AM0 и AM1.5.

В концентраторных фотоэлектрических системах стоимость электроэнергии производимой с использованием СБ на основе МП ФЭП может быть уменьшена, благодаря снижению площади солнечных элементов пропорционально кратности концентрированного солнечного излучения. При этом удельный энергосъем в концентраторных СБ может быть увеличен за счет роста КПД и обеспечения постоянной точной ориентации на Солнце. Концентрирование солнечного излучения (до 1000 крат и более) может осуществляться, например, с помощью дешевых линз Френеля.

На рис 1.3а представлена принципиальная схема преобразования солнечного излучения МП ФЭП (рис. 1.3а) с использованием концентраторов фотоэнергоустановки, разработанной в лаборатории Фотоэлектрических преобразователей ФТИ им. А.Ф. Иоффе

(рис. 1.36). Солнечное излучение, попадающее на линзовый концентратор, фокусируется на фотоактивной поверхности МП ФЭП, структурная схема которого представлена на рис.1.1.





Рис. 1.3 а - принципиальная схема преобразования солнечного излучения системы линзовый концентратор Френеля – МП ФЭП, б – фотография концентраторной фотоэнергоустановки с системой слежения за солнцем (ФТИ им. А.Ф. Иоффе).

Помимо наземных применений, высокоэффективные концентраторные СБ на основе наногетероструктурных МП ФЭП перспективны, как для околоземных космических фотоэнергосистем, обеспечивающих электроэнергией космические летательные аппараты, так и для миссий в дальний космос. Кроме того, концентраторы солнечного излучения позволяют увеличить и радиационную стойкость СБ за счёт использования радиоционностойкого стекла и силикона предназначенных для космических применений. Ha сегодняшний день, ведущими научными лабораториями выполнен ряд исследовательских проектов с концентраторами на основе линз Френеля [14-19]. К ним относятся, например, оптические системы SCARLET с успешной миссией в глубокий космос, а также представлены результаты по разработке силиконовых линзовых концентраторов с уровнем концентрации ~8 солнц, предназначенных для эксплуатаций, как на геостационарных орбитах, так и в дальнем космосе. В работах [17, 18] показан прототип линзового концентраторного модуля для космических СБ "Stretched Lens Array (SLA)", разработанного в Air Force Research lab, США. Это ультра-лёгкий прототип концентраторного модуля на основе трёхпереходных ФЭП с эффективностью (КПД) до 30% (AM0) и выпуклых силиконовых линейных линзовых концентраторов. SLA предназначен для эксплуатации на геостационарных орбитах и в дальнем космосе [17, 18]. Данный солнечный фотоэлектрический субмодуль содержит фронтальную панель с

гибкими линейными силиконовыми линзами Френеля на ее внутренней стороне, линейки из МП ФЭП, последовательно соединенных шиной, расположенных в фокальной области линейной линзы Френеля и установленных на прямоугольном теплоотводящем основании (ТО). По углам ТО установлены стойки с верхними поперечными элементами в виде арок для закрепления фронтальной панели и с нижними поперечными элементами в виде балок, прикрепленными к прямоугольному ТО. Субмодуль также включает механизм натяжения линзы в виде пластмассовых или металлических гибких тяжей, соединяющих противолежащие арки. Недостатками солнечного фотоэлектрического субмодуля является то, что несущий каркас, выполненный в виде арочных держателей, не обеспечивает максимальную поддержку линейных линз Френеля, что в свою очередь влечёт к усилению передачи механических воздействий к линзовому блоку и теплоотводящему основанию при термоциклировании и механических нагрузках. Для силиконовых линз Френеля на арочных держателях необходимы специальные устройства для раскрытия, натяжения гибких силиконовых линз Френеля, закрепленных на арочных держателях, и фиксации арочных держателей линз. Процессы монтажа арочных держателей на поверхности панелей и закрепление краев гибких силиконовых линз Френеля на арочных держателях требуют применения прецизионной технологической оснастки и существенно усложняют процесс сборки концентраторных солнечных батарей, а также увеличивают погрешность установки компонентов солнечных фотоэлементов в фокус линз Френеля.

В ФТИ им. А.Ф. Иоффе совместно с АО Роскосмос был разработан концентраторный фотоэлектрический субмодуль на основе высокоэффективных МП ФЭП, линзовых концентраторов и углепластикового каркаса (АО ИСС им. академика М.Ф. Решетнёва). Основным элементами разработанной конструкции фотоэлектрического модуля (рис.1.4) являются линзовый блок линейных концентраторов, теплоотводящее основание с монтированными МП ФЭП и несущая конструкция каркасного типа, обеспечивающая взаиморасположение линзового блока (ЛБ) и ТО на оптимальном фокусном расстоянии [20].

Конструкция несущего углепластикового корпуса модуля, изготовленного в АО ИСС им. академика М.Ф. Решетнёва, разработана таким образом, чтобы при минимальных весовых характеристиках, обеспечить максимальную поддержку линзовому блоку и оптимальное размещение теплоотводящего основания с смонтированными на нём электрогенерирующими линейками на основе утонённых МП ФЭП, изготовленных одностадийным методом разделительного травления [21, 22], ослабить передачу механических воздействий от корпуса к линзовому блоку при термоциклировании и механических нагрузках. ЛБ представляет собой единую двухкомпонентную панель, изготовленную из силикона методом полимеризации на негативной матрице с профилем Френеля и нанесённую на защитное стекло. Профиль Френеля для четырех линейных концентраторов формируется на нижней стороне блока.

Теплоотводящие основания, предназначенные для объединения четырех электрогенерирующих линеек, выполнялись из утонённых керамической пластины (AlN), а также кремниевой пластины n-типа проводимости. Использование утонённых кремниевой и керамической пластин для изготовления TO, позволяет снизить удельные весовые характеристики ФЭМ.

отличительная особенность модуля Главная заключается в использовании высокоэффективных утонённых ФЭП, полученных многопереходных методом одностадийного разделительного травления, использованных лля созлания электрогенерирующих линеек, смонтированных непосредственно на контактные шины ТО, полноразмерного линзового блока и теплоотводящего основания равных между собой по площади и в тоже время, как независимых элементов конструкции с передачей им части механических функций, а также в повышении технологичности изготовления каждых деталей модуля и его сборки в целом.



Рис. 1.4 Фотография изготовленного в ФТИ им. А.Ф. Иоффе фотоэлектрического модуля (ФЭМ) включающая в себя: 1 – сото-ферменную несущую конструкцию; 2- линейные линзовые концентраторы и 3- теплоотводящие основания (ТО) с смонтированными электрогенерирующими линейками из утонённых до 90 µm высокоэффективных (КПД>35%, АМ0, С>10) МП ФЭП.

1.2 Фотоэлектрические характеристики многопереходных фотопреобразователей

1.2.1 Темновая вольт-амперная характеристика многопереходных фотопреобразователей и механизмы транспорта носителей заряда в обеднённой области фотоактивных субэлементов

Рассмотрим модель идеализированного *p-n* перехода, согласно которой при протекании тока через солнечный элемент падение напряжения вне области *p-n* перехода не учитывается, а потери электронов и дырок в области *p-n* перехода отсутствуют. Уравнение вольтамперной характеристики, описывающее ток в данной модели (диффузионный ток), записывается в виде [23]:

$$I^{\partial u\phi} = I_o^{\partial u\phi} \left[\exp\left(\frac{eU}{A_{\partial u\phi}kT}\right) - 1 \right]$$
(1.1)

где $I_o^{\partial u\phi}$ – обратный ток насыщения, e – заряд электрона, k – постоянная Больцмана, T – температура, $A_{\partial u\phi}$ – диодный коэффициент, характеризующий качество p-n перехода, соответствующий диффузионному механизму транспорта носителей заряда ($A_{\partial u\phi}=1$). Данный ток связан с рекомбинацией носителей в квазинейтральных областях p-n перехода (рис. 1.5 а).



Рис. 1.5 Механизмы протекания тока в p-n - переходе: а – диффузионный, б – рекомбинационный, в – туннельный.

Вольтамперные характеристики (ВАХ) реальных солнечных элементов с *p-n* переходом могут значительно отличаться от ВАХ идеализированного диода. Это касается как диапазона малых, так и больших напряжений смещения. В диапазоне малых напряжений, помимо диффузионного механизма протекания тока через *p-n* переход, могут существовать еще туннельный и рекомбинационный механизмы. Туннельный ток возникает при прямом и обратном смещении в тонком p-n-переходе, образованном очень сильно легированными областями *p-* и *n-* типа при туннелировании электрона и дырки

сквозь барьер и их рекомбинацией (Рис.1.5в). Такие уровни легирования обычно не используются для создания рабочих - фотовольтаических p-n-переходов, а только в туннельных диодах (ТД). Исходя из того, что ширина области пространственного заряда (ОПЗ) *p-n* перехода значительно превышает длину туннелирования, можно предположить, что туннелирование сквозь ОПЗ происходит по протяженным дефектам многоступенчатым путём. Если же предполагать, что туннельный ток течёт за счёт одноступенчатого туннелирования, то необходимо считать, что в *p-n* переходе имеются локальные сужения с общей площадью в 10^4 раз меньшей, чем реальная площадь *p-n* перехода. Туннельная компонента тока может быть одинаково непротиворечиво описана в рамках любой из этих моделей.

Туннельная компонента тока исходя из туннелирования по дислокациям в ОПЗ соответствует выражениям [24]:

$$\mathbf{I}^{\text{TYH}} = \mathbf{I}_{o}^{\text{TYH}} \left[\exp\left(\frac{\mathbf{eU}}{\varepsilon}\right) - 1 \right], \tag{1.2}$$

$$I_{o}^{\text{TYH}} = e\rho \upsilon_{D} \exp(-\frac{eV_{k}}{\epsilon}), \qquad (1.3)$$

где $I_o^{my_{H}}$ – обратный ток насыщения соответствующий туннельно-ловушечному механизму транспорта носителей заряда, ρ – плотность дислокаций, v_D – частота Дебая, $\varepsilon = A_{my_{H}}kT$ – характеристическая энергия, V_k – контактная разность потенциалов между р и п – областями, k – постоянная Больцмана, T – температура, $A_{my_{H}}$ – диодный коэффициент, соответствующий туннельно-ловушечному механизму транспорта ($A_{my_{H}} > 2$). Показано, что $I_o^{my_{H}}$ и ε не зависят от температуры, что указывает на туннельную природу тока.

Рекомбинационный ток при прямом смещении обусловлен присутствием примесей в области объёмного заряда, создающих разрешенные уровни энергии в глубине запрещенной зоны. В этом случае электроны из п-области не проникают в р-область, а захватываются глубокими уровнями в области объемного заряда *p-n* перехода. На эти же уровни попадают и дырки из p-области. Эти носители тока исчезают в результате рекомбинации и освобождают глубокие уровни для новых электронов и дырок (Puc.1.5, б). Теория дает для обусловленной рекомбинационным процессом плотности тока следующее выражение [25]:

$$I^{pe\kappa} = I_o^{pe\kappa} \left[\exp\left(\frac{eU}{A_{pe\kappa}kT}\right) - 1 \right],$$
(1.4)

где $I_o^{pe\kappa}$ – обратный ток насыщения, соответствующий рекомбинационному механизму

транспорта носителей заряда, e – заряд электрона, k – постоянная Больцмана, T – температура, $A_{pe\kappa}$ – диодный коэффициент, соответствующий рекомбинационному механизму транспорта носителей заряда ($A_{pe\kappa}=2$).

В общем случае при высоких уровнях возбуждения в фотовольтаическом режиме через p-n-переход течет как рекомбинационный, так и диффузионный ток. Схематическое изображение ВАХ без учета сопротивления структуры с выделенными компонентами представлено на Рис.1.6. В этом случае прямой ток может быть представлен как сумма трёх компонент $I = \sum_{i} I_i$ экспоненциального вида:

$$\mathbf{I}_{i} = \mathbf{I}_{oi} \left[\exp\left(\frac{\mathbf{eU}}{\mathbf{E}_{i}}\right) - 1 \right], \tag{1.5}$$

где E_i - параметр ВАХ, меняющийся для разных отрезков графика, $E_i = kT - диффузионный$ ток, $E_2 = 2kT - рекомбинационный ток, <math>E_3 > 2kT - туннельный$ ток, I_{0i} - плотность тока насыщения, характерная для данного отрезка.

Существует еще одна причина появления избыточного тока в диапазоне малых напряжений смещения. Это каналы объемных и поверхностных утечек, которые можно рассматривать как омическое сопротивление, шунтирующее *p-n* переход. Каналы объемных утечек создаются инородными микро- и макровключениями в материале *p-n* перехода. Поверхностные каналы утечек образуются при интенсивной рекомбинации электронно-дырочных пар через непрерывный ряд энергетических состояний, возникающих в запрещённой зоне полупроводника у его поверхности из-за нарушения валентных связей.

По мере роста напряжения смещения диффузионный ток быстро и "неограниченно" возрастает, в то время как токи, обусловленные остальными механизмами, либо насыщаются, либо возрастают медленно и ими можно пренебречь. Однако форма BAX реального солнечного элемента в диапазоне больших напряжений смещения может отличаться от экспоненциальной вследствие омических потерь в объеме структуры и на контактах диода.



Рис. 1.6 Схематическое изображение компонент тока без учета последовательного сопротивления структуры в логарифмическом масштабе: 1 – туннельный ток, 2 – рекомбинационный ток, 3 – диффузионный ток.

МП ФЭП, В случае с прямые темновые вольтамперные характеристики последовательно включённых фотоактивных переходов, p-n например, для трехпереходного InGaP/Ga(In)As/Ge ΦЭП (Рис.1.7), можно заменить одной, результирующей темновой J-V характеристикой некоего «виртуального» p-n перехода [26-29].



Рис. 1.7. Структура темновой ВАХ фотовольтаических *p* - *n* переходов *Ge*, *GaAs*, *InGaP* составляющих трёхпереходный *InGaP/Ga(In)As/Ge* ФЭП и структура суммарной темновой ВАХ трёхпереходного *InGaP/GaAs/Ge* ФЭП в полулогарифмическом масштабе. Характерные участки ВАХ трёхпереходных *InGaP/Ga(In)As/Ge*: A>6 – «туннельно-

ловушечный» механизм токопрохождения (Есаки); A=5 преимущественно «рекомбинационный» (Саа-Нойс-Шокли) с «диффузионным» механизмом токопрохождения, A=4преимущественно «диффузионный» (Шокли) с «рекомбинационным» механизмом токопрохождения; А=3 «диффузионный» механизм токопрохождения (Саа-Нойс-Шокли).

На рис. 1.7 представлено схематическое изображение структуры темновых ВАХ фотовольтаических p - n переходов Ge, GaAs, InGaP составляющих трёхпереходный InGaP/Ga(In)As/Ge ФЭП и структура суммарной темновой ВАХ трёхпереходного InGaP/GaAs/Ge ФЭП в полулогарифмическом масштабе. Согласно данной схеме, в GaAs и InGaP p-n переходах присутствуют три компоненты прямого тока: диффузионная (A=1), рекомбинационная (A=2) и туннельно-ловушечная (A>2), (Рис. 1.7). В Ge p-n переходах присутствует диффузионная (A=1) и избыточная, туннельно-ловушечная, (A>2) компоненты (рис. 1.11), [29]. Характеристика трехпереходного ФЭП построена методом сложения напряжений при одном и том же значении тока из представленных на рис. 1.7 ВАХ однопереходных Ge, GaAs и GaInP ФЭП. В приведенной характеристике InGaP/GaAs/Ge ФЭП присутствуют сегменты: туннельно-ловушечный с A > 10, два рекомбинационно-диффузионных с A=5 и A=4 и диффузионный с A=3.

На рис. 1.8 [29] представлены экспериментальные прямые темновые ВАХ, измеренные при комнатной температуре (T=300K), для однопереходных ФЭП на основе *Ge* (кривая 1), *GaAs* (кривая 2) и *InGaP* (кривая 3), монолитного *InGaP/GaAs/Ge* ФЭП (кривая 4) и расчётная ВАХ «виртуального» *InGaP/GaAs/Ge* ФЭП полученная из представленных на рисунке ВАХ характеристик однопереходных ФЭП.

Согласно представленным на рис. 1.8 ВАХ однопереходных ФЭП, туннельноловушечная, избыточная компонента проявляется при плотностях тока ниже 10^{-6} A/cm² для *GaAs*, $5 \cdot 10^{-6}$ A/cm² для *InGaP* и $5 \cdot 10^{-4}$ A/cm² для *Ge*. Величины рекомбинационных и диффузионных предэкспоненциальных множителей: для ФЭП на основе *GaAs* гомо *p-n* переходов составляли $(1-5) \cdot 10^{-11}$ A/cm² и $(1-5) \cdot 10^{-21}$ A/cm²; для *InGaP* $(1-7) \cdot 10^{-14}$ A/cm² и $(0.1-5) \cdot 10^{-26}$ A/cm². В исследованных *Ge p-n* переходах диффузионный предэкспоненциальный множитель составлял порядка 10^{-6} A/cm².

Экспериментальная ВАХ монолитного *GaInP/GaAs/Ge* ФЭП включает в себя следующие сегменты A > 10, $J_{0(A>10)}=6.0 \cdot 10^{-8}$ A/cm²; A = 5, $J_{0(A=5)} = 1.5 \cdot 10^{-10}$ A/cm²; A = 4, $J_{0(A=4)} = 7 \cdot 10^{-12}$ A/cm²; A = 3, $J_{0(A=3)} = 5 \cdot 10^{-18}$ A/cm².



Рис. 1.8 Экспериментальные прямые темновые *J-V* характеристики (T=300K): 1 - Ge, 2 - GaAs и 3 - InGaP однопереходных ФЭП; 4 - монолитного InGaP/GaAs/Ge ФЭП с сегментами: A > 10, $J_{0(A>10)} = 6.0 \cdot 10^{-8} \text{A/cm}^2$; A = 5, $J_{0(A=5)} = 1.5 \cdot 10^{-10} \text{ A/cm}^2$; A = 4, $J_{0(A=4)} = 7 \cdot 10^{-12} \text{ A/cm}^2$; A = 3, $J_{0(A=3)} = 5 \cdot 10^{-18} \text{ A/cm}^2$; $5 - \text{расчётная ВАХ «виртуального» InGaP/GaAs/Ge ФЭП полученная из представленных на рисунке ВАХ характеристик однопереходных ФЭП.$

Как видно из графика, «виртуальная» темновая ВАХ *GaInP/GaAs/Ge* ФЭП, полученная из представленных на рисунке ВАХ характеристик однопереходных ФЭП, достаточно хорошо совпадает с экспериментальной характеристикой монолитного *GaInP/GaAs/Ge* ФЭП. Разницу между экспериментальной и «виртуальной» ВАХ при плотностях тока $<10^{-6}$ A/cm² можно объяснить различием в технологиях изготовления исследованных образцов, что указывает на определённое влияние постростовой технологии на туннельно-ловушечную, избыточную компоненту тока в ФЭП. Расхождение в области плотностей тока более 100 mA/cm² говорит о растущем влиянии соединительных элементов (туннельных диодов) в монолитном *GaInP/GaAs/Ge* ФЭП.

Согласно проведённым исследованиям и набранных статистических данных, при отлаженной ростовой и постростовой технологии изготовления *InGaP/GaAs/Ge* ФЭП экспериментальные прямые темновые ВАХ монолитных *InGaP/GaAs/Ge* ФЭП включают в себя три экспоненциальные компоненты (Рис. 1.9), соответствующие: 1 - туннельно – ловушечному, (Эсаки): A > 20, $J_{tr} = 6.3 \cdot 10^{-11} \text{ A/cm}^2$; 2 –смешанным рекомбинационному, (Саа-Нойс-Шокли) и диффузионному: $A \sim 5$, $J_{rd} = 2.4 \cdot 10^{-12} \text{ A/cm}^2$ и 3 – диффузионному механизмам транспорта, (Шокли) A = 3, $J_d = 1.6 \cdot 10^{-18} \text{ A/cm}^2$; 4 – расчёт, 5 – усреднённая ВАХ.



Рис. 1.9 Экспериментальные и расчётные темновые ВАХ трёхпереходных *InGaP/GaAs/Ge* Φ ЭП, где 1 - туннельно – ловушечный, (Эсаки): A > 20, J_{tr} = 6.3 · 10⁻¹¹ A/cm²; 2 – смешанный рекомбинационный, (Саа-Нойс-Шокли) и диффузионный: A ~ 5, J_{rd} = 2.4 · 10⁻¹² A/cm² и 3 – диффузионный механизмы транспорта, (Шокли) A = 3, J_d = 1.6 · 10⁻¹⁸ A/cm²; 4 – расчёт, 5 – усреднённая ВАХ.

1.2.2 Нагрузочная вольт-амперная характеристика и зависимость КПД-плотность тока генерации (J_g) многопереходных фотопреобразователей

КПД МП ФЭП, определяемое из нагрузочной ВАХ, во многом определяется его темновой ВАХ. Нагрузочная ВАХ записывается в соответствии с выражением (1.6), где J_{μ} –плотность тока, вырабатываемая на нагрузке, J_{0i} , A_i – плотность тока насыщения и коэффициент неидеальности *p-n* перехода механизмов транспорта носителей заряда, *e* – заряд электрона, U – напряжение смещения, T – температура, k – постоянная Больцмана и J_g – плотность тока генерации (фототока), R_s - последовательное сопротивление структуры. Согласно данному выражению (1.6) ВАХ освещённого *p* - *n* перехода может быть получена путём перемещения [30] темновой ВАХ по оси токов вниз на величину J_g , как это изображено на рис. 1.10.

На рис. 1.10 представлена прямая темновая (кривая 1) и нагрузочная (кривая 2) ВАХ построенные в линейных координатах. Световая ВАХ измерена при возбуждении InGaP/GaAs/Ge ФЭП солнечным излучением со спектром AM0, 1367W/m².

$$J_{\mu} = \left[\sum_{i=1}^{n} J_{0i}\left(\exp\frac{e(U - J_{\mu} \cdot R_{s})}{A_{i}kT}\right)\right] - J_{g}$$
(1.6)

Рис. 1.10 Прямая темновая (кривая 1) и световая (кривая 2) ВАХ (AM0,1367 W/m²) InGaP/GaAs/Ge ФЭП

Экспериментальная темновая характеристика плотность прямого тока-напряжение *J*-*U* дает возможность рассчитать согласно методике, описанной в работах [26-29] зависимость солнечной концентрации (или плотность тока генерации) от КПД, $\eta - C(\propto J_g)$. Коэффициентом пропорциональности между J_g и *C* является ток генерации при одном солнце (*C* = 1), $J_{g,c=1}$, который определяется экспериментально, и при условии $J_{SC}R_S < V_{OC}$ и совпадает с током короткого замыкания МП ФЭП.

На рис. 1.11 представлены экспериментально полученные и построенные расчётные J - U и $\eta - C$ характеристики для InGaP/GaAs/Ge ФЭП, при комнатной температуре и при импульсном возбуждении солнечным излучением AM1.5. Зависимости $\eta - C$ для солнечного излучения AM1.5 хорошо совпадают с экспериментальными кривыми. Характер зависимости $\eta - C(\propto J_g)$ полностью повторяет характер зависимости плотности прямого темнового тока от напряжения, *J-U*. Обе зависимости имеют одинаковое число экспоненциальных участков. Из рисунка 1.11, (кривая - 3) видно, что $\eta - C$ характеристика, без учёта сопротивления R_S имеет практически ту же самую форму, что и прямая безрезистивная темновая *J-U* характеристика. Учёт последовательного сопротивления $R_s = 0.075$ Ohm·cm² ограничивает рост КПД МП ФЭП, что и видно из $\eta - C$ характеристики (кривые 4 и 5).



Рис.1.11 Экспериментальные и расчётные характеристики *InGaP/GaAs/Ge* ФЭП (T=300K): $J - V_{\varphi}$ характеристики, 1 – эксперимент, 2 – расчёт; $\eta - C(\propto J_g)$ характеристики, 3, 5 – расчёт ($R_S = 0$, $R_s = 0.075$ Ohm·cm²), 4 – эксперимент, (AM1.5, 100 mW/cm²). Сегменты: $A > 10, J_{0(A>10)} = 6.0 \cdot 10^{-8} \text{A/cm}^2$; $A = 5, J_{0(A=5)} = 1.5 \cdot 10^{-10} \text{ A/cm}^2$; $A = 4, J_{0(A=4)} = 7 \cdot 10^{-12} \text{ A/cm}^2$; $A = 3, J_{0(A=3)} = 5 \cdot 10^{-18} \text{ A/cm}^2$. Коэффициентом пропорциональности между J_g и C является ток генерации при одном солнце (C = 1), $J_{g,c=1}$.

Ha сеголняшний день максимальное значение КПД в концентраторной фотоэнергетике на основе МП ФЭП достигнуто в институте Фраунгофера и составляет 46% (FF=85,1%)для четырёхпереходного солнечного элемента на основе GaInP/GaAs/GaInAsP/GaInAs материалов [31]. Значение КПД для МП ФЭП было подтверждено независимо в National Institute of Advanced Industrial Science and Technology (AIST) в Японии при концентрации солнечного излучения 508 Солнц и спектре солнечного излучения AM1.5d. Площадь фотоактивной поверхности изготовленного ФЭП составляет 5.2 mm². Концентраторная система в ходе измерения включала в себя фокусирующие зеркала позволяющие увеличить интенсивность солнечного излучения. Согласно спектральным характеристикам ВКЭ каждого субэлемента 4-х переходного ФЭП пиковая ВКЭ превышает 90%, а усреднённая плотность тока при спектре AM1.5d превышает 13 mA/cm² для каждого субэлемента.

Для неконцентраторной фотовольтаики, рекорд достигнут для пятипереходного Φ ЭП, изготовленного в компании Boeing-Spectrolab, он составляет 38.8% при спектре солнечного излучения AM 1.5G (1 Солнце, T=25⁰C) [32]. С использованием установки металл-органической газофазной эпитаксии Veeco K475, Boeing-Spectrolab удалось вырастить три верхних p-n перехода согласованных с решёткой GaAs, в то время как два нижних p-n перехода согласованы с постоянной решётки подложки InP. В NREL были проведены измерения нагрузочных ВАХ выращенного МП Φ ЭП выполненного с площадью 1 сm².

Наличие в структуре МП ФЭП искусственно введённых широкозонных слоёв, препятствующих рекомбинации неосновных носителей заряда, способствует образованию потенциальных барьеров для основных носителей заряда. К таким слоям относятся широкозонное окно (FSF) и тыльный потенциальный барьер (BSF), как показано на схеме структуры GaAs ФЭП на рис.1.13. Наличие потенциальных барьеров в зависимости от их эффективной высоты и ширины, а также температурных условий и оптической интенсивности падающего излучения может существенно влиять на форму BAX фотопреобразователей [33- 37] и снижать их КПД.

1.3 Экспериментальные фотоэлектрические характеристики трёхпереходных InGaP/GaAs/Ge фотопреобразователей

1.3.1 Анализ литературных данных

В работе [33] выполнено экспериментальное исследование влияния механизмов транспорта основных носителей заряда через гетероинтерфейсные FSF и BSF слои на нагрузочные характеристики однопереходного ФЭП на основе GaAs. Технологические параметры структуры ФЭП представлены на рис. 1.13. Для данной структуры экспериментально измерены световые ВАХ в температурном диапазоне 80-163К и интенсивности солнечного излучения до 1367 W/m² (AM0) (рис. 1.14а). Согласно полученным результатам авторами исследования установлено, что с уменьшением температуры ФЭП до значений 80К нагрузочная ВАХ имеет S-образную форму в области напряжения холостого хода U_{oc}. Данный эффект становится более выраженным с ростом оптической интенсивности.

| <i>nGaAs</i> 200nm N _d =5x10 ¹⁸ cm ⁻³ | | | |
|---|--|--|--|
| nAlGaInP (FSF) 30nm N _d =3x10 ¹⁸ cm ⁻³ | | | |
| $nGaAs \ 180$ nm $N_d=1.4 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ | | | |
| pGaAs 3500nm N _a =1x10 ¹⁸ cm ⁻³ | | | |
| pGaInP (BSF) 50nm N _a =2x10 ¹⁸ cm ⁻³ | | | |
| pGaAs Substrate 350000nm | | | |
| | | | |

Рис. 1.13 технологические параметры структуры GaAs ФЭП представленные в работе

[33]



Рис. 1.14 Экспериментальные нагрузочные ВАХ GaAs ФЭП, измеренные при T=80-163К и оптической интенсивности 1367W/m² (AM0) (а), иллюстрация механизма транспорта основных носителей заряда через потенциальный барьер в валентной зоне BSF слоя (б) [33].

Описанный температурный эффект, зависящий от оптической интенсивности, по предположению авторов исследования связан с эмиссией Пула-Френкеля (рис. 1.14б). Основные носители на первом этапе туннелируют на уровни ловушек и на втором этапе благодаря снижению высоты потенциального барьера под действием приложенного электрического поля преодолевают барьер за счёт тепловой эмиссии [34]. В результате, барьер нарушает поток основных носителей и действует как дополнительный диод с квазиэкспоненциальной ВАХ. S-образная форма характеристик солнечного элемента образуется как суперпозиция ВАХ освещенного p-n-перехода и барьера.

В работе [35] выполнено исследование нагрузочных ВАХ GaAs ФЭП двух типов с наличием BSF слоя на основе Al_{0.2}Ga_{0.8}As или (Al_{0.4}Ga_{0.6})_{0.52}In_{0.48}P твёрдых растворов. Измерения выполнялись при спектре солнечного излучения AM1.5G и интенсивности от 1 до 125 солнц в температурном диапазоне от 5 до 80°C.

| | 300nm n ⁺⁺ GaAs |
|--|---|
| 300nm n ⁺⁺ GaAs | 30nm nAlInP |
| 30nm nAlInP | 150nm nGaAs |
| 150nm nGaAs | 2000nm pGaAs |
| 2000nm pGaAs | |
| 50nm BSF pAl _{0.2} Ga _{0.8} As | 50nm BSF p(Al _{0.4} Ga _{0.6}) _{0.52} In _{0.48} P |
| 300nm pGaAs | 300nm pGaAs |
| 350µm pGaAs | 350µm pGaAs |
| а | б |

Рис.1.15 Структуры GaAs ФЭП с наличием BSF слоя (Al_{0.4}Ga_{0.6})_{0.52}In_{0.48}P (a) и Al_{0.2}Ga_{0.8}As (б) [35]

Согласно проведённым исследованиям ФЭП с (Al_{0.4}Ga_{0.6})_{0.52}In_{0.48}P BSF слоем (рис. 1.15 а) с ростом интенсивности солнечного излучения до 125 солнц при T=25⁰C демонстрирует S-образную форму BAX вблизи напряжения холостого хода, в то время как при 1 солнце в температурном диапазоне от 16 до 61 °C аномалии в поведении BAX не наблюдается. Так же обнаружено, что для данного ФЭП при интенсивности солнечного излучения 55 солнц S-образная форма BAX пропадает при высоких значениях температуры. Для ФЭП с высоколегированным Al_{0.2}Ga_{0.8}As BSF слоем (рис. 1.156) аномалии в поведении BAX не наблюдается, что подчёркивает наличие потенциального барьера в валентной зоне между базовой областью р-типа проводимости и BSF слоем для образца представленного на рис. 1.15а. Нагрузочные BAX ФЭП с (Al_{0.4}Ga_{0.6})_{0.52}In_{0.48}P BSF слоем измеренные при интенсивности 55 солнц представлены на рис. 1.16. Авторы данной работы предполагают, что S-образная форма BAX ФЭП с (Al_{0.4}Ga_{0.6})_{0.52}In_{0.48}P BSF слоем может быть связана с термоионной эмиссией через потенциальный барьер. Однако, термоионная эмиссия не объясняет влияния интенсивности излучения на форму BAX.



Рис. 1.16 Нагрузочные ВАХ ФЭП с (Al_{0.4}Ga_{0.6})_{0.52}In_{0.48}P BSF слоем измеренные при спектре солнечного излучения AM1,5 G и интенсивности 55 солнц, измеренные в температурном диапазоне от 6 до 78⁰C [35]



Рис. 1.17 ВАХ четырёх однопереходных GaAs солнечных элементов, имитирующих средний p-n переход монолитного многопереходного ФЭП при разном уровне легирования p-GaInP BSF слоя, при уровне концентрации AM1,5 излучения 400 солнц [36].

В работе [36], на примере GaAs гетероструктурного солнечного элемента с p-GaInP BSF слоем показано влияние уровня легирования BSF слоя и высоты потенциального барьера по энергии на фактор заполнения нагрузочной BAX элемента. Данный ФЭП представлял собой средний суб-элемент монолитного трёхпереходного GaInP/GaAs/Ge солнечного элемента. ФЭП имел p-GaAs базовую область с толщиной 2.5 μ m, легированную Zn до 1.7×10^{17} cm⁻³, эмиттер n-GaAs с толщиной 0.1 μ m легированный Si до 2×10^{18} cm⁻³. FSF n-GaInP слой с толщиной 0.02 μ m легированный Si до 2×10^{18} cm⁻³ и p-GaInP BSF слой с толщиной 0.1 μ m, с варьируемыми составом, т.е. высотой потенциального барьера от 275 meV до 325 meV, и уровнем легирования от 2.6×10^{17} cm⁻³ до 1.5×10^{18} cm⁻³. Выполнены исследования BAX ФЭП при AM1,5 и интенсивности до 500 солнц. Из рис. 1.17 видно, что имеется критический уровень легирования p-GaInP BSF слоя, порядка 10^{18} cm⁻³ и высоты потенциального барьера 300 meV, который он формирует. Ниже указанного уровня легирования, а также при большей высоте потенциального барьера наблюдается резкое падение филфактора. Снижение ФФ обусловлено наличием нелинейности BAX вблизи Uxx (см. рис.1.17). Данная нелинейность возникает из-за влияния встречно включённого барьера на транспорт носителей заряда и представляет суперпозицию BAX ФЭП и BAX самого барьера.

В работе [37] представлены исследования характеристик монолитных двухпереходных GaAs лазерных преобразователей при различных температурах и оптических интенсивностях. Фотопреобразователь включает в себя два фотоактивных p-n перехода с различной толщиной: толщина верхнего p-n перехода – 600 nm, толщина нижнего – 3700 nm. Чтобы снизить поверхностные токи утечки из эмиттера, в структуре фотопреобразователя включён FSF слой на основе Ga_{0,51}In_{0,49}P. Фотоактивные p-n переходы соединены посредствам встречновключённого GaAs туннельного диода.



Рис. 1.18 Нагрузочные ВАХ монолитного двухпереходного GaAs лазерного фотопреобразователя измеренные при длине волны λ =809 nm, интенсивности 10 W/cm² (a) и 104 W/cm² (б) в температурном диапазоне от 150 до 423 К [37].

Структура фотопреобразователя содержит отражатель Брэгга. Выполнены измерения нагрузочных ВАХ при возбуждении лазерным излучением с длиной волны 809 nm в температурном диапазоне 150-423 K при плотности оптической мощности 10 и 104 W/cm². Пример измеренных ВАХ представлен на рис. 1.18. Согласно полученным результатам с уменьшением температуры до 225 K и ниже ВАХ демонстрирует S-образную форму вблизи напряжения холостого хода. Эффект аномальной деформации нагрузочных ВАХ двухпереходного фотопреобразователя становится более выраженным при увеличении интенсивности падающего оптического излучения с 10 до 104 W/cm². Данный эффект значительно изменяет форму ВАХ и ведёт к существенному снижению величины филфактора (ФФ). Авторы данного исследования ссылаются на работы [33,35], поясняя природу данного эффекта влиянием возникающих, вследствие наличия FSF и BSF слоёв, потенциальных барьеров на транспорт основных носителей заряда.



Рис. 1.19 Структурные схемы исследованных трехпереходного GaInP/GaInAs/Ge (tripLM) ФЭП, а также субэлементов GaInP (topLM), GaInAs (midLM) и Ge(botLM) [38]

В работе [38] выполнены исследования нагрузочных ВАХ в зависимости от температуры и оптической интенсивности трёх отдельно изготовленных субэлементов трёхпереходного InGaP/GaInAs/Ge ФЭП. На рис. 1.19 представлены структурные схемы трёх субэлементов GaInP (topLM), GaInAs (midLM) и Ge(botLM) входящих в структуру согласованного по постоянной решётки InGaP/GaInAs/Ge ФЭП. Каждый субэлемент включает в себя только один фотоактивный p-n переход (выделен светло-серым на рис. 1.19). Данная конструкция субэлементов позволяет электрически охарактеризовать отдельный субэлемент в составе структуры оптически эквивалентной структуре трёхпереходного ФЭП. Нижний субэлемент выращен на подложке p-типа проводимости для создания диффузионного эмиттера n-типа и таким образом создать Ge p-n переход. Нижний субэлементы включающие в себя верхний (GaInP) и средний (GaInAs) p-

п переходы выращены на подложке n-типа проводимости для того чтобы предотвратить создание диффузионного эмиттера на подложке. Туннельные диоды расположенные ниже активного p-n перехода служат для соединения с подложкой n типа.



Рис. 1.20 Нагрузочные ВАХ измеренные при температуре от 5 до 170⁰С при концентрации солнечного излучения 500 солнц (AM1,5d) субэлементов GaInP (a), GaInAs (b) и Ge (c) [38].

Для представленных структур субэлементов были проведены измерения нагрузочных ВАХ в широком температурном диапазоне от 5 до 170°С и концентрациях солнечного излучения от 1 до 3000 солнц и спектре AM1.5d. Как видно из рис. 1.20a, при низких значениях температуры и концентрации 500 солнц ВАХ верхнего GaInP солнечного субэлемента имеет аномальное поведение вблизи напряжения холостого хода. Согласно проведённой
оценке авторов, влияние данного эффекта на ВАХ возрастает с ростом концентрации и понижением температуры. Авторы, ссылаясь на работы [33, 35], также указывают на появление аномалии в связи с возрастающим влиянием встречных потенциальных барьеров (BSF и FSF) с понижением температуры и возрастанием концентрации излучения. Средний GaInAs и нижний Ge субэлементы не показали никаких аномалий в поведении BAX во всём температурном оптическом диапазоне.

Таким образом, согласно проведённому анализу, авторы лишь выносят предположение о возможном варианте механизма транспорта носителей заряда, отвечающего за «S» образную форму ВАХ, соответствующего эмиссии Пула-Френкеля. Ниже, представлены экспериментальные исследования, выполненные на основе анализа темновых и световых ВАХ монолитных InGaP/GaAs/Ge солнечных элементов, которые позволят экспериментально определить доминирующий механизм транспорта, отвечающего за «S» образную форму ВАХ.

1.3.2 Исследование влияния механизмов токопрохождения на фотоэлектрические характеристики трёхпереходных InGaP/GaAs/Ge фотопреобразователей

1.3.2.1 Структурные параметры экспериментальных многопереходных фотопреобразователей

Для проведения экспериментов использовались образцы трёхпереходных *InGaP/Ga(In)As/Ge* ФЭП, выращенных методом газофазной эпитаксии из металлорганических соединений (МОСГФЭ). Эпитаксиальная структура, исследуемых ФЭП, включает в себя несколько десятков различных по химическому составу и толщинам слоёв (рис. 1.21).

Эпитаксиальная структура солнечных элементов была выращена на подложке p-Ge с толщиной 175мкм и содержала в себе три субэлемента с фотоактивными p-n переходами: нижний на основе Ge, средний на основе Ga_{0,99}In_{0,01}As и верхний на основе Ga_{0,51}In_{0,49}P (рис. 1.21, 1.22a). Нижний субэлемент содержал следующие слои: подложку p-Ge, в которой был создан нижний p-n переход, широкозонный слой n-Ga_{0,51}In_{0,49}P толщиной 100 nm и n-Ga_{0,99}In_{0,01}As буферный слой толщиной 2 μ m. Далее следовал первый туннельный диод (рис. 1.22б), обеспечивающий электрическое соединение нижнего и среднего субэлементов.

Первый соединительный туннельный диод включал в себя n⁺⁺-GaAs/p⁺⁺-Al_{0,4}Ga_{0,6}As вырожденную активную область и прилегающие барьерные широкозонные n-

 $(Al_{0,2}Ga_{0,8})_{0,5}In_{0,5}P$ и p- $(Al_{0,2}Ga_{0,8})_{0,5}In_{0,5}P$ слои. В качестве донорной примеси вырожденного n⁺⁺-GaAs слоя использовалась примесь Si с концентрацией атомов 7·10¹⁸ cm⁻³. В качестве акцепторной примеси для легирования вырожденного p⁺⁺-Al_{0,4}Ga_{0,6}As слоя использовались атомы C с концентрацией - 2·10²⁰ cm⁻³.

| GaAs- n | (Si) | 3×10 ¹⁸ | [500 нм] |
|---|------|--------------------|-----------|
| Al _{0.52} In _{0.48} P-n | (Si) | 1×10 ¹⁸ | [30 нм] |
| Ga _{0.51} In _{0.49} P-n | (Si) | 2×10 ¹⁸ | [50 нм] |
| Ga _{0.51} In _{0.49} P-p | (Zn) | 1×10 ¹⁷ | [0,4 мкм] |
| Ga _{0.51} In _{0.49} P-p | (Zn) | 2×10 ¹⁸ | [100 нм] |
| Al _{0.4} Ga _{0.6} As-p ⁺⁺ | (C) | 2×10 ²⁰ | [15 нм] |
| GaAs-n ⁺⁺ | (Si) | 7×10 ¹⁸ | [15 нм] |
| Al _{0.8} Ga _{0.2} As-n | (Si) | 3×10 ¹⁸ | [30 нм] |
| Ga _{0.99} In _{0.01} As-n | (Si) | 2×10 ¹⁸ | [90 нм] |
| Ga _{0.99} In _{0.01} As-p | (Zn) | 2×10 ¹⁷ | [2.8 мкм] |
| Ga _{0.51} In _{0.49} P-p | (Zn) | 2×10 ¹⁸ | [100 нм] |
| (Al _{0.2} Ga _{0.8}) _{0.5} In _{0.5} P-p | (Zn) | 2×10 ¹⁸ | [30 нм] |
| Al _{0.4} Ga _{0.6} As-p ⁺⁺ | (C) | 2×10 ²⁰ | [30 нм] |
| GaAs-n ⁺⁺ | (Si) | 7×10 ¹⁸ | [30 нм] |
| $(Al_{0.2}Ga_{0.8})_{0.5}In_{0.5}P-n$ | (Si) | 4×10 ¹⁸ | [100 нм] |
| Ga _{0.99} In _{0.01} As-n | (Si) | 2×10 ¹⁸ | [2 мкм] |
| Ga _{0.51} In _{0.49} P-n | (Si) | 1×10 ¹⁸ | [100 нм] |
| Ge - n 2x | 1018 | 500 нм | |

Рис.1.21 Структурная схема трёхпереходного InGaP/Ga(In)As/Ge ФЭП с указанием уровней легирования и толщин эпитаксиальных слоёв.

Общая толщина n⁺⁺-GaAs/p⁺⁺-Al_{0,4}Ga_{0,6}As активной области нижнего туннельного диода составляла 60 nm. Далее следовал средний субэлемент, включавший в себя p-Ga_{0,51}In_{0,49}P слой тыльного потенциального барьера толщиной 0.1 μ m, базовый слой p-Ga_{0,99}In_{0,01}As толщиной 2.8 μ m, n-Ga_{0,99}In_{0,01}As эмиттерный слой толщиной 0.1 μ m и n-Al_{0,8}Ga_{0,2}As слой широкозонного «окна» среднего элемента толщиной 30 nm. Средний и верхний субэлемент соединялись через второй туннельный диод (рис. 1.22в) с аналогичной n⁺⁺-GaAs/p⁺⁺-Al_{0,4}Ga_{0,6}As активной областью и уровнем легирования, и типом примеси при общей толщине 30 nm. Верхний субэлемент включал в себя p-

Ga0,51In0,49P слой тыльного потенциального барьера толщиной 0.1 µm, p-Ga0,51In0,49P базовый слой толщиной 0.4 µm, n-Ga_{0.51}In_{0.49}P эмиттерный слой толщиной 0.05 µm, n-Al_{0,52}In_{0,48}P слой широкозонного «окна» толщиной 0.03 µm и контактной подслой GaAs толщиной 0.5 µm.



а



Рис. 1.22 Зонные диаграммы InGaAs/Ga(In)As/Ge солнечного элемента – (а), первого (б) и второго (б) соединительных туннельных диодов и прилегающих барьерных слоёв.

Для создания ФЭП на выращенной эпитаксиальной пластине, использовалась многостадийная финальная постростовая технология травления, которая заключается в разделении *InGaP/Ga(In)As* гетероструктуры и *Ge* подложки отдельно друг от друга различными по своему химическом составу травителями.

На рис. 1.22 а-в представлены рассчитанные зонные диаграммы структуры МП ФЭП (рис. 1.21) и соединительных туннельных диодов. Согласно рассчитанным зонным диаграммам видно, что широкозонные слои на границе с вырожденными слоями ТД, а также на границах со слоями фотоактивных субэлементов формируют встречные потенциальные барьеры для основных носителей заряда.

Согласно рассчитанным зонным диаграммам рис. 1.22 потенциальные барьеры формируются между следующими изотипными слоями: тыльным потенциальным барьером p-Ga_{0.51}In_{0.49}P (BSF слоем) верхнего субэлемента и вырожденным слоем p⁺⁺-Al_{0.6}Ga_{0.4}As первого туннельного диода, вырожденным n⁺⁺GaAs слоем первого туннельного диода и широкозонным окном (FSF слоем) среднего субэлемента n-Al_{0.8}Ga_{0.2}As, между широкозонным окном (FSF слоем) среднего субэлемента n-Al_{0.8}Ga_{0.2}As и эмиттером среднего субэлемента n-Ga_{0.99}In_{0.01}As, между n⁺⁺GaAs слоем второго туннельного диода и широкозонным окном нижнего субэлемента n-(Al_{0.2}Ga_{0.8})_{0.5}In_{0.5}P. Согласно зонным диаграммам высота p-Ga_{0.51}In_{0.49}P/p⁺⁺-Al_{0.6}Ga_{0.4}As барьера составила – 0.37 eV, n⁺⁺GaAs/Al_{0.8}Ga_{0.2}As барьера – 0.44 eV, высота n-Al_{0.8}Ga_{0.2}As/n-Ga_{0.99}In_{0.01}As барьера – 0.72 eV, высота n⁺⁺GaAs/n-(Al_{0.2}Ga_{0.8})_{0.5}In_{0.5}P барьера – 0.59 eV.

1.3.2.2 Экспериментальные установки измерения прямых темновых и нагрузочных ВАХ монолитных многопереходных фотопреобразователей в температурном диапазоне 100 – 300 К

Для проведения измерений прямых темновых ВАХ МП ФЭП в температурном диапазоне 100 – 300 К была собрана система из двух сообщающихся криостатов, как это представлено на рис. 1.23. Система из криостатов в свою очередь герметично соединена с вакуумным масляным насосом, с помощью которого в системе криостатов достигается необходимый уровень вакуума (не более 0.03 mmHg). В криостатах (рис. 1.23) установлены угольные ловушки.



Рис. 1.23 Установка для измерений темновых ВАХ фотопреобразователей в температурном диапазоне 80-300 К. 1 – первый криостат с исследуемым ФЭП, 2 – второй дополнительный криостат, 3 – источник-измеритель, 4 – ПК, 5 – мультиметр, 6 - вакуумметр ионизационный-термопарный.

Ловушки, охлаждаемые до низких температур, не только более надежно предотвращают проникновение паров рабочей жидкости в откачиваемый сосуд, но и улавливают пары и газы, имеющиеся в откачиваемом сосуде, тем самым снижая в нём давление. В первом криостате помещён исследуемый солнечный элемент, в то время как второй криостат является вспомогательным и используется для обеспечения необходимого уровня вакуума в первом криостате. ФЭП в первом криостате установлен на медном основании с зафиксированными платиновым терморезистором Pt100 и нагревательным элементом. Медное основание плотно соединяется с внутренней стенкой первого криостата посредством винтового соединения, обеспечивающего высокую теплопередачу между ними. Для проведения измерений нагрузочных ВАХ ФЭП при низких температурах, криостаты оснащены оптическим кварцевым окном. Контроль температуры осуществлялся с использованием сконструированного блока управления. Измерение прямых темновых ВАХ в диапазоне напряжений смещения от 0-5V и токов от 1 рА до 1.5 А производилось с использованием управляемого через последовательный порт источника-измерителя. Управление процессом измерения и запись полученных данных в формате «txt» осуществлялось через персональный компьютер.

Проведение измерений начинается с установки исследуемого ФЭП в криостат, после чего, с помощью вакуумного насоса, в криостатах достигается необходимый уровень вакуума. После этого, в криостаты заливается жидкий азот. При достижении в криостате устойчивой температуры (наиболее низкой), начинается снятие характеристик.

Измерение нагрузочных ВАХ в температурном диапазоне от 100 до 300 К при возбуждении солнечным излучением имитированным выполнялось на экспериментальной установке, представленной на рис.1.24. Для варьирования рабочей температуры ФЭП от 100 до 300 К применялась аналогичная криогенная установка, использованная для измерения темновых ВАХ. В качестве источника излучения применялся импульсный имитатор коллимированного солнечного излучения со спектром АМО и интенсивностью оптического излучения 1367 W/m². В данном имитаторе в качестве источника излучения применяются ксеноновые лампы. Ввод оптического излучения через кварцевое окно криостата №1 выполнялось с использованием зеркала, расположенного под углом 45° к направлению распространения излучения. Контроль процесса измерения производился с использованием блока управления, который, в свою очередь, управлялся посредством ПК. Полученные в ходе измерения характеристики записываются на персональном компьютере в формате «csv».

Методика измерений состояла в следующем: после установки исследуемого МП ФЭП в криостат, создания нужного уровня вакуума, и заливки в криостаты жидкого азота, при стабилизации температуры в криостате, с помощью ПК на имитаторе солнечного излучения генерируется короткая вспышка длительностью 1 ms, излучение которой попадает на образец МП ФЭП. Далее, за время вспышки производится измерение нагрузочной ВАХ ФЭП. После сохранения измеренной ВАХ в формате csv, на температурном контроллере устанавливается температура необходимая для следующего измерения. В результате таких измерений были получены нагрузочные BAX исследованного GaInP/GaAs/Ge ФЭП и планарных сборок в температурном диапазоне от 100 до 300 K.



Рис. 1.24 Установка для измерения световых характеристик МП ФЭП: 1 – система криостатов с блоком управления температурой, 2 – импульсный имитатор солнечного излучения со спектром AM0 и интенсивностью 1367 W/m², 3 – блок управления и измерения, 4 – ПК

1.3.2.3 Исследование прямых темновых вольт-амперных характеристик монолитных *InGaP/GaAs/Ge* фотопреобразователей в температурном диапазоне 100 – 300 К

Были измерены прямые темновые ВАХ (рис. 1.25) трёхпереходных *InGaP/Ga(In)As/Ge* ФЭП в температурном диапазоне 100-300 К. Прямые темновые ВАХ измерялись в диапазоне тока $I=10^{-14}$ -1 А и напряжений U=0-4.5 V. На рис.1.25 представлены наиболее характерные темновые ВАХ двух МП ФЭП №1 (а) и №2(б), измеренные при температурах 123-300 К. Образцы отличались положением на эпитаксиальной пластине. МП ФЭП №1 располагался на периферии эпитаксиальной пластины, а МП ФЭП №2 в центре.

Как видно из рис.1.25а ВАХ МП ФЭП №1 при низких температурах имеет точки

перегиба в области прямого напряжения смещения более 2.5 V, в отличие от МП ФЭП №2, не имеющего характерных точек перегиба в данном диапазоне. Согласно методике, изложенной в работах [17, 18], выполнен анализ доминирующих механизмов транспорта в области объёмного заряда фотоактивных субэлементов исследуемых ФЭП №1 и №2.



Рис. 1.25. Экспериментальные прямые темновые ВАХ трёхпереходных *InGaP/Ga(In)As/Ge* ФЭП N1 (а) и N2 (б), измеренные в температурном диапазоне от 123 до 300 К.



Рис. 1.26. Экспериментальные и расчётные ВАХ трёхпереходных *InGaP/Ga(In)As/Ge* ФЭП, рассчитанные по шести экспоненциальной модели N1 (а) и четырёх экспоненциальной модели N2 (б) при температуре 123К.

С использованием шести (рис. 1.26а) и четырёх (рис. 1.26б) экспоненциальных моделей выполнен расчёт ВАХ ФЭП №1 и №2 и выявлены экспоненциальные сегменты, в которых доминируют следующие механизмы транспорта носителей заряда: туннельно-ловушечный (Esaki) механизм транспорта, комбинация механизмов туннельно-ловушечного и рекомбинационного (Sah-Noyce-Shockley), чистый рекомбинационный механизм транспорта, комбинационного механизмов транспорта и чистый диффузионный (Shockley) механизм транспорта (Таблица №2.1 и 2.2).

Так же были рассчитаны зависимости последовательного сопротивления структуры МП ФЭП от температуры. Последовательное сопротивление МП ФЭП, как правило, складывается из сопротивления гетероструктуры, подложки и контактной сетки, нанесённой с фронтальной и тыльной стороны. Полученные зависимости представлены на рис. 1.27. Согласно данным кривым видно, что МП ФЭП №1 имеет меньшее по сравнению с МП ФЭП №2 последовательное сопротивление структуры во всём диапазоне температур. Например, при температуре 123К последовательное сопротивление МП ФЭП № 1 составляет ~0.2 Оhm·cm² в то время, как для МП ФЭП № 2 оно составляет 0.45 Ohm·cm². С понижением температуры от 300 до 123К последовательное сопротивление каждого исследуемого МП ФЭП падает на 40%.

| Т, К | A_1 | A_2 | A_3 | A_4 | A_5 | A_6 |
|--------------|-------------------------|-------------------------|------------------------------|-------------------------|-------------------------|-------------------------|
| 300 | >20 (t) | (6-10) (tr) | 4 (rd) | 6 (r) | (4-5) (rd) | 3 (d) |
| 233 | >20 (t) | (6-10) (tr) | (4-6) (rd) | (6 - 10) (tr) | (4-5) (rd) | 3 (d) |
| 193 | >20 (t) | (6 – 10) (tr) | (4-6) (rd) | (6 - 10) (tr) | (4-5) (rd) | 3 (d) |
| 153 | >20 (t) | (6 – 10) (tr) | (6-10) (tr) | >10 (tr) | (4-5) (rd) | 3 (d) |
| 123 | >20 (t) | (6-10) (tr) | (6 - 10) (tr) | >10 (tr) | (4-5) (rd) | 3 (d) |
| <i>Т</i> , К | $J_{01}, {\rm A/cm^2}$ | $J_{02}, {\rm A/cm^2}$ | J_{03} , A/cm ² | $J_{04}, {\rm A/cm^2}$ | $J_{05}, {\rm A/cm^2}$ | $J_{06}, {\rm A/cm^2}$ |
| 300 | 1.49.10-9 | 5.13.10-10 | $3.94 \cdot 10^{-13}$ | $4.99 \cdot 10^{-10}$ | $3.03 \cdot 10^{-14}$ | $2.27 \cdot 10^{-18}$ |
| 233 | $2.10 \cdot 10^{-10}$ | $4.01 \cdot 10^{-13}$ | $1.77 \cdot 10^{-15}$ | $1.32 \cdot 10^{-11}$ | $2.05 \cdot 10^{-17}$ | $5.62 \cdot 10^{-26}$ |
| 193 | $1.39 \cdot 10^{-10}$ | 3.33.10-13 | $1.12 \cdot 10^{-16}$ | $1.42 \cdot 10^{-12}$ | $1.05 \cdot 10^{-24}$ | $1.75 \cdot 10^{-32}$ |
| 153 | 8.23.10-10 | 7.61.10-14 | 1.30.10-18 | $1.41 \cdot 10^{-12}$ | 8.38·10 ⁻³² | $5.27 \cdot 10^{-43}$ |
| 123 | $6.00 \cdot 10^{-10}$ | $2.68 \cdot 10^{-14}$ | 8.99·10 ⁻¹⁹ | $1.07 \cdot 10^{-12}$ | 8.37·10 ⁻³³ | $5.67 \cdot 10^{-55}$ |

Таблица 1.1 МП ФЭП N1, Зависимость диодных коэффициентов и предэкспоненциальных множителей от температуры

| <i>Т</i> , К | A_1 | A_2 | A_3 | A_4 |
|--------------|------------------------------|------------------------|------------------------------|------------------------------|
| 300 | >20 (t) | 4 (rd) | 5 (rd) | 3 (d) |
| 223 | >20 (t) | (4-6) (rd) | 5 (rd) | 3 (d) |
| 193 | >20 (t) | (6 - 10) (tr) | 5(rd) | 3 (d) |
| 143 | >20 (t) | (6 - 10) (tr) | 5 (rd) | 3 (d) |
| 123 | >20 (t) | (6 - 10) (tr) | 5 (rd) | 3 (d) |
| <i>Т</i> , К | J_{01} , A/cm ² | $J_{02}, A/cm^2$ | J_{03} , A/cm ² | J_{04} , A/cm ² |
| 300 | 3.16.10-10 | $1.84 \cdot 10^{-13}$ | 6.00·10 ⁻¹² | 3.91.10-19 |
| 223 | $2.8 \cdot 10^{-10}$ | $2.37 \cdot 10^{-15}$ | $1.86 \cdot 10^{-17}$ | 8.69·10 ⁻²⁷ |
| 193 | 1.30.10-10 | 1.86·10 ⁻¹⁶ | 3.63.10-20 | $1.68 \cdot 10^{-32}$ |
| 143 | 1.72.10-11 | 8.16.10-18 | 1.24.10-25 | $4.47 \cdot 10^{-46}$ |
| 123 | 2.48.10-11 | $1.59 \cdot 10^{-21}$ | $3.27 \cdot 10^{-35}$ | $4.14 \cdot 10^{-56}$ |

Таблица 1.2 МП ФЭП N2, Зависимость диодных коэффициентов и

предэкспоненциальных множителей от температуры



Рис. 1.27 Рассчитанные зависимости последовательного сопротивления структуры от температуры для МП ФЭП №1 и №2.

1.3.2.4 Исследование нагрузочных вольт-амперных характеристик монолитных *InGaP/GaAs/Ge* фотопреобразователей в температурном диапазоне 100 – 300 К

Световые ВАХ измерялись в температурном диапазоне 100-300 К на импульсном имитаторе солнечного излучения спектрального диапазона АМ0 с плотностью оптического

излучения 0.1367 W/cm². На рис. 1.27, 1.28 представлены семейства световых ВАХ для МП ФЭП №1 и 2.



2.0

U,V

. 1.5 . 2.5 . 3.0 . 3.5 . 4.0

. 1.0

б

0.000 -

0.0

48



Рис. 1.28 Световые ВАХ трехпереходных *InGaP/Ga(In)As/Ge* ФЭП No.1 (а) и No.2 (б) и ВАХ *InGaP/Ga(In)As/Ge* ФЭП No.1 и No.2 при температуре 113 К (в).

Согласно полученным результатам при температурах ниже 193К ВАХ ФЭП демонстрируют S-образную форму вблизи напряжения холостого хода рис. 1.28. Как было изложено выше на основе анализа работ [33-38], S-образная форма характеристик солнечного элемента образуется как суперпозиция ВАХ освещенного p-n-перехода и барьера.

Для ФЭП №1 со значительным доминированием туннельно-ловушечной компоненты (A_{tr}>10) в диапазоне плотности тока от 1·10⁻³ до 1·10⁻¹ A/cm² изменение формы ВАХ более значительно, в отличие от ФЭП №2 (6<A_{tr}<10).

Из нагрузочных ВАХ были рассчитаны температурные зависимости FF и КПД, представленные на рис 1.29. Как видно из зависимостей S-образность значительно изменяет форму ВАХ и ведёт к существенному снижению величины филфактора (ФФ) и КПД. При температурах ниже 193 К для образца №2 наблюдается меньшее падение филфактора и большие значения КПД. При температуре 193 К и интенсивности излучения 0.1367 W/cm² максимальное КПД МП ФЭП №2 составляет 34%, в то время как для ФЭП №1 ~33%.



Рис. 1.29 Температурные зависимости FF и КПД МП ФЭП №1 и №2

1.3.2.5 Расчётные и экспериментальные зависимости КПД-плотность тока генерации (η-Jg) МП ФЭП

Согласно методике, изложенной в работах [27-29], используя значения параметров, приведённых в таблицах 2.1 и 2.2, рассчитаны зависимости потенциально достижимого (без учёта R_s) и реального (с учётом R_s) значений КПД МП ФЭП №1 и 2 от плотности фототока. Рассчитанные и экспериментальные зависимости, представлены на рис. 1.30. Видно, что экспериментальные значения находятся в пределах рассчитанной зависимости потенциально достижимого (~10%) согласуются с расчётом.

Из представленных на рис. 1.30 зависимостей видно, что при снижении температуры до 123 К в диапазоне значений плотности токов генерации J_g от 1·10⁻³ A/cm² до 1·10⁻¹ A/cm², в обеднённой области фотоактивных субэлементов МП ФЭП №1 и МП ФЭП №2 доминируют туннельно-ловушечный и рекомбинационный механизмы токопрохождения. При этом, для МП ФЭП №1 значение диодного коэффициента $A_{tr} > 10$, а для МП ФЭП №2 лежит в пределах от 6 до 10. Большее значение диодного коэффициента для ФЭП №1 соответствует преобладанию туннельно-ловушечного механизма в диапазоне значений плотности токов генерации J_g от 1·10⁻³ A/cm² до 1·10⁻¹ A/cm².



Рис.1.30. Расчётные зависимости потенциального КПД и экспериментальные зависимости КПД трёхпереходных *InGaP/Ga(In)As/Ge* ФЭП от плотности фотогенерируемого тока при температуре T~123K, где (а) МП ФЭП №1, (б) МП ФЭП №2.

Это подтверждается и тем, что значение тока насыщения для данного механизма токопрохождения ФЭП №1 с ростом температуры от 123К до 193К остаётся неизменным и составляет 10⁻¹² A/cm² (рис. 1.31), поскольку туннельно-ловушечная компонента слабо зависит

от температуры. В то время, как для $\Phi \ni \Pi \mathbb{N}_2$ ток насыщения в данной области плотности тока генерации ниже по значению на четыре порядка и с ростом температуры растёт на пять порядков от $1.59 \cdot 10^{-21}$ A/cm² до $1.86 \cdot 10^{-16}$ A/cm². С ростом температуры $\Phi \ni \Pi$ до 300K в диапазоне значений плотности темновых токов от $1 \cdot 10^{-3}$ A/cm² до $1 \cdot 10^{-1}$ A/cm² значение диодного коэффициента, как для $\Phi \ni \Pi \mathbb{N}_1$, так и для $\Phi \ni \Pi \mathbb{N}_2$ уменьшается и лежит в диапазоне от 4 до 5, что указывает на отсутствие туннельно-ловушечной составляющей и соответствует смеси рекомбинационного и диффузионного механизмов транспорта. Усиление влияния туннельно-ловушечного механизма токопрохождения может быть обусловлено влиянием как механизмов транспорта в соединительных туннельных диодах, так и влиянием встречных потенциальных барьеров формируемых FSF и BSF слоями.



Рис. 1.31 Значения плотности токов насыщения экспоненциальной компоненты соответствующей туннельно-ловушечному и рекомбинационному механизмам токопрохождения, преобладающей при плотности тока генерации 1·10⁻³A/cm² (AM0, 0.136 W/cm²) в диапазоне температур от 123 до 300К.

Выводы к Главе 1:

 Согласно проведённым исследованиям выявлена S-образность на форме прямых темновых и световых BAX InGaP/GaInAs/Ge фотопреобразователей при температурах ниже 200 К. Изменение формы BAX обусловлено влиянием туннельно-ловушечного механизма транспорта носителей заряда. Доминирование туннельно-ловушечного механизма транспорта носителей заряда в диапазоне плотности темновых токов от 1 mA/cm² до 100 mA/cm² ведёт к снижению фактора заполнения нагрузочной BAX и КПД InGaP/GaInAs/Ge фотопреобразователей.

- Согласно измеренным нагрузочным ВАХ исследованных GaInP/GaInAs/Ge ΦЭΠ с меньшим влиянием туннельно-ловушечного механизма транспорта при возбуждении излучением с спектром AM0 и интенсивностью 0.1367 W/cm² при температуре ~200K достигнут КПД ~34%.
- На основе экспериментальных исследований фотоэлектрических характеристик МП ФЭП представленных в данной главе, опубликованы следующие работы: [1A], [2A], [3A], [4A], [5A].

Глава 2. Соединительные GaAs/AlGaAs туннельные диоды

2.1 Исследование влияния FSF и BSF барьерных слоёв на характеристики соединительных GaAs/AlGaAs туннельных диодов

2.1.1 Структурные и технологические особенности соединительных туннельных диодов

Эффективность преобразования мощного лазерного излучения или высококонцентрированного солнечного излучения В многопереходных фотопреобразователях (МП ФЭП) существенно зависит от параметров соединительных туннельных диодов (ТД). Для обеспечения максимального КПД МП ФЭП, соединительные туннельные диоды должны обладать высокой оптической прозрачностью, высокой плотностью пикового туннельного тока (*J*_p), превышающей ток короткого замыкания фотопреобразователя и низким дифференциальным сопротивлением для минимизации падения напряжения на ТД. Высокая оптическая прозрачность ТД достигается путем снижения толщин вырожденных слоёв ТД до 10nm и использования широкозонных полупроводниковых материалов. Однако, при столь малых толщинах происходит практически полное обеднение вырожденных слоев *n*-типа. В результате, положение дна зоны проводимости начинает определяться прилегающим, менее легированным слоем, что приводит к уменьшению диапазона энергий, при которых возможно туннелирование электронов при прямом смещении на диоде. Использование же более широкозонных материалов способствует снижению вероятности квантового туннелирования [39]. Все эти факторы отрицательно сказываются на величине плотности пикового туннельного тока ТД.

С другой стороны, увеличение плотности пикового туннельного тока в соединительных ΤД на основе Ga(Al)As полупроводниковых материалов В многопереходных структурах, ограничено сложностью реализации *n*-типа проводимости. Достижение концентрации электронов, превышающей 2×10¹⁹ cm⁻³, с использованием любого метода введения легирующей примеси (Si, Te), является сложной технологической задачей [40-42]. Согласно работам [40-42] одним из механизмов, которые существенно ограничивают концентрацию электронов в n-GaAs, являются вакансии галлия (V_{Ga}). При легировании GaAs мелкими примесями Si, взаимодействие доноров с вакансиями приводит к формированию устойчивых комплексов. Эти комплексы могут существенно ухудшать эффективность легирования. Эффективность легирования существенно ухудшается при уровне донорной примеси >3×10¹⁸ ст⁻³, независимо от метода введения легирующей

примеси. В работах [40-42] представлены экспериментальные и расчётные зависимости концентрации свободных электронов от уровня легирующей донорной примеси с учётом компенсации донорной примеси только вакансиями Галлия (V_{Ga}) при энергии образования вакансий $E_f = 2.4 \text{eV}$. Согласно данным зависимостям, результаты расчёта хорошо согласуются с экспериментальными значениями. Необходимо отметить, что при низких уровнях легирования энергия Ферми расположена ниже зоны проводимости E_c , в этом случае энергия образования вакансии велика, а концентрация V_{Ga} низкая. В этих условиях все доноры электрически активны, и концентрация свободных электронов будет равна числу доноров легирующей примеси n=N_d. С увеличением уровня легирующей примеси доноров, когда $N_d > 3 \times 10^{18}$ cm⁻³ энергия Ферми поднимается выше в сторону зоны проводимости, что приводит к снижению энергии образования вакансии E_f и повышению концентрации вакансий V_{Ga} . Вакансии Ga компенсируют доноры и концентрация свободных электронов сублинейную функцию $\sim N_d^{1/3}$.

При создании p - типа проводимости в GaAs на основе элементов второй группы (*Be*, *Mg*, *Zn*) удается с помощью технологии молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) достигать концентрации дырок 1×10^{20} cm⁻³ [43]. Однако, согласно [44, 45], подъём концентрации акцепторной примеси *Be* до 1×10^{18} cm⁻³ и выше, влечёт за собой аномальную диффузию атомов *Be*. В работе [43] выполнены исследования, направленные на получение высоколегированных Ве δ-слоёв в GaAs. С использованием метода молекулярно-пучковой эпитаксии на GaAs подложке при температурах 400°С и 500 °C были выращены δ-легированные Ве эпитаксиальные слои. В работе [43] представлены концентрационные профили легирующей примеси Ве в δ-слоях GaAs, полученные с использованием вторичной ионной масс-спектрометрии. Образец, выращенный при температуре 400°С показал меньшее распространение Ве за время эпитаксиального роста и более высокую концентрацию в отличие от образца, выращенного при температуре 500°С. Пиковая концентрация акцепторов составила 2.3×10²⁰ cm⁻³.

В работе [45], Enquist и др. выполнили исследование аномального перераспределения Ве в GaAs выращенном методом молекулярно-пучковой эпитаксии. В исследовании приведены зависимости распределения примеси Ве полученной методом ВИМС и концентрации свободных дырок, измеренные в выращенной структуре дифференциальным методом Холла и показана диффузия Ве в процессе роста структуры. Эпитаксиальный легированный слой был толщиной 1 µm и выращивался в течении 1 h при температуре 680°C на подложке GaAs. Согласно профилю ВИМС наблюдается диффузия Ве в подложку на глубину 30 µm. Также, была выращена p-i-n GaAs структура методом

МПЭ, где область с n типом проводимости легирована Si, область с p типом проводимости легирована Be. Согласно представленным в работе распределениям в нелегированном iслое наблюдается снижение уровня Be, однако в начале области с n типом проводимости наблюдается возрастание концентрации Be. Авторы выявили три различных аномалии в перераспределении примеси Be в процессе роста. Первое, коэффициент объёмной диффузии примеси Be при постростовом отжиге имеет квадратичную зависимость от концентрации. Второе, наблюдается аномально быстрое распространение примеси Be во время роста. Когда поток атомов Be увеличен до максимального уровня наблюдается подложки. Третье, эффект памяти, когда происходит проникновение Be в материал после закрытия заслонки.

Перераспределение примеси ведёт к возможной взаимной компенсации донорных и акцепторных примесей и деградации характеристик ТД при последующей температурной обработке многопереходной структуры фотопреобразователя. Что коренным образом отразится на плотности пикового туннельного тока соединительного диода.

Способами позволяющими предотвратить снижение плотности пикового туннельного тока вследствие диффузии легирующей примеси по направлению к границе рn перехода во время роста структуры МП ФЭП, являются снижение температуры эпитаксиального роста и включение промежуточного нелегированного i – слоя между вырожденными p^{++} и n^{++} слоями.

Также, существует проблема диффузии примеси из вырожденных слоёв соединительных ТД в менее легированные слои МП ФЭП. Для предотвращения распространения примеси из высоколегированных слоёв, прилегающие к ним слои должны иметь большую ширину запрещённой зоны. Однако наличие данных слоёв приводит образованию потенциальных гетеробарьеров, которые способствуют появлению квазиэкспоненциального участка на ВАХ ТД в диапазоне напряжений от нуля до *U*_{peak} [46-48].

2.1.2 Соединительные GaAs:Te/GaAs:C и GaAs:Te/AlGaAs:C туннельные диоды с наличием AlGaAs BSF и FSF слоёв

В работе [47] выполнено исследование влияния на линейность ВАХ соединительного туннельного диода в диапазоне напряжений от 0 до U_{peak} прилегающих барьерных слоёв. Согласно проведённому исследованию, было выращено два типа структур туннельных диодов. Туннельные диоды были выращены на GaAs: Si подложке и

содержали p-n переход на основе GaAs. Вырожденная область p^{++} на основе GaAs была легирована С с концентрацией акцепторов N_a=7x10¹⁹cm⁻³ и имела толщину 20nm, вырожденная область n⁺⁺ на основе GaAs была легирована Те с концентрацией доноров N_d=3x10¹⁹ cm⁻³ и имела толщину 20nm. Обе структуры включали подконтактный слой на основе GaAs легированного С с концентрацией акцепторов N_a>5x10¹⁸ cm⁻³ и толщиной 500nm. Структура ТД №1, не содержала в себе барьерных слоёв. Структура ТД №2 содержала широкозонные барьерные слои, выполненные на основе AlGaAs. Барьерный слой n типа проводимости был легирован Si с концентрацией доноров N_d=3x10¹⁸cm⁻³ и толщиной 45nm. Барьерный слой р типа проводимости был легирован С с концентрацией акцепторов N_a>7x10¹⁹cm⁻³ и толщиной 75nm. Согласно измеренным ВАХ (рис. 2.1), наблюдается снижение величины J_p ТД с наличием барьерных слоёв по сравнению с J_p ТД без наличия барьерных слоёв. Пиковое напряжение (Up), соответствующее Jp для ТД с барьерными слоями, возросло с 0.2 до 0.3 V. Также важно отметить изменение формы ВАХ ТД. На ВАХ ТД с барьерными слоями наблюдается квазиэкспоненциальная зависимость тока в диапазоне напряжений от 0 до U_{peak}. По мнению авторов изменение величины J_p и U_p и нелинейность туннельной компоненты ВАХ связана с влиянием легированного AlGaAs:Si барьерного слоя.



Рис. 2.1 BAX GaAs туннельных диодов без наличия прилегающих барьерных слоёв на основе AlGaAs (a) и с их наличием (б)[47].

Аналогичный эффект наблюдается для AlGaAs:C/GaAs:Te гетероструктурного TД с наличием барьерных слоёв [47]. Измеренные BAX AlGaAs:C/GaAs:Te TД с наличием и без наличия барьерных слоёв представлены на рис. 2.2 а, б. Согласно полученным результатам наблюдается большая величина J_p для обеих структур TД, что связано с большей достигнутой величиной акцепторов в AlGaAs слое легированном C по сравнению с GaAs слоем. Для TД с наличием барьерных слоёв наблюдается снижение J_p на 30-40%, рост U_p и так же появление квазиэкспоненциального участка в диапазоне напряжений от 0 до U_p . Авторы также связывают появление нелинейности начального хода BAX TД с барьерным слоем AlGaAs легированным Si, в то время как слой AlGaAs:C не приводит к появлению гетеробарьера.



Рис. 2.2 BAX AlGaAs:C/GaAs:Те туннельных диодов без наличия прилегающих барьерных слоёв на основе AlGaAs (а) и с их наличием (б)[47].

2.1.3 Соединительные GaAs:Se/GaAs:С туннельные диоды с наличием InGaP BSF и FSF слоёв

В работе [48] выполнено исследование влияния прилегающих InGaP барьерных слоёв на характеристики соединительных p⁺⁺-GaAs:C/n⁺⁺-GaAs: Se ТД. Для проведения исследований было выращено три типа структур. Каждая структура была выращена на n⁺-GaAs подложке, на которой в свою очередь был выращен широкозонный n⁺-InGaP барьерный слой. Туннельный р-п переход во всех структурах включал в себя вырожденную область n^{++} на основе GaAs, легированную Se с концентрацией доноров $N_d=1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ и толщиной 11nm и вырожденную область p⁺⁺ на основе GaAs легированную С с концентрацией акцепторов $N_a = 8 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ и толщиной 11nm. Структуры отличались между собой по типу материала слоёв, выращенных над ТД, временем и температурой отжига. В соответствии со схемами структур на вставке рис. 2.3 слева направо, была выращена структура со слоем GaAs над ТД, которая выращивалась в течение минимально возможного времени и при минимальной температуре 620°С в течение 8 минут. В результате, согласно ВАХ, представленной на рис. 3.3 (•-символ) выращенный образец имеет минимальное дифференциальное сопротивление 0.14 mOhm×cm² туннельной компоненты прямой темновой ВАХ в диапазоне напряжений от 0 до U_{peak} и максимальную плотность пикового туннельного тока - 360A/cm². ВАХ на рис. 2.3 построены в обратной полярности в соответствии co способом подключения ΤД В структуре многопереходного фотопреобразователя. Над туннельным переходом второго образца ТД был выращен дополнительный слой GaAs в течение 16.5min и при температуре 700°С. Данный образец был выращен с целью имитации роста среднего GaAs p-n перехода трёхпереходного GaInP/GaAs/Ge ФЭП. В результате дополнительного отжига, согласно кривой на рис. 2.3 (о-символ), наблюдается деградация дифференциального удельного сопротивления ВАХ ТД до 0.22 mOhm×cm² и величины пиковой туннельной плотности тока. Причина деградации ВАХ связана с диффузией легирующей примеси при дополнительном отжиге в результате чего происходит размывание и расширение потенциального барьера. Над туннельным переходом третьего образца ТД вместо дополнительного слоя GaAs был выращен более широкозонный слой GaInP при температуре 700°С и в течение 14,5 min. Зонная диаграмма выращенного диода представлены на рис. 2.4.



Рис. 2.3 ВАХ GaAs ТД с прилегающим слоем GaAs (●-символ), с прилегающим GaAs слоем имитирующим толщину среднего p-n перехода и слоем GaAs (○-символ) и с прилегающим барьерным слоем InGaP и слоем GaAs (▲-символ) [48].



Рис. 2.4 Зонная диаграмма активной области GaAs ТД с прилегающими GaInP барьерными слоями [48].

Для ТД с наличием, прилегающего к p⁺⁺ широкозонного InGaP слоя, наблюдается снижение плотности пикового туннельного тока, как в прямом, так и в обратном направлении, рост пикового напряжения, рост удельного дифференциального сопротивления до 0.87 mOhm×cm² и появление квазиэкспоненциального участка в диапазоне напряжений от 0 до U_p. В соответствие со схемой и зонной диаграммой ТД наличие, прилегающего к p⁺⁺ широкозонного слоя способствует к появлению в валентной зоне р области потенциального барьера, который по мнению авторов и способствует появлению нелинейности участка ВАХ ТД соответствующего туннелированию и деградации плотности пикового туннельного тока.

Таким образом, в [48] установлено, что длительный отжиг структуры ТД при температуре ≥700 °C в течении >10 min приводит к росту дифференциального сопротивления ВАХ ТД, вследствие диффузии примеси. А наличие широкозонного барьерного акцепторного слоя p-InGaP слоя прилегающего к вырожденным слоям ТД способствует образованию нелинейного участка ВАХ ТД в диапазоне напряжений от 0 до U_{peak}.

В п. 2.1.2 и в п.2.1.3 было показано, что наличие широкозонных BSF и FSF слоёв на основе AlGaAs и InGaP, прилегающих к вырожденным слоям ТД, как с GaAs гомопереходом, так и GaAs/AlGaAs гетеропереходом влечёт за собой снижение J_p , рост U_p , а также ведёт к нелинейности туннельного участка ВАХ. Широкозонные слои, прилегающие к ТД, как правило обеспечивают снижение диффузии примеси в слои монолитной структуры МП ФЭП. Кроме того, было показано, что температурный отжиг ТД в процессе роста монолитной структуры ведёт к размыванию профиля легирующей примеси и увеличению толщины потенциального барьера ТД, что влечёт за собой снижение J_p и рост U_p и R_d .

Важно учесть, что рост дифференциального сопротивления туннельной компоненты ВАХ соединительного ТД в диапазоне от 0 до U_{peak} и наличие нелинейной зависимости на данном участке влечёт за собой изменение формы ВАХ МП ФЭП и снижение ФФ и КПД. Для иллюстрации влияния нелинейности ВАХ ТД на ВАХ МП ФЭП, на рис. 2.5 приведено схематическое изображение суперпозиции (сплошная линия) нагрузочной ВАХ освещённого фотоактивного p-n перехода (штриховая линия) и встречновключённого ТД с наличием нелинейности ВАХ в диапазоне от 0 до U_{peak} (точечная линия). Т.о., наличие нелинейной зависимости туннельной компоненты ВАХ ТД при встречном включении ТД к фотоактивному p-n переходу ФЭП влечёт к появлению S-образной формы нагрузочной ВАХ, тем самым снижая ФФ и КПД ФЭП.



Рис. 2.5 Схематическое изображение суперпозиции (сплошная линия) ВАХ встречновключённых фотоактивного p-n перехода (штриховые линии) и соединительного туннельного с ВАХ имеющей квазиэкспоненциальный участок соответствующий туннелированию (точечные линии) диода для режима, когда J_{peak}>J_{sc}

2.1.4 Соединительные GaAs:Si/GaAs:Be туннельные диоды с наличием AlGaAs BSF и FSF слоёв

Выше был приведён литературный обзор научных работ, в которых исследовалось влияние широкозонных барьерных слоёв, прилегающих к вырожденным слоям ТД, на форму ВАХ и основные параметры соединительных ТД – *J*_p, *U*_p, *R*_d. В данном пункте (п. 2.1.4) приведены результаты экспериментальных исследований, выполненных соискателем.

Выполнено экспериментальное исследование влияния Al_{0,4}Ga_{0,6}As BSF и FSF слоёв на BAX туннельных диодов, необходимых для соединения фотоактивных субэлементов МП ФЭП. Структуры туннельных диодов GaAs:Si/GaAs:Be были выращены с использованием двухкамерной установки МПЭ (SemiTEq, Россия). Ростовая камера соединений A3B5 оснащена стандартными эффузионными источниками материалов Ga и Al, Si и Be (для n- и p-легирования соответственно), а также клапанным источником мышьяка с высокотемпературным разложителем (Veeco). Температура зоны разложения мышьяка составила 570 °C, что соответствует преимущественному потоку четырехатомных молекул As₄. Процесс роста контролировался in situ при помощи метода дифракции быстрых электронов на отражение. Нагрев подложки осуществлялся радиационным бесконтактным способом.



Рис. 2.6 Структурный вид выращенных GaAs:Si/GaAs:Be ТД

| Габлица №2.1 Технолог | ические параметры струк | тур GaAs:Si/GaAs:Be ТД |
|-----------------------|-------------------------|------------------------|
|-----------------------|-------------------------|------------------------|

| Структура | T₅,⁰C | n ⁺⁻ GaAs: Si, | p ⁺⁻ GaAs: Si, | d, | J _p , | V _p , |
|-----------|-------|---------------------------|---------------------------|----|-------------------|------------------|
| | | cm ⁻³ | cm ⁻³ | mm | A/cm ² | V |
| В | 400 | $1.2 \cdot 10^{19}$ | $5 \cdot 10^{19}$ | 20 | 3 | 0.42 |
| С | 400 | >1.2.10 ¹⁹ | $5 \cdot 10^{19}$ | 13 | 513 | 1.13 |

Конструкция экспериментальных структур ΤД (рис. 2.6) имитировала соединительные элементы многопереходного ФЭП с прилегающими BSF и FSF слоями. Эпитаксиальные структуры ТД (см. таблицу 2.1) были выращены на подложках п-GaAs(100) ($n=2.10^{18}$ cm⁻³) и содержали буферный слой n-GaAs:Si с таким же уровнем легирования, нижний широкозонный ограничивающий слой, представляющий аналог FSF слоя широкозонного окна в структурах Φ ЭП, n-Al_{0.4} Ga_{0.6}As: Si толщиной 50nm (n = $2 \cdot 10^{18}$ ст⁻³), активную область ТД n⁺ -GaAs:Si/p⁺ -GaAs:Be толщиной d = 10-20nm, верхний слой $p-Al_{0.4}Ga_{0.6}As$: Be (p =2·10¹⁸ cm⁻³), аналог BSF слоя тыльного барьера ФЭП, приконтактный 300-nm слой р ⁺-GaAs:Be ($p = 3 \cdot 10^{19}$ cm⁻³ для образцов В и С) и контактный 10-nm слой р ⁺-GaAs:Ве с уровнем легирования $p = 5 \cdot 10^{19}$ cm⁻³. Для проверки уровней легирования p- и nслоев в структурах ТД были проведены холловские измерения на тестовых слоях (Al)GaAs: Ве и (Al)GaAs: Si при 300K, выращенных при тех же условиях МПЭ и температурах источников легирующей примеси.

Известно, что одним из основных параметров, влияющих на максимально

достижимый уровень легирования GaAs при МПЭ, является температура эпитаксиального роста. В структурах экспериментальных ТД рост буферного слоя GaAs: Si и первого широкозонного барьера Al_{0.4}Ga_{0.6}As: Si осуществлялся при температуре $T_S = 580$ °C, после чего Ts снижалась до уровня 400–430 °C с целью увеличения встраивания легирующей примеси Si и предотвращения сегрегации и аномальной диффузии Be. Далее Ts оставалась неизменной до окончания роста структуры. Параметры структур тестовых TД GaAs:Si/GaAs:Be приведены в таблице №2.1. В образце C для увеличения эффективного уровня легирования п-типа использовали модулированное δ-легирование кремнием посредством формирования четырех δ-слоев Si на расстоянии 1.5nm друг от друга в n⁺-GaAs:Si, при этом температура источника Si (T_{Si}) соответствовала уровню легирования п ~1.2·10¹⁹ сm⁻³ в объемном слое n⁺-GaAs:Si при используемых параметрах МПЭ.

Для проведения электрических измерений с помощью фотолитографии и химического травления были изготовлены меза-структуры различного диаметра с омическими контактами AuGe-Ni-Au и AgMn-Ni-Au к n- и p-GaAs соответственно. Температура вжигания контактов в атмосфере водорода находилась в диапазоне 500–520 °C. ВАХ туннельных диодов структур В и С приведены на рис. 2.7.



Рис.2.7 ВАХ туннельных диодов В (а) и С (b). ВАХ измерены на мезаструктурах с различными диаметрами контакта d.

Увеличение уровня легирования кремнием из стандартного эффузионного источника требует снижения T_S до неоптимального для роста значения 400°С. В то же время низкая T_S препятствует взаимной диффузии примесей в сильно легированных слоях n⁺-GaAs: Si и p⁺-GaAs: Be. Снижение температуры эпитаксиального роста до $T_S = 400^{\circ}$ С позволило увеличить концентрацию носителей заряда в GaAs: Si до n = $1.2 \cdot 10^{19}$ cm⁻³, что, в свою очередь, привело к достижению уровня пикового тока диода до $J_p = 3A/cm^2$ (структура B). Для дальнейшего увеличения пикового тока TД было предложено уменьшить толщину *n*- и *p*-слоев TД до $d \ge 7$ nm и использовать модулированное δ -легирование кремнием слоев n^+ -GaAs: Si. В результате пиковое значение тока в образце С составило $J_p = 513A/cm^2$ при отношении пик–долина ~25. При этом нужно отметить, что достигнутое в образце В значение пикового тока TД J_p= $3A/cm^2$ (рис. 2.7, *a*) также превышает уровень, необходимый для использования TД в структурах многопереходных ФЭП при 200-кратном концентрировании солнечного излучения.

Наблюдаемая нелинейность начального хода ВАХ в указанных структурах ТД может быть вызвана влиянием недостаточно легированного барьера *p*-AlGaAs, как показано в главе 1, п.1.2 [36], толщиной 50 nm, имитирующего тыльный BSF барьерный слой следующего каскада ФЭП, который заключен в гетероструктуре ТД между вырожденными слоями активной области ТД (p^{++} -GaAs) и контактного слоя p^{++} -GaAs. Данную нелинейность, по всей вероятности, можно исключить увеличением в несколько раз концентрации Ве акцептора в широкозонном барьерном слое Al_{0.4}Ga_{0.6}As: Ве изотипного гетероперехода $p^{++}-p^-p^+$, что не представляет большой трудности.

Т.о., аналогично результатам, представленным в работах [47, 48], наличие слабо легированного p-Al_{0.4}Ga_{0.6}As: Be (N_A =2·10¹⁸ cm ⁻³) слоя, прилегающего к вырожденному p⁺⁺-GaAs(Be) слою ТД, способствовало к росту U_p до 0.4V, а также формированию нелинейности туннельного участка ВАХ.

2.2 Соединительные p-i-n GaAs:Si/i-(GaAs)/GaAs:Be и p-i-n GaAs:Si/i-(GaAs/AlGaAs)/(Al)GaAs:Be туннельные диоды

2.2.1 Соединительные p-i-n GaAs:Si/i-(GaAs)/GaAs:Ве туннельные диоды

В п. 2.1 на основе анализа литературных данных [47, 48], а также собственных экспериментальных исследований (п.п. 2.1.4) было показано влияние, прилегающих к вырожденным слоям, изотипных барьерных слоёв на основные параметры соединительных ТД. В данном пункте 2.2 будут рассмотрены структуры ТД без широкозонных барьерных

слоёв. Будут показаны исследования влияния механизмов транспорта носителей заряда через потенциальный барьер туннельного p-i-n перехода на форму ВАХ и основные параметры соединительных ТД.

Структура соединительных GaAs *p-i-n* ТД была получена методом молекулярнопучковой эпитаксии (МПЭ). На рис. 2.8 представлен дизайн исследованной структуры ТД. Структура была выращена на подложке p^+ -GaAs: Be (001) с толщиной 350 µm и включала промежуточный нелегированный GaAs *i*-слой расположенный между вырожденными слоями GaAs *n* и *p*-типа проводимости с технологически закладываемой толщиной 10nm и с концентрацией 5×10^{16} cm⁻³. Для увеличения эффективного уровня легирования вырожденных слоёв ТД применялось модулированное δ -легирование *Si* в n^{++} области и *Be* в p^{++} области посредством формирования 3-4 δ -слоев с уровнем концентрации примеси >1×10¹⁹ cm⁻³ на расстоянии 2.5nm друг от друга в нелегированных слоях GaAs.

Температура эпитаксиального роста структуры составляла ~450°С. Уровни концентраций носителей заряда в активной области ТД составляли: в вырожденной области δ -легированной *Si* с *n* типом проводимости – 1.7×10^{19} cm⁻³, в вырожденной области δ -легированной *Be* с *p* типом проводимости - 4×10^{19} cm⁻³.

Постростовой технологией без пассивации боковой поверхности на каждой эпитаксиальной структуре были сформированы массивы мез диодов с омическими контактами *AuGe-Ni-Au* и *AgMn-Ni-Au* соответственно к *n* и *p* – типам GaAs. Диаметр мезы составлял 225 µm. Температура вжигания контактов в атмосфере водорода была 500°С.

| Слой | n, p, cm ⁻³ | Толщина, |
|---------------------------|------------------------|----------|
| Слои | | nm |
| n+-GaAs:Si | $7 \cdot 10^{18}$ | 300 |
| n ⁺⁺ δ-GaAs:Si | $1.7 \cdot 10^{19}$ | 12.5 |
| GaAs | $5 \cdot 10^{16}$ | 7.5 |
| p ⁺⁺ δ-GaAs | $4 \cdot 10^{19}$ | 10 |
| GaAs | $5 \cdot 10^{16}$ | 2,5 |
| p ⁺ -GaAs:Be | 2.10^{19} | 250 |
| p ⁺ -GaAs:Be | $1 \cdot 10^{19}$ | 350000 |

Рис. 2.8 Дизайн структуры ТД.

Согласно измеренным концентрационным профилям легирующих атомов в структуре с использованием глубинного профилирования методом динамической вторично-ионной масс-спектрометрии (ВИМС) на установке IMS-7f (САМЕСА, Франция) наблюдается диффузия примеси *Be* в *i*–слой и далее к границе *p-n* перехода (рис. 2.9).

Непосредственно на эпитаксиальной пластине при положительном смещении до

66

0.6V (T=300K) выполнены измерения вольтамперных характеристик (BAX) ТД с диаметром мезы 225µm. На рис. 2.10 представлены BAX p-i-n GaAs:Si/i-(GaAs)/GaAs:Be ТД. Согласно полученным BAX (рис. 2.10), величина плотности пикового туннельного тока (ΔJ_{peak}) ТД исследуемой структуры составляет ~ 12 A/cm², при пиковом напряжении 81mV. Согласно форме зависимости BAX GaAs: Si/i-(GaAs)/GaAs: Be ТД без барьерных слоёв в диапазоне от 0 до 81 mV не наблюдается нелинейности, которая явно прослеживалась на структурах, описанных выше с наличием Al_{0.4}Ga_{0.6}As FSF и BSF слоёв.



Рис. 2.10. Прямые темновые вольтамперные характеристики GaAs:Si/i-(GaAs)/GaAs:Ве ТД с диаметром мезы 225µm.

2.2.2 Соединительные p-i-n GaAs:Si/i-(GaAs/AlGaAs)/AlGaAs:(Be) туннельные диоды

2.2.2.1 Моделирование транспорта носителей заряда в структуре соединительных p-i-n GaAs/i-(GaAs)/AlGaAs туннельных диодов и расчёт их характеристик

Модель нелокального межзонного квантового туннелирования

Выполнено моделирование транспорта носителей заряда в структуре соединительных *p-i-n GaAs/AlGaAs* туннельных диодов без прилегающих к активной области барьерных FSF и BSF слоёв. Важной технологической особенностью наноразмерных высоколегированных слоёв соединительных ТД необходимых для создания монолитных МП ФЭП является высокая степень вырождения и резкие профили легирования. Однако, в процессе эпитаксиального роста структуры МП ФЭП в вырожденных слоях ТД имеет место паразитная диффузия примесей. В результате, между вырожденными слоями ТД формируется область перекрытия профилей легирования с высокой (>1×10¹⁹ cm⁻³) концентрацией доноров и акцепторов. Способами, позволяющими предотвратить деградацию характеристик ТД вследствие диффузии легирующей примеси, являются снижение температуры эпитаксиального роста и включение промежуточного нелегированного *i* – слоя между вырожденными p^{++} и n^{++} слоями.

| Слои | Концентрация, | Толщина, |
|--|----------------------|----------|
| Слой | cm ⁻³ | nm |
| n ⁺ -GaAs:Si | $4 	imes 10^{18}$ | 300 |
| n ⁺⁺ -GaAs | 1.7×10^{19} | 10 |
| n-GaAs | 5×10^{16} | (0-10) |
| p^{++} -Al _{0.2} Ga _{0.8} As | 4×10^{19} | 10 |
| i-Al _{0.2} Ga _{0.8} As | 5×10^{16} | 2,5 |
| <i>i</i> -GaAs | 5×10^{16} | 2,5 |
| p ⁺ -GaAs | 2×10^{19} | 250 |
| <i>p</i> +-GaAs | 1×10^{19} | 350000 |

Таблица №2.2 Модель структуры: n^{++} -GaAs:Si/i-(GaAs)/ p^{++} -AlGaAs:Be

С использованием расчётов произведена оценка оптимальной толщины нелегированного i-слоя расположенного между вырожденными областями p^{++} и n^{++} и определена степень влияния толщины i-слоя на величину плотности пикового туннельного тока. Рассматривались соединительные туннельные диоды, структура которых

представлена в Таблице №2.2. Диоды отличались толщиной *i*-области, которая менялась от 0 до 10nm. В расчетах было использовано два типа моделей: нелокального межзонного квантового туннелирования (НМКТ) и туннелирования через ловушки (ТЛ) [49-52].

Модель НМКТ описывает величину пикового туннельного тока т.е. туннельную компоненту плотности тока - *J*_t, в то время как ТЛ описывает ток после "долины" - избыточную *J*_x и диффузионную *J*_d компоненты [49-54].

Согласно модели НМКТ вклад в туннельный ток для электронов в диапазоне энергий E-ΔE/2 до E+ΔE/2 описывался следующим образом:

$$J(E) = \frac{qkT}{2\pi^2\hbar^3}\tau(E)\left(m_e^*ln\left\{\frac{1+\exp\left[\frac{E-E_{Fl}^e}{kT}\right]}{1+\exp\left[\frac{E-E_{Fr}^e}{kT}\right]}\right\} - m_h^*ln\left\{\frac{1+\exp\left[\frac{E-E_{Fl}^h}{kT}\right]}{1+\exp\left[\frac{E-E_{Fr}^h}{kT}\right]}\right\}\right)\Delta E$$
(2.1)

где $\tau(E)$ –вероятность квантового туннелирования, T - температура, k – постоянная Больцмана, q - заряд электрона, \hbar - приведённая постоянная Планка, E_{F1} и E_{Fr} - уровни Ферми с левой и с правой стороны от туннельного перехода. Эффективные массы для электронов и дырок m_e^* и m_h^* определялись согласно выражениям 2.2 и 2.3, соответственно:

$$m_e^* = m_0 \sqrt{m_e(x_{end})m_h(x_{beg})}$$
(2.2)

$$m_h^* = m_0 \sqrt{m_e(x_{beg})m_h(x_{end})}.$$
 (2.3)

Вероятность квантового туннелирования рассчитывалась с использованием приближения Вентцеля-Крамерса-Брюллиена (WKB) [55-57] в соответствии со следующим выражением:

$$\tau(E) = \exp\left(-2\int_{x_{beg}}^{x_{end}} k(x)dx\right),\tag{2.4}$$

где *x_{beg}* и *x_{end}* - начальная и конечная точки пути туннелирования носителя заряда через потенциальный барьер, соответствующие сетке пространственной дискретизации, а *k* - волновой вектор, который определяется выражениями (2.5-2.7):

$$k(x) = \frac{k_e k_h}{\sqrt{k_e^2 + k_h^2}},$$
(2.5)

где

$$k_e(x) = \frac{1}{i\hbar} \sqrt{2m_o m_e(x)(E - E_c(x))}$$
(2.6)

И

$$k_h(x) = \frac{1}{i\hbar} \sqrt{2m_o m_h(x)(E - E_v(x))} .$$
 (2.7)

В выражении (3.5) k_e и k_h – волновой вектор для электронов и дырок, m_0 – масса покоя электрона, E – энергия носителя заряда, E_c – энергия, соответствующая дну зоны проводимости, E_v – энергия, соответствующая потолку валентной зоны. Согласно

69

выражениям (2.5-2.7) для волнового вектора, при расчёте $\tau(E)$ (2.4) квантовое туннелирование носителей заряда рассматривается как электронное в непосредственной близости от зоны проводимости, как дырочное в непосредственной близости от валентной зоны и как электронно-дырочное между зонами [49].

Туннельно-ловушечная модель

Наличие глубоких уровней внутри запрещённой зоны, возникающих в процессе эпитаксиального роста структуры туннельного p-n перехода и структуры монолитного многопереходного фотопреобразователя, может в определённой степени повлиять на его характеристики. Такие уровни дефектов и ловушек влияют на механизмы генерации и рекомбинации. Существует два типа туннелирования через ловушки это локальное и нелокальное. В сильных электрических полях вырожденного p-n перехода локальное туннелирование является доминирующим и может влиять на пиковое значение плотности туннельного тока. Когда электрическое поле уменьшается, начинает доминировать нелокальное туннелирование, которое в большей степени оказывает влияние на область "долины" ВАХ туннельного p-n перехода.

Чтобы надежно моделировать туннельные диоды, важно использовать полную ТЛ модель, включающую в себя локальное и нелокальное туннелирование, особенно когда выполняется расчёт характеристик МП ФЭП. Поскольку при концентрации солнечного излучения линзой Френеля на поверхности МП ФЭП возникает неравномерное распределение света. В этом случае, распределение света может привести к локализованным токам, которые превышают пиковую плотность туннельного тока. Поэтому важной задачей является моделирование характеристик туннельных диодов во всём диапазоне напряжений, включая область долины.

В случае с локальной ТЛ моделью, электроны туннелируя из зоны проводимости в валентную зону через состояния ловушек или дефектов вносят значительный вклад в плотность туннельного тока. При этом эмиссия электронов и дырок с уровней ловушек и дефектов происходит с наличием фононного взаимодействия. ТЛ модель модифицирует скорость рекомбинации (R) в модели Шокли-Рида-Холла (SRH) путём включения добавочных коэффициентов (Γ_n^{DIRAC} и Γ_p^{DIRAC}) для времени жизни в выражениях 2.8 и 2.9. Эти дополнительные коэффициенты изменяют время жизни носителей таким образом, чтобы оно включало в себя эффект фононного взаимодействия при эмиссии электронов и дырок из ловушек [49].

$$R_{D} = \frac{pn - n_{ie}^{2}}{\frac{\tau_{n}}{1 + \Gamma_{n}^{DIRAC}} \left[p + g_{D} n_{ie} e^{\frac{E_{i} - E_{t}}{kT_{L}}} \right] + \frac{\tau_{p}}{1 + \Gamma_{p}^{DIRAC}} \left[n + g_{D} n_{ie} e^{\frac{E_{t} - E_{i}}{kT_{L}}} \right]}$$
(2.8)

$$R_A = \frac{pn - n_{ie}^2}{\frac{\tau_n}{1 + \Gamma_n^{DIRAC}} \left[p + g_A n_{ie} e^{\frac{E_i - E_t}{kT}} \right] + \frac{\tau_p}{1 + \Gamma_p^{DIRAC}} \left[n + g_A n_{ie} e^{\frac{E_t - E_i}{kT}} \right]}$$
(2.9)

Для донорных ловушек функция R описывается согласно выражению 2.8, где τ_n – время жизни для электрона; g_D - фактор вырождения; T_L – температура кристаллической решётки; n_{ie} – собственная концентрация носителей заряда; n и p – концентрация электронов и дырок соответственно; E_t – энергия ловушки. Для акцепторных ловушек функция R описывается согласно выражению 2.9. В выражениях 2.8 и 2.9 Γ_n^{DIRAC} и Γ_p^{DIRAC} записывается согласно выражения 2.10 и 2.11 соответственно:

$$\Gamma_n^{DIRAC} = \frac{\Delta E_n}{kT} \int_0^1 e^{\left(\frac{\Delta E_n}{kT_L}u - K_n u^{\frac{3}{2}}\right)} du$$
(2.10)

$$\Gamma_p^{DIRAC} = \frac{\Delta E_p}{kT} \int_0^1 e^{\left(\frac{\Delta E_p}{kT_L} u - K_p u^{\frac{3}{2}}\right)} du, \qquad (2.11)$$

где и - интегрируемая переменная, ΔE_n – диапазон энергий в котором может происходить туннелирование электронов, ΔE_p – диапазон энергий в котором может происходить туннелирование дырок и K_n и K_p определяются согласно выражениям 2.12 и 2.13 соответственно.

$$K_n = \frac{4}{3} \frac{\sqrt{2m_0 m_{traps} \Delta E_n^3}}{3q\hbar |E|}$$
(2.12)

$$K_p = \frac{4}{3} \frac{\sqrt{2m_0 m_{traps} \Delta E_p^3}}{3q\hbar |E|}$$
(2.13)

В выражении 2.12 и 2.13, |E| - абсолютная величина электрического поля и m_{traps} – эффективная масса.

Коэффициенты Γ_n^{DIRAC} и Γ_p^{DIRAC} используемые в локальной ТЛ модели получены с использованием аппроксимации вероятности квантового туннелирования. В нелокальной

ТЛ модели применяется более точное выражение (2.14) для коэффициентов Γ_n^{DIRAC} и Γ_p^{DIRAC} :

$$\Gamma_n^{DIRAC} = \frac{1}{kT} \int_0^{\Delta E_n} e^{\left(\frac{E}{kT}\right)} \tau_{traps}(E) dE, \qquad (2.14)$$

где $\tau_{traps}(E)$ – вероятность упругого туннелирования электрона с энергией E в зону проводимости с энергетического уровня ловушки. В выражении (2.14) экспонента представляет собой вероятность того, что электрон получает энергию (ΔE_n -E) при фононном взаимодействии до туннелирования. Энергия ΔE_n это энергия дна зоны проводимости, максимальная энергия ниже которой возможно туннелирование или расположение уровня ловушек. Аналогичное выражение справедливо и для дырок (2.15). Вероятность квантового туннелирования рассчитывается согласно методу WKB.

$$\Gamma_p^{DIRAC} = \frac{1}{kT} \int_0^{\Delta E_p} e^{\left(\frac{E}{kT}\right)} \tau_{traps}(E) dE, \qquad (2.15)$$

Плотность ловушек в модели ТЛ составляла 1×10¹⁶ cm⁻³, а их энергия 0.4 eV. В транспортных уравнениях использовались модели: безызлучательной рекомбинации Шокли-Рида-Холла (SRH), сужения ширины запрещённой зоны (BGN), а также статистика Ферми-Дирака [49-51].

Результаты расчётов с использованием модели нелокального межзонного квантового туннелирования и туннельно-ловушечной модели

На рис. 2.11 показаны результаты расчета вольт-амперной характеристики (ВАХ) туннельного диода (кривая 1) при толщине *i*-слоя 0.3 nm, а также зависимости пикового значения туннельного тока J_{peak} от толщины *i*-слоя (кривая 2). Видно, что при отсутствии *i*-слоя максимальное значение плотности пикового туннельного тока J_{peak} равно 90A/cm². С ростом толщины *i*-слоя пиковый ток - J_{peak} возрастает и достигает максимума 280A/cm² при величине *i*-слоя ~ 4nm, а затем снижается и при толщине *i*-слоя 10nm становится меньше первоначального.

На рис. 2.12-2.14 представлены рассчитанные распределения напряженности электрического поля и концентрации электронов в высоколегированном n^{++} - слое и в прилегающем к нему, менее легированном изотипном слое, а также зонные диаграммы активной *p-i-n* области исследуемой структуры при значениях толщин *i*-слоя от 0 до 7.5nm. Представленные данные позволили выявить факторы, влияющие на величину туннельного тока при изменении толщины *i* - слоя.


Рис. 2.11 Вольтамперная характеристика соединительного ТД (таблица 1) при нулевой толщине i – слоя (кривая 1) и зависимость величины пикового туннельного тока от толщины i – слоя для той же структуры ТД (кривая 2).



Рис. 2.12 Распределения напряжённости электрического поля в активной области $n^+GaAs/n^{++}GaAs/i-GaAs/p^{++}Al_{0,2}Ga_{0,8}As$ структуры, при изменении толщины *i* - слоя от 0 до 7.5nm. Кривые: 1 - 0, 2 - 1nm, 3 - 2, 4 - 3, 5 - 4, 6 - 5, 7 - 6, 8 - 7.5nm.



Рис. 2.13 Распределения концентраций свободных электронов в n^+ GaAs/ n^{++} GaAs области ТД при изменении толщины i – слоя от 0 до 7,5nm. Кривые: 1 – 0; 2 – 1nm; 3 – 2; 4 – 3; 5 – 4; 6 – 5; 7 – 6; 8 – 7.5nm; 9 – расчётные уровни легирования кремнием в n^{++} -слое (N_d =1.7×10¹⁹ cm⁻³) и прилегающем к нему n^+ - слое (N_d =4×10¹⁸ cm⁻³).



Рис. 2.14 Зонные диаграммы активной области n^+ GaAs/ n^{++} GaAs/i-GaAs/ p^{++} Al_{0,2}Ga_{0,8}As для толщин *i*- слоя от 0 до 7.5nm при напряжении смещения *U*=0. Кривые: 1 – 0; 2 – 1nm; 3 – 2; 4 – 3; 5 – 4; 6 – 5; 7 – 6; 8 – 7.5nm.

Во-первых, при отсутствии *i* – слоя между вырожденными слоями ТД, область объёмного заряда, соответствующая кривой 1 на рис. 2.12, занимает весь вырожденный

слой n^{++} в результате чего концентрация электронов, могущих участвовать в процессе туннелирования, уменьшается с 1.7×10^{19} cm⁻³ до величины концентрации примеси 4×10^{18} cm⁻³ в прилегающем изотипном слое (Рис. 2.13, кривая 1). Увеличение толщины *i*-слоя приводит к снижению максимальной величины напряжённости электрического поля в области объёмного заряда. Это в свою очередь приводит к уменьшению степени обеднения носителями вырожденного n^{++} слоя и возрастанию в нём концентрации (рис. 2.13, кривые 2 – 8). Кроме того, увеличение концентрации электронов в n^{++} области с ростом толщины *i*-слоя приводит к появлению локального минимума дна зоны проводимости (Рис. 2.14), что приводит увеличению диапазона энергий электронов, участвующих в туннелировании через барьер. Повышение доступных для туннелирования электронов в вырожденном n^{++} слоя.

Во-вторых, согласно зонным диаграммам активной области ТД в зависимости от толщины i-слоя, изображённым на рис. 2.14, GaAs/Al_{0.2}Ga_{0.8}As гетеробарьер обеспечивает появление скачка энергии носителей в зоне проводимости [58], что влияет на величину волнового вектора k(x), а, следовательно, и на величину вероятности квантового туннелирования согласно выражению (2.4).

В-третьих, эффективная масса электрона в тонком слаболегированном *i*-слое будет в соответствии с [59] значительно ниже эффективной массы электрона в вырожденных слоях ТД, что также способствует увеличению пикового значения туннельного тока.

С другой стороны, увеличение толщины *i*-слоя приводит к уменьшению вероятности квантового туннелирования через барьер, и, следовательно, должно вызывать снижение плотности туннельного тока. Совокупность всех этих факторов и приводит к появлению экстремума на кривой 2, рис. 2.11, при толщине *i*–слоя ~ 4nm.

2.2.2.2 Экспериментальные структуры соединительных p-i-n GaAs:Si/i-(GaAs/AlGaAs)/AlGaAs:Be туннельных диодов, полученные с использованием молекулярно-пучковой эпитаксии

Структуры соединительных *p-i-n* ТД были получены методом МПЭ. На рис. 2.15 представлен дизайн исследованных структур ТД. ТД были выращены на подложках p^+ -GaAs: Be (001) с толщиной 350µm. Все структуры включали промежуточные нелегированные *i*-слои, расположенные между вырожденными слоями *n* и *p*-типа проводимости с технологически закладываемой толщиной 7.5 - 10nm и с концентрацией 5×10^{16} cm⁻³. Для увеличения эффективного уровня легирования вырожденных слоёв ТД применялось модулированное δ -легирование Si в n^{++} области и Be в p^{++} области

посредством формирования 3δ -слоев с уровнем концентрации примеси >1×10¹⁹ cm⁻³ на расстоянии 2.5nm друг от друга в нелегированных слоях GaAs и Al_{0,2}Ga_{0,8}As с уровнем концентрации примеси 5×10¹⁶ cm⁻³. Структуры *A* и *B* представляли собой туннельный *p-i-n* GaAs/Al_{0,2}Ga_{0,8}As гетеропереход с нелегированной *i*-областью состоящей из двух слоёв: *i*-GaAs с толщиной 2,5nm (структура *A*) или 5nm (структура *B*) и *i*-Al_{0,2}Ga_{0,8}As слоем толщиной 5nm для обоих структур и активной областью GaAs- n^{++} - (3× δ -Si)/*i*-GaAs/*i*-Al_{0,2}Ga_{0,8}As/Al_{0,2}Ga_{0,8}As- p^{++} - (3× δ -Be) с дельта легированием.

Температура эпитаксиального роста структуры A составляла 500°С, а структуры $B - 450^{\circ}$ С. Уровни концентраций носителей заряда активной области ТД составляли: в вырожденной области δ -легированной Si с n типом проводимости – 1.7×10^{19} cm⁻³, в вырожденной области δ -легированной Be с p типом проводимости - 4×10^{19} cm⁻³.

Постростовой технологией без пассивации боковой поверхности на каждой эпитаксиальной структуре были сформированы массивы мез диодов с омическими контактами *AuGe-Ni-Au* и *AgMn-Ni-Au* соответственно к *n* и *p* – типам GaAs. Диаметр мезы составлял 225 µm. Температура вжигания контактов в атмосфере водорода была 500°С.



Рис. 2.15 Дизайн структуры с толщиной *i-GaAs* слоя 2,5nm (структура **A**) и с толщиной *i-GaAs* слоя 5nm (структура **B**) в активной p-i-n области ТД.

Согласно измеренным концентрационным профилям легирующих атомов в структурах *A* и *B* наблюдается диффузия примеси *Be* в *i*–слой и далее к границе *p-n* перехода (рис. 2.16). В обеих структурах идеально чистый *i*–слой отсутствует и можно

говорить лишь о некоторой его «эффективной» толщине, из-за перекомпенсации легирующих примесей. Тем не менее, как будет показано ниже, вольт-фарадные характеристики свидетельствуют о наличии «эффективного» *i*-слоя и его заметного влияния на плотность пикового туннельного тока. Из рисунка 2.16 следует, что диффузия Ве в структуре A способствовала уменьшению толщины n^{++} -GaAs слоя, уровня его вырождения из-за перекомпенсации донорной и акцепторной примесей. Толщина слоя n^{++} -GaAs в структуре A не компенсированного примесью Ве составляет ~ 5 nm при изменении концентрации атомов Si от $1 \cdot 10^{19}$ cm⁻³ до $3 \cdot 10^{19}$ cm⁻³, а в структуре B ~ 20 nm с изменением концентрации от 9·10¹⁸ cm⁻³ до 6·10¹⁹ cm⁻³. Диффузия атомов Ве привела к формированию между вырожденными n^{++} и p^{++} - слоями компенсированных, "квазинейтральных" областей. На рисунке 2.16 (a, b) данная область обозначена как "co-doped region". Для структуры А данная область имеет несколько большую толщину ~ 25 nm и включает в себя два слоя GaAs:(Si, Be) и AlGaAs:(Si, Be) (Рис. 2.16а). Для структуры В данная область состоит только из AlGaAs:(Si, Be) слоя с толщиной ≤ 10 nm (Рис. 2.16b). В структуре А измеренные пиковые значения концентрации атомов Si и Be в области перекрытия примерно совпадают и составляют $\leq 8 \cdot 10^{19} \, \text{cm}^{-3}$, в отличие от структуры B, где в AlGaAs области перекрытия преобладает концентрация атомов Si, $N_D = 5 \cdot 10^{19}$ cm⁻³ над концентрацией атомов Ве, $N_A = 2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.



а

77



2.2.2.3 Исследование экспериментальных характеристик выращенных и изготовленных p-i-n GaAs:Si/i-(GaAs/AlGaAs)/AlGaAs:Be туннельных диодов в температурном диапазоне 100-400К

Непосредственно на эпитаксиальных пластинах структур A и B при положительном смещении до 0.6V (T=300K) выполнены измерения вольтамперных характеристик (BAX) ТД с диаметром мезы 225µm. На рис. 2.17 представлены семейства измеренных ВАХ ТД для структур $A \cdot (a)$ и $B \cdot (b)$. Согласно полученным ВАХ (рис. 2.17), структура A, с технологически закладываемой толщиной i слоя h_i =7.5nm (т.е. без учёта диффузии примесей при эпитаксии) и температурой эпитаксиального роста T=500°C имеет значительный разброс плотности пикового тока (ΔJ_{peak}) ~ 55% от 90 A/cm² до 190A/cm² (рис. 2.17 а, семейство ВАХ). Причём для 90% диодов плотность пикового туннельного тока находится в более узком диапазоне от 90A/cm² до 115A/cm², а остальные 10% диодов расположенные по периферии эпитаксиальной пластины имеют существенно большую плотность пикового тока ~ 200A/cm² (рис. 2.17 a, кривая 3). Среднее значение плотности тока для пластины A составляет – 111A/cm² (рис. 2.17 a, кривая 2). Структура B с толщиной i - слоя h_i =10nm и температурой эпитаксиального роста T=450°C демонстрирует меньший

разброс по пиковому току (ΔJ_{peak}) ~ 20% в диапазоне плотности туннельного тока от 125 A/cm² до 150 A/cm² (рис. 2.17 *b* кривая 2) и большее по величине среднее значение плотности пикового тока – 131A/cm² (рис. 2.17 *b*, кривые 1).



Рис. 2.17. Прямые темновые вольтамперные характеристики ТД с диаметром мезы 225µm структуры A (a, где 1 – кривые ВАХ структуры A $J_{peak} = (90 - 200)$ A/cm², 2 – $J_{peak} = 111$ A/cm², 3 - $J_{peak} = 190$ A/cm²) и структуры B (b, где 1 – кривые ВАХ структуры $J_{peak} = (125 - 150)$ A/cm², 2 - $J_{peak} = 131$ A/cm²).

На рисунке 2.18 представлены усреднённые ВАХ для структуры А (кривая 1) и структуры В (кривая 3), а также ВАХ ТД структуры А с максимальным значением плотности пикового туннельного тока (кривая 2). Видно, что усредненные экспериментальные ВАХ достаточно хорошо согласуются с ВАХ для модельной структуры (кривая 4), а среднестатистические значения плотности пикового тока хорошо ложатся на кривую расчётной зависимости J_{peak} от толщины *i*–слоя (точки 6, 7 и 8 на кривой 5). При этом, средняя эффективная толщина *i*–слоя для структуры А оказывается близкой к нулю, а для структуры В составляет ~0.6nm. В тоже время для диодов, расположенных на периферии эпитаксиальной пластины структуры А, «эффективная» толщина *i*–слоя равна 1.5nm, что также коррелирует с емкостными измерениями.



Рис. 2.18 Кривые 1, 2, 3 - экспериментальные ВАХ ТД с диаметром мезы 225µm для исследованных структур: структура A - кривая 1 с усреднёнными, 2 с максимальными значениями плотности пикового туннельного тока; структура B - кривая 3 с усреднёнными значениями плотности пикового туннельного тока; кривая 4 - расчётная ВАХ ТД (Таблица №1) при толщине $i \sim 0,3$ nm; кривая 5 – расчётная зависимость величин плотности пикового туннельного тока; где точки 6, 7 и 8 – экспериментальные значения J_{peak} для структур A и B.

В наиболее общем случае ВАХ ТД при прямом напряжении смещения согласно выражению (2.16) включает в себя три компоненты плотности тока: *J*_t – туннельную, *J*_x – избыточную и *J*_d – диффузионную [52,53].

$$J_m = J_t + J_x + J_d \tag{2.16}$$

Туннельная компонента J_t плотности тока соответствует линейному участку ВАХ. Избыточная J_x и диффузионная J_d компоненты плотности тока соответствуют сегментам ВАХ после "долины". Поэтому плотность тока "долины", а также соотношение между пиковой плотностью туннельного тока и плотностью тока долины J_{peak} / J_{val} , коренным образом связаны с избыточной компонентой плотности тока ВАХ ТД. В свою очередь величина избыточной плотности тока ВАХ определяется концентрацией глубоких уровней внутри запрещённой зоны полупроводника и наличием различного рода дефектов структуры [52-54]. Поэтому в структуре В, выращенной при меньшей температуре, в соответствии с [60] на ВАХ (Рис.2.18, кривая 3) наблюдается большие значения усреднённой плотности тока долины J_{val} и меньшие соотношения J_{peak} / J_{val} по сравнению со структурой А выращенной при большей температуре 500°С, (Таблица №2.3).

Таблица №2.3. Экспериментальные значения плотностей пикового и тока "долины", а так же их соотношения для n⁺⁺–GaAs:Si/i– (GaAs/AlGaAs)/p⁺⁺–AlGaAs:Ве туннельных диодов типа A и B

| Ν | J_{peak} , | $J_{val.},$ | J _{peak} /J _{val} , | | |
|-----------|-------------------|-------------------|---------------------------------------|--|--|
| structure | A/cm ² | A/cm ² | a.u. | | |
| А | 111 | 13 | 8.5 | | |
| В | 131 | 57 | 2.3 | | |

Для исследования ВАХ ТД в температурном диапазоне (100 – 400) К, были отобраны образцы ТД из центральной и периферийной частей эпитаксиальных пластин структур А и В. ВАХ отобранных образцов измеренные в диапазоне температур (100 – 400) К представлены на рисунке 2.19 (Структура А) и 2.20 (структура В).

Согласно экспериментальным ВАХ (Рис.2.19, 2.20), для образцов из периферии структуры А и любых образцов структуры В с понижением температуры до 100 К наблюдается линейная зависимость [61] большей части туннельного участка ВАХ. В то время как для образцов из центра структуры А, с понижением температуры проявляется экспоненциальная зависимость на туннельном участке ВАХ. Это может быть обусловлено влиянием нескольких факторов.



Рис. 2.19. Прямые ВАХ образцов ТД структура А, (периферия – кривые: 1 – 353 К, 2 – 223 К, 3 – 123 К); (центр – кривые: 4 – 353 К, 5 – 223 К, 6 – 123 К)



Рис. 2.20 Прямые ВАХ образцов ТД структура В (кривые 1 – 353 К, 2 – 223 К, 3 – 123 К).

Как показано в работе [50] туннельный ток в ТД определяется двумя механизмами

транспорта, межзонного квантового туннелирования и туннельно-ловушечным. Оба механизма дают вклад в величину пиковой плотности туннельного тока. Согласно первому механизму, электроны туннелируют из занятых состояний зоны проводимости через потенциальный барьер на свободные состояния в валентной зоне. Туннельно-ловушечный механизм транспорта обусловлен наличием локализованных примесных состояний (ловушек) в запрещённой зоне полупроводника. Понижение температуры способствует активному вымораживанию носителей заряда на ловушках, и в этом случае для преодоления локализованных примесных состояний необходима подача дополнительного напряжении смещения, что приводит к экспоненциальной зависимости ВАХ при прямом напряжении смещения до U_{peak}. [62]. Согласно измерениям ВИМС для структуры А (Puc.2.16a), данный механизм транспорта может являться доминирующим из-за высокой степени перекрытия донорных и акцепторных примесей в центральной области p⁺⁺ - n⁺⁺ туннельного перехода.

Из экспериментальных ВАХ и выражения (2.17) [61] рассчитывался нормированный температурный коэффициент пикового значения плотности туннельного тока:

$$\Delta J_p = \frac{J_p^{T_j} - J_p^{T_{RT}}}{J_p^{T_{RT}}} \cdot 100\%, (2.17)$$

где ΔJ_p – температурный коэффициент, $J_p^{T_j}$ - плотность пикового туннельного тока при фиксируемой температуре, и $J_p^{T_{RT}}$ - плотность пикового туннельного тока при комнатной температуре - 300 К. Положительная величина ΔJ_p характеризует рост, а отрицательная падение J_p относительно его значения при комнатной температуре.

Зависимости J_p и ΔJ_p для структур A и B представлены на рисунке 2.21а. Образцы ТД из центральной и периферийной части структуры A демонстрируют более высокую температурную стабильность пикового значения плотности туннельного тока по сравнению с образцами из структуры B. Для образцов ТД структуры A из центра и периферии пластины, изменение максимального значения J_p составляют соответственно 17% (кривая 1, Рис. 2.21а) и 7% (кривая 2, Рис. 2.21а). Для образцов ТД структуры B изменение максимального значения J_p составило – 42% (кривая 3, Рис. 2.21а). При нагреве от 300 до 400 К для образцов ТД из центра и периферии пластины структуры A - J_p снижается и ΔJ_p в центре пластины составил -9.5%, а на периферии -6.8%, (кривые 1 и 2, Рис. 2.21а). При понижении температуры от 300 К до 100 К для образцов из центра пластины A наблюдался нелинейный рост J_p с температурным коэффициентом $\Delta J_p = 7.5$ %, в то время как для образцов из периферии имелось снижении J_p с $\Delta J_p = -4$ %. Отметим, что для образцов структуры A наблюдаются плавные максимумы значений пикового туннельного тока, соответственно в областях температур (150-250) К (кривая 1) и (200-300) К (кривая 2), (Рис. 2.21а). Для образцов структуры В из центра и периферии, зависимость J_p демонстрирует линейный рост во всём температурном диапазоне, (кривая 2, Рис. 2.21а,). При нагреве от 300 К до 400 К ΔJ_p составил 14%, а при охлаждении до ~100 К ΔJ_p составил -29%.



Рис. 2.21. Зависимости от температуры: (a) J_p и ΔJ_p: структура А (кривая1 – центр, кривая 2 – периферия); структура В (кривая 3); расчётная характеристика ТД структуры А (кривая 4); расчётная характеристика ТД структуры В (кривая 5) AlGaAs/GaAs двух барьерный резонансный туннельный диод (кривая 6) [69]; (b) плотности тока долины – J_v и дифференциального сопротивления ТД – R_d, структура А (кривая 1– центр, кривая 2 – периферия) и структура В (кривая 3).

Характер поведения зависимости J_p образцов ТД исследуемых структур A и B от температуры обусловлен несколькими факторами, действующими на величину J_p в противоположных направлениях [61]. Во-первых, с увеличением температуры уменьшается ширина запрещённой зоны - E_g полупроводника, что ведёт к снижению высоты потенциального барьера и увеличению вероятности квантового туннелирования и росту - J_p . Во-вторых, рост температуры ведёт к снижению степени вырождения из-за перераспределения электронов по энергетическим уровням. Количество электронов под уровнем Ферми - E_f в зоне проводимости - E_c n - области уменьшается, так как часть свободных электронов переходит на более высокие энергетические уровни, а уровень Ферми смещается вниз. В результате снижается количество доступных для туннелирования электронов, и величина J_p уменьшается.

Согласно результатам ВИМС профилирования (Рис.2.16), уровень легирования акцепторной примеси Ве в вырожденной *p*⁺⁺-AlGaAs области для обеих структур ТД близок

и составляет $\geq 2 \cdot 10^{19}$ cm⁻³ и, как предполагается, основное влияние на температурные характеристики оказывает n^{++} -GaAs область. При меньшей концентрации свободных электронов в n^{++} -GaAs области ($<1 \cdot 10^{19}$ cm⁻³) с ростом температуры основное влияние на туннельный ток J_p оказывает изменение положения уровня Ферми. Уровень Ферми смещается ближе к дну зоны проводимости и J_p падает. При более высоком уровне концентрации свободных электронов ($>1 \cdot 10^{19}$ cm⁻³) основное влияние на J_p в диапазоне (100-400) К оказывает изменение ширины запрещённой зоны, а влияние изменения положения уровня Ферми незначительно, в результате чего J_p с увеличением температуры растёт.

Согласно модели, изложенной в работе [13], выполнен расчёт температурных зависимостей ΔJ_p ТД аналогичных структурам А и В (рис.1). Получено качественное совпадение характера поведения рассчитанных зависимостей ΔJ_p (рис. 2.21а, кривые 4 и 5) с экспериментальными характеристиками (кривые 1-3, рис. 2.21а).

Наличие отрицательного температурного коэффициента в диапазоне (300-400) К для исследованных образцов ТД структуры А, в отличие от ТД структуры В показывает, что уровень концентрации свободных электронов в n^{++} -GaAs области в центре и на периферии структуры А значительно ниже, чем в структуре В из-за большей толщины области взаимного перекрытия и компенсации примесей Si и Be (Рис.2.16а). При этом, поскольку при температуре 400 К температурный коэффициент (ΔJ_p = -9.5%) для образцов ТД из центра пластины структуры A по величине больше чем у ТД из периферии ($\Delta J_p = -6.8\%$), уровень концентрации электронов n^{++} -GaAs области периферийных образцов несколько выше, чем в центре пластины структуры А, но ниже чем в структуре В, поскольку для ТД структуры В J_p растёт с нагревом с температурным коэффициентом $\Delta J_p=13.6\%$. Величина J_p , исследуемых ТД, определяется степенью вырождения n^{++} -GaAs слоя ТД. Однако, J_p периферийных образцов ТД структуры А составляет ~ 220 A/cm², в то время как для ТД структуры В максимальное значение J_p составляет ~ 150 A/cm². Согласно вынесенным предположениям, это может быть связано, как с толщиной «квазинейтральной» перекомпенсированной «Si-Be» области [13], так и с наличием в ней более высокой концентрации дефектов, обусловленных перекомпенсацией атомов примеси [63-68]. Это подтверждается и значениями плотностей токов долины на темновых ВАХ образцов исследованных структур, (Рис.2.19, 2.20, 2.21b). Дефекты способствуют доминированию дополнительного механизма транспорта носителей заряда, связанного с резонансным механизмом туннелирования.

Поскольку область перекомпенсации расположена между вырожденными n^{++} и p^{++} областями, она обеднена основными носителями заряда и является «эффективным» *i*-

слоем. С использованием численного моделирования было установлено, что зависимость J_p туннельных n⁺⁺-GaAs-(δ Si)/i-(GaAs/Al_{0.2}Ga_{0.8}As)/p⁺⁺-Al_{0.2}Ga_{0.8}As-(δ Be) p-i-n диодов от толщины *i*-области является немонотонной. Плотность пикового тока сначала возрастает, достигает максимума, а затем снижается из-за увеличения толщины потенциального барьера, через который туннелируют носители заряда. Таким образом, толщина «эффективной» *i*-области обусловленной перекомпенсацией донорной и акцепторной примеси может влиять на величину J_p .

Кроме того, из-за высокой концентрации доноров Si и акцепторов Ве в перекомпенсированном «эффективном» *i*-слое присутствует более высокая концентрация дефектов и связанных с ними локализованных примесных состояний. В туннельных диодах с резким профилем легирования, межзонное квантовое туннелирование является главным механизмом транспорта носителей заряда [63]. Однако при наличии значительной области перекомпенсации донорного и акцепторного профилей легирования и высокой концентрации локализованных примесных состояний в потенциальном барьере, начинает превалировать резонансное туннелирование (РТ) [64]. При этом резонанс наступает тогда, когда совпадают энергии состояний в зоне проводимости с примесными состояниями в потенциальном барьере и с разрешёнными состояниями в валентной зоне. Теория РТ через два локализованных примесных состояния изложена в работе [65]. Согласно работам [66-68], значительному росту J_p , при малых положительных напряжениях смещения на ТД, способствуют совпадающие по энергии локализованные состояния, индуцированные парой донор-акцептор. Данные предположения подтверждаются температурной зависимостью *J*_p в резонансных туннельных диодах. На рис. 2.21*а* под кривой 6 обозначена, смоделированная согласно модели Hartree [69], зависимость ΔJ_p от температуры для двухбарьерного AlGaAs/GaAs резонансного туннельного диода (РТД). Согласно данной зависимости при нагреве от 300 до 400 К также, как и для структуры А (кривые 1,2) наблюдается падение J_p при отрицательном значении температурного коэффициента ΔJ_p = -5%. При охлаждении от 300 до 100 К J_p плавно растёт и составляет $\Delta J_p = 7\%$. Авторы данного исследования объясняют наличие отрицательного температурного коэффициента ВАХ РТД с нагревом до 400 К рассеянием носителей заряда на фононах и электронэлектронном взаимодействии.

Из экспериментальных ВАХ ТД при разных температурах было рассчитано дифференциальное сопротивление, отвечающее за паразитные потери при падении напряжения на ТД в многопереходных ФЭП, (Рис.2.21b). Соединительные элементы для эффективной работы МП ФЭП должны обеспечивать сопротивление <10 mOhm·cm² [70]. Зависимости дифференциального сопротивления исследованных образцов ТД от температуры, с учётом сопротивления электрической схемы в криостате (~ 0,7 mOhm·cm²), представлены на рис. 2.21b. Лучшая температурная стабильность R_d наблюдается для образцов ТД структуры В (рис 2.21b, кривая 2). Во всём температурном диапазоне величина R_d для образцов ТД структуры В изменяется от 0.58 до 0.42 mOhm·cm². Для структуры А при нагреве от 100 до 400 K, R_d образцов ТД из центральной части меняется от 1.59 до 0.67 mOhm·cm² и от 0.58 до 0.34 mOhm·cm² для периферийной части.

Согласно проведённым температурным исследованиям ВАХ соединительные ТД обеспечивают в температурном диапазоне (100-400) К стабильность параметров J_p , $\Delta J_p \sim 93\%$ и $R_d \sim 59\%$ для структуры А и J_p , $\Delta J_p \sim 83\%$ и $R_d \sim 72\%$ для структуры В.

2.2.2.4 Вольт-фарадные характеристики исследуемых p-i-n GaAs:Si/i-(GaAs/AlGaAs)/AlGaAs:Ве туннельных диодов

С целью оценки идентичности области пространственного заряда (ОПЗ) выращенных p-i-n ТД, вклад в величину которой вносит толщина *i* - слоя, были проведены измерения ВФХ исследуемых ТД. Для этого согласно проведённым измерениям ВАХ (Рис. 2.17) были отобраны ТД соответствующие средним значениям пиковой плотности туннельного тока обеих структур (Рис 2.18, кривая 1; Рис 2.18, кривая 3), а также образец с периферии структуры А с максимальным значением плотности туннельного тока ~200A/cm² (Рис. 2.18, кривая 2).

Ввиду невозможности измерения ёмкости ТД стандартными низкочастотными методами, для измерения ВФХ применена методика измерения и последующего моделирования частотной зависимости S-параметров [71, 72]. Измерения были выполнены для образцов GaAs- n^{++}/i -GaAs/i-Al_{0.2}Ga_{0.8}As/Al_{0.2}Ga_{0.8}As- p^{++} TД, смонтированных на платуадаптер, к которой подводился измерительный зонд с волновым сопротивлением Z_0 =500hm (MPI T40A-GSG500) при положительных напряжениях смещения. Из снятых частотных зависимостей находились параметры эквивалентной цепи ТД (рис. 2.22) включения, в том числе ёмкость ТД [71, 72]. Измерения S – параметров были выполнены с использованием векторного анализатора (Rohde & Schwarz ZNB40) в диапазоне частот 10-1000MHz с шагом 1MHz. Перед началом измерений выполнялась калибровка с использованием эталонов на калибровочной подложке (MPI AC-5). Мощность высокочастотного сигнала векторного анализатора во время калибровки и измерений составляла 0.1mW. Измерялась зависимость параметра S_{11} от частоты сигнала. Напряжение смещения изменялось в диапазоне от 0.4 V до 1 V, что соответствовало участку кривой ВАХ ТД после «долины». Далее осуществлялся фитинг измеренных характеристик S_{11} с учётом параметров эквивалентной схемы. Исходя из измеренных зависимостей *S*₁₁ - параметра от частоты для каждой из полученных точек определялось комплексное сопротивление ТД в соответствии с выражением (2.17):

$$Z = 50 \frac{1+S_{11}}{1-S_{11}}.$$
 (2.17)

Для каждого значения напряжения смещения строилась зависимость реальной (рис. 2.23*a*) и мнимой (Рис. 2.23*b*) частей волнового сопротивления от частоты. Для приведённой эквивалентной схемы зависимость волнового сопротивления от частоты описывается выражением (2.18):

$$Z(f) = R_s + i2\pi f L_s + \frac{1}{\frac{1}{R_j} + i2\pi f C_j},$$
(2.18)

где R_S -последовательное сопротивление ТД с платой-адаптером, L_S – последовательная индуктивность ТД с платой-адаптером, C_j – ёмкость *p-i-n* перехода ТД, R_j – сопротивление *p-i-n* перехода ТД. Определение параметров R_S , R_j , C_j производилось фиттингом реальной части экспериментальных данных функции (2.18) методом Левенберга-Марквардта. Значение L_S для построения графика мнимой части импеданса подбиралось для каждого образца вручную, считалось постоянным и находилось в диапазоне 0.5-0.55nH.

На рис. 2.23 представлены экспериментальные (символы) и расчётные (сплошные линии) зависимости вещественной (рис. 2.23a) и мнимой (рис. 2.23b) части импеданса в зависимости от частоты для трёх образцов ТД при напряжении смещения 0.7V. Символами на Рис. 2.23 отображаются характеристики импеданса, которые были рассчитаны на основе измеренных значений параметра S_{11} в зависимости от частоты сигнала, согласно выражению (2.17). Сплошными линиями (Рис.2.23) обозначены значения импеданса, полученные с помощью фитинга согласно выражению (2.18), демонстрирующие хорошее совпадение с полученными экспериментальными значениями.

Полученные при разных напряжениях смещения параметры C_j (ВФХ) для трёх ТД представлены на рис. 2.24 (кривые 1-3). Согласно полученным ВФХ для образцов ТД с пластин A и B со средними значениями плотности пикового тока в диапазоне от 0.4-0.7V наблюдается монотонный рост ёмкости, в то время как для периферийного образца пластины A в диапазоне напряжения 0.6-1V ёмкость практически неизменна. При этом для пластины B емкость ТД оказывается заметно меньше емкости диодов на пластине A, что можно объяснить большей шириной ОПЗ. С другой стороны, вольт-емкостные измерения показали почти двукратное снижение емкости ТД на периферии эпитаксиальной пластины

структуры A, что позволяет ожидать наличие в этих диодах заметного влияния «эффективного» *i* – слоя.



Рис.2.22 Схема эквивалентной цепи GaAs- n^{++}/i -GaAs/i-Al_{0,2}Ga_{0,8}As/Al_{0,2}Ga_{0,8}As- p^{++} ТД. Где, *R*₅-последовательное сопротивление ТД с платой-адаптером, L_S – последовательная индуктивность ТД с платой-адаптером, C_j – ёмкость *p*-i-n перехода ТД, R_j – сопротивление *p*-i-n перехода ТД.

С использованием ВФХ (рис. 2.24, кривые 1-3), согласно выражению (2.19), рассчитывалась ширина ОПЗ *p-i-n* перехода:

$$d = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 S}{C} \tag{2.19}$$

где, є – диэлектрическая постоянная полупроводника, ε_0 – диэлектрическая постоянная, *S*площадь сечения р-*n* перехода, *C* – ёмкость. Для ТД структуры *A* (T=500°C) с плотностью пикового туннельного тока 111A/cm² и 190A/cm² ширина ОПЗ составила 6,6nm и 14,5nm. Для ТД структуры *B* (T=450°C) с плотностью пикового туннельного тока 131A/cm² ширина ОПЗ составила 7.1nm.



Рис. 2.23. Экспериментальные (символы) и расчётные (линии) зависимости вещественной - (*a*) и мнимой - (*b*) части импеданса от частоты, измеренные при подаче прямого напряжения смещения 700 mV для ТД структуры *A*, выращенной при 500°С, (кривые 1, 2) и структуры *B*, выращенной при 450°С, (кривая 3); $1 - J_p=111$ A/cm², 2 - 190A/cm², 3 - 131A/cm². R_S – последовательное сопротивление, L_S – последовательная индуктивность, C_j – ёмкость ТД, G_j – проводимость.



Рис. 2.24. Вольт-фарадные характеристики трёх образцов ТД с плотностью пикового тока: 111А/сm² (кривая1, структура *A*), 131А/сm² (кривая 2, структура *B*), 190А/сm² (кривая 3, структура *A*).

2.2.3 Соединительные p-i-n GaAs:Si /i-(GaAs)/AlGaAs:С туннельные диоды с AlGaAs с FSF и BSF слоями

Методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) на подложках GaAs n-типа (диаметр 76.2mm) были выращены структуры ТД двух типов: С (Таблица №2.4) и D (Таблица №2.5). Структуры представляют собой туннельный n⁺⁺-GaAs/p⁺⁺-Al_{0.4}Ga_{0.6}As гетеропереход. Вырожденные слои GaAs n⁺⁺-типа δ –легированы Si, а слои p⁺⁺- Al_{0.4}Ga_{0.6}As легированы атомами С. Уровни легирования n⁺⁺ и p⁺⁺-слоёв в структурах составляли, соответственно, ≥1·10¹⁹ сm⁻³ и ~1·10²⁰ сm⁻³. Рост сильно легированных областей для обеих структур осуществлялся в идентичных режимах при температуре подложки ~535-550 °C.

| Layer type | Thickness, | N _{A,D} , cm ⁻³ | Layer type | Thickness, | $N_{A,D}$, cm ⁻³ |
|---|------------|-------------------------------------|--------------------------------------|------------|------------------------------|
| | nm | | | nm | |
| p ⁺ -GaAs:(C) | 50 | 2.10^{19} | p ⁺ -GaAs:(C) | 50 | $2 \cdot 10^{19}$ |
| $p^+-Al_{0,6}Ga_{0,4}As:(C)$ | 50 | 1.10^{19} | $p^+-Al_{0,6}Ga_{0,4}As:(C)$ | 50 | 1.10^{19} |
| p ⁺⁺ -Al _{0,4} Ga _{0,6} As:(C) | 10 | $1 \cdot 10^{20}$ | $p^{++}-Al_{0,4}Ga_{0,6}As:(C)$ | 10 | $1 \cdot 10^{20}$ |
| n ⁺⁺ -GaAs:(δSi) | 10 | $\geq 1 \cdot 10^{19}$ | i-GaAs | 7 | $\geq 5 \cdot 10^{14}$ |
| $n^+-Al_{0,6}Ga_{0,4}As:(\delta Si)$ | 50 | 4.10^{18} | n ⁺⁺ -GaAs:(δSi) | 10 | $\geq 1 \cdot 10^{19}$ |
| n ⁺ -GaAs:(Si) | 200 | 3.10^{18} | $n^+-Al_{0,6}Ga_{0,4}As:(\delta Si)$ | 50 | 4.10^{18} |
| n ⁺ -GaAs:(Si) | 600000 | $(1-3) \cdot 10^{18}$ | n ⁺ -GaAs:(Si) | 200 | $3 \cdot 10^{18}$ |
| | · | | n ⁺ -GaAs:(Si) | 600000 | $(1-3) \cdot 10^{18}$ |

Таблица 2.4. Конструкция ТД структуры С Таблица 2.5. Конструкция ТД структуры D

По сравнению со структурой С, между вырожденными слоями структуры D был выращен нелегированный i-слой GaAs толщиной ~7 nm. Величина толщины i-слоя была взята с учётом влияния температурной диффузии примеси Si при последующем росте монолитной структуры МП ФЭП. В структурах присутствовали широкозонные n⁺-Al_{0.6}Ga_{0.4}As:(δ Si) и p⁺-Al_{0.6}Ga_{0.4}As:(C) слои, прилегающие к вырожденным областям TД. Данные слои необходимы для препятствия температурной диффузии примеси из вырожденных слоёв в слои фотоактивных суб-элементов МП ФЭП. После завершения эпитаксиального роста и извлечению образцов, отдельные фрагменты выращенных гетероструктур были подвергнуты отжигу в камере МПЭ имитирующем процесс роста МП ФЭП. Структуры отжигались в течении 2 часов при температуре 580 °C в течение 2 часов при давлении р= $2 \cdot 10^{-7}$ Torr. На выращенных структурах были сформированы чипы ТД с диаметром мезы - 225 µm.

Непосредственно на частях пластин структур С и D, без температурного отжига (рис. 2.25, "before annealing") и с отжигом (рис. 2.25, "after annealing") были выполнены измерения ВАХ ТД в температурном диапазоне от 25 °C до ~80 °C (рис. 2.25). Измерения ВАХ проводились при положительном напряжении смещения до 0.6 V. На ВАХ не наблюдается участка с отрицательным дифференциальным сопротивлением, однако, в диапазоне напряжений от 0 до 50 mV присутствует квазилинейный участок, соответствующий межзонному квантовому туннелированию. Видно, что форма ВАХ образцов структуры A соответствует обращённому диоду, что объясняется недостаточным уровнем вырождения n^{++} -GaAs:(δ Si) области, [73]. Как было показано в работе [40], степень вырождения n^{++} -GaAs слоя ограничена присутствием вакансий V_{Ga}, которые компенсируют донорную примесь и значительно влияют на концентрацию свободных электронов при

уровне легирования $N_D>1\cdot10^{18}$ cm⁻³. Кроме того, при отсутствии *i* – слоя между вырожденными слоями ТД, область объёмного заряда занимает весь вырожденный слой n^{++} , в результате чего, кроме вакансий Ga, на концентрацию свободных электронов оказывает влияние прилегающий слаболегированный изотипный n-Al_{0.6}Ga_{0.4}As слой. Поэтому концентрация электронов, могущих участвовать в процессе туннелирования, а, следовательно, и степень вырождения n⁺⁺GaAs слоя уменьшается до величины концентрации примеси в прилегающем слаболегированном изотипном слое.

В структуре D, благодаря именно наличию нелегированного i-GaAs нанослоя между вырожденными n и p областями, наблюдается типичная BAX TД (Эсаки). Невысокие значения J_p , по сравнению с результатами, полученными в п.п. (2.2.2.2-2.2.2.4), обусловлены, меньшим уровнем легирования n⁺⁺-GaAs:(δ Si) области (Табл. 2.4,2.5), [40].



Рис. 2.25. ВАХ ТД структур А-(*a*) и В-(*b*) при температурах 25 и 75 °С.

На рисунке 2.26 представлен разброс значений J_p , для квазилинейного участка ВАХ структуры С и структуры D. По оси абсцисс указан тип структуры, где С и D соответствуют диодам на фрагментах пластин без отжига, а "C anneal." и "D anneal." - диодам на фрагментах пластины, подвергнутых отжигу. Видно, что максимальное значение J_p ТД структуры D выше на порядок, по сравнению со структурой C. После отжига усреднённые значения J_p для образцов обеих структур возросли. Плотность пикового туннельного тока на квазилинейном участке структуры A и пикового туннельного тока структуры D, без отжига составляют соответственно ~ 0.1 A/cm² и ~1 A/cm², а после отжига ~ 0.15 A/cm² и ~ 1.5 A/cm². Кроме того, после проведения отжига возрос разброс значений J_p по пластинам структур C и D, который может быть обусловлен неравномерностью диффузии примеси Si по площади эпитаксиальных пластин из-за градиента температуры в процессе отжига.

Из ВАХ ТД структур С и D, измеренных в диапазоне температур (25 - 80) °С, рассчитаны значения - J_p (рис. 2.27, а) и дифференциального сопротивления - R_d , отвечающие за паразитные потери при падении напряжения на соединительных ТД в многопереходных ФП (рис. 2.27, b). Температурные зависимости рассчитанных параметров представлены на рис. 2.27.



Рис. 2.26 Значения плотности пикового туннельного тока для структур A и B до отжига (C, D) и после отжига ("C anneal.", "D anneal.")

При нагреве от 25 до ~ 80 °С для структур С и D наблюдается рост значений J_p . Это обусловлено уменьшением ширины запрещенной зоны E_g полупроводника, снижением высоты потенциального барьера, ростом вероятности квантового туннелирования [61]. Наилучшая температурная стабильность J_p наблюдается для образцов ТД структуры D (см. рис 2.26, а), значение J_p до отжига увеличивается на 6% и на 2 % после отжига. Для образцов структуры С, изменение максимального значения плотности тока J_p составляет ~ 40%.



Рис. 2.27. Экспериментальные температурные зависимости параметров $J_p(a)$ и $R_d(b)$ для образцов структур типов С и D до отжига ("before anneal.") и после отжига ("after anneal.").

С ростом рабочей температуры ТД от 25 до ~ 80 °С для обеих структур наблюдается снижение значений R_d . После отжига, для ТД структуры D при T=25 °C R_d снизилось на 30% от 67 mOhm·cm² до 46 mOhm·cm², а для структуры C на 6% от 565 до 530 mOhm·cm². Большие значения R_d , по сравнению со структурами описанными в п.п. (2.2.2.2-2.2.2.4) может быть обусловлен, как диффузией примеси и размыванием легирующих профилей, так и наличием потенциальных барьеров, создаваемых изотипными широкозонными слоями n⁺-Al_{0.6}Ga_{0.4}As:(δ Si) и p⁺-Al_{0.6}Ga_{0.4}As:(C), (Табл. 2.4 и 2.5) прилегающими к вырожденным слоям TД и препятствующими транспорту носителей заряда [48]. Наличие і-слоя между вырожденными слоями ограничивает взаимодиффузию примесей и снижает деградацию ВАХ ТД. Наилучшая температурная стабильность R_d наблюдается для образцов ТД структуры B до отжига уменьшается на 9% от 67 до 61 mOhm·cm² и на 7 % после отжига от 46 до 43 mOhm·cm². Для структуры С, при нагреве величина R_d изменяется на ~ 40% от 565 до 349 mOhm·cm² для образцов ТД до отжига и от 530 до 318 mOhm·cm² после отжига.

Полученные результаты качественно согласуются с результатами моделирования транспорта носителей заряда в p-i-n ТД, представленного в п. 2.2.2, где на рис. 2.11 (кривая 2) была показана рассчитанная зависимость плотности пикового туннельного тока от толщины і слоя. Плотность пикового тока сначала возрастает, достигает максимума, а затем снижается из-за увеличения толщины потенциального барьера, через который туннелируют носители заряда.

Экспериментально показано, что включение наноразмерного i-GaAs слоя (N_D

 $\geq 5 \cdot 10^{14}$ cm⁻³) между вырожденными n⁺⁺-GaAs:(δ Si) (10nm) и p⁺⁺-Al_{0,4}Ga_{0,6}As:(C) (10nm) областями соединительного туннельного диода, даже при относительно невысоком уровне легирования n⁺⁺-слоя $N_D \geq 1 \cdot 10^{19}$ cm⁻³ обеспечивает наличие туннельной BAX и способствует росту пикового туннельного тока J_p на порядок по сравнению с идентичной структурой, но без i-GaAs слоя. Полученные результаты качественно согласуются с результатами ранее выполненного математического моделирования транспорта носителей заряда в предложенной p-i-n структуре туннельных соединительных диодов. Выращенные с использованием молекулярно-пучковой эпитаксии n⁺⁺-GaAs:(δ Si)/i-GaAs/p⁺⁺-Al_{0,4}Ga_{0,6}As:(C) туннельные диоды обеспечивают на порядок более низкие значения сопротивления на туннельном участке BAX, более высокую температурную стабильность и максимальные значения J_p по сравнению со структурой без i-слоя.

Кроме того, согласно результатам по дополнительному температурному воздействию на эпитаксиальную пластину структуры D, соответствующему режиму роста последующих фотоактивных слоёв монолитных многопереходных фотопреобразователей, включение і слоя не только не способствовало деградации характеристик TД, а наоборот привело к росту максимального значения J_p на пластине от 1 до 1.5 A/cm² на 30%.

Предложенная новая конструкция соединительного ТД обеспечивает хорошую стабильность характеристик при температурных воздействиях, соответствующих режимам эпитаксиального роста структур монолитных МП ФЭП.

2.3. Исследование влияния ВАХ соединительных туннельных диодов на фотоэлектрические параметры двухкаскадных лазерных фотопреобразователей

2.3.1. Конструкция двухпереходных AlGaAs/GaAs фотопреобразователей

Выполнено исследование влияния ВАХ ТД на фотоэлектрические характеристики лазерных двухпереходных AlGaAs/GaAs фотопреобразователей (ФЭП) в температурном диапазоне 100-300К. В отличие от концентраторного многопереходного ФЭП, включающего в себя фотоактивные *p-n* переходы с различной шириной запрещённой зоны, МП ФЭП лазерного излучения состоит из нескольких последовательно соединённых *p-i-n* переходов с одинаковыми составом и шириной запрещенной зоны, но с различными коэффициентами поглощения и глубиной залегания *p-i-n* переходов. Различная глубина залегания *p-i-n* переходов обеспечивает баланс между генерируемыми плотностями фототока в каждом фотоактивном элементе МП ФЭП. В МП ФЭП лазерного излучения, также как и в МП ФЭП, соединительные ТД включены встречно к фотоактивным *p-i-n*

переходам.

Структура отдельных составных элементов двухпереходного Φ ЭП выращивалась методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) (STE3526, SemiTEq) с использованием элементарных твердотельных испарительных источников *Ga* и *Al*, и клапанного источника As₄. В качестве легирующих примесей использовались *Si* (*n*) и *Be* (*p*).

Структура однопереходных фотопреобразователей включала в себя: $n-Al_{0.2}Ga_{0.8}As$ – тыльный потенциальный барьер, n-GaAs (n=5×10¹⁷ cm⁻³)/*i-GaAs* (n=1×10¹⁵ cm⁻³) толщиной 0.5/1 µm, 0.7 µm *p-GaAs* эмиттер с градиентным легированием, *p-Al_{0.12}Ga_{0.88}As* широкозонное окно толщиной 2 µm (p=5×10¹⁹ cm⁻³) и контактный слой *p*⁺-*GaAs*. На выращенной эпитаксиальной пластине с использованием фотолитографии были сформированы чипы ФЭП. На фронтальной фоточувствительной поверхности чипов диаметром 300 µm с помощью фотолитографии была сформирована контактный слой. Согласно измеренной при комнатной температуре (T=25°C) зависимости внешней квантовой эффективности, диапазон спектральной чувствительности выращенных однопереходных ФЭП составлял 810-860nm.



Рис. 2.28 Схема ввода оптического излучения в планарную сборку из двух фотопреобразователей со встречно включённым туннельным диодом

В качестве соединительных элементов использовались n⁺⁺-GaAs/i-GaAs/i-AlGaAs/p⁺⁺-AlGaAs гетеропереходные ТД на основе двух типов структур А и В (см. рис. 2.15)., представленные в главе 2, (п. 2.2).

На эпитаксиальной пластине A был отобран образец ВАХ ТД структуры A с нелинейным участком ВАХ (T=300K), в то время как ВАХ ТД структуры B имела абсолютно линейный рабочий участок с низким удельным сопротивлением 0.8 mOhm×cm².

На основе выращенных и отобранных AlGaAs/GaAs p-i-n ФЭП и соединительных n⁺⁺-

GaAs/i-GaAs/i-AlGaAs/p⁺⁺-AlGaAs ТД структуры А и В были созданы двухпереходные ФЭП (рис. 2.28). Формирование двухпереходных ФЭП производилось не монолитно, а с использованием планарной электрической коммутации выращенных однопереходных AlGaAs/GaAs p-i-n ФЭП и n⁺⁺-GaAs/i-GaAs/i-AlGaAs/p⁺⁺-AlGaAs ТД, с целью оценки влияния нелинейности ВАХ ТД на КПД МП ФЭП. Один тип двухпереходных ФЭП содержал в себе встречно включённый соединительный ТД структуры А (**DJ 1**), другой тип двухпереходных ФЭП содержал соединительный ТД структуры В (**DJ 2**). При этом каждый тип ТД соединял два идентичных по составу и фотоэлектрическим параметрам однопереходных АlGaAs/GaAs p-i-n ФЭП. Отбор однопереходных AlGaAs/GaAs p-i-n ФЭП с идентичными фотоэлектрическими параметрами производился согласно методике, описанной в работе [28,29].

2.3.2 Исследование экспериментальных характеристик двухпереходных AlGaAs/GaAs фотопреобразователей

Для изготовленных ФЭП, выполнены измерения световых ВАХ в температурном диапазоне от 103К до 298К с использованием криогенной установки с внутренним нагревающим элементом. ВАХ измерялись в режиме квазистационарного лазерного возбуждения через оптическое кварцевое окно криогенной установки излучением с длиной волны λ =809nm, частотой следования импульсов f=200Hz и длительностью на полувысоте амплитуды $\tau_{0.5}$ =60µs.

Ввод излучения в сборку из двух фотопреобразователей со встречно включённым туннельным диодом производился согласно схеме, представленной на рис. 2.28. Полученные характеристики представлены на рис. 2.29. Световые BAX DJ1 (кривые 1, 3, 4, 6) были измерены при плотности мощности оптического излучения P_{опт}~40 W/cm², в то время как световые BAX DJ2 (кривые 2,5) были измерены при большей мощности 90 W/cm², для оценки эффективности работы ТД структуры В в составе МП ФЭП при плотностях туннельного тока близкого к пиковому значению.

Измерены световые ВАХ каждого из однопереходных ФЭП (рис. 2.29, кривая 3) включённых в цепи DJ1. На рис. 2.29 представлена измеренная ВАХ соединительного ТД структуры А, включённого в DJ1, (кривая 1) и ВАХ ТД структуры В (DJ2) (кривая 2). С использованием измеренных характеристик двух однопереходных AlGaAs/GaAs p-i-n ФЭП, включённых в DJ1, выполнен расчёт ВАХ DJ1 без учёта влияния ТД для различных температур. Рассчитанная при температуре 103К ВАХ DJ1 без учёта влияния нелинейной ВАХ ТД представлена на рис. 2.29 (кривая 6).

С использованием измеренных световых ВАХ двухпереходных ФЭП каждого типа определены напряжение холостого хода (U_{oc}), ток короткого замыкания (I_{sc}) и рассчитаны мощность в точке оптимальной нагрузки Р_{opt}, ФФ и КПД в зависимости от температуры. Фотоэлектрические параметры, а также рассчитанные зависимости ФФ и КПД исследуемых ФЭП от температуры представлены в таблице №2.5 и на рис. 2.30.

Согласно полученным результатам, с ростом температуры для двух типов ФЭП (DJ1 и DJ2) наблюдается рост тока короткого замыкания, что связано со спектральной характеристикой AlGaAs/GaAs p-i-n ФЭП. Максимум квантовой эффективности ФЭП при T=25°C составляет 78% на длине волны близкой к длине волны источника лазерного излучения – 809nm. При снижении температуры край поглощения будет смещаться в более коротковолновую область, в результате чего квантовая эффективность будет снижаться.



Рис.2.29 Световые ВАХ при 103К, ВАХ туннельных диодов для структуры А – (кривая 1) и структуры В – (кривая 2); однопереходных ФЭП – (кривая 3); двухкаскадных ФЭП с ТД типа *A* (кривая 4) и ФЭП с ТД типа *B* (кривая 5), двухкаскадные ФЭП (А) без учёта влияния ТД (кривая 6).



Рис.2.30 Зависимости ФФ (кривые 1-3) и КПД (кривые 4-6) от температуры, рассчитанные из экспериментальных световых ВАХ DJ1 (кривые 3, 6) и DJ2 (кривые 1, 4) и рассчитанных для DJ1 без учёта нелинейного участка ВАХ ТД

| N⁰ | Туре of ФЭП | P _{optic} ., | T , | Uoc, | I_{sc} , | Pelectr., | FF , | Eff, |
|------------|----------------------------|------------------------------|------------|------|------------|-----------|-------------|------|
| | | W/cm ² | K | V | mA | mW | % | % |
| | | | 103 | 2.5 | 13.6 | 24.1 | 71.2 | 42.4 |
| | Двухкаскадный | | 213 | 2.4 | 13.6 | 22.0 | 68.0 | 39.0 |
| | Φ ЭП (A) | | 253 | 2.3 | 14.1 | 21.4 | 67.0 | 38.0 |
| | | 298 | 2.2 | 14.4 | 20.0 | 63.0 | 35.2 | |
| 1 | Двухкаскадный | 40 | 103 | 2.8 | 13.7 | 32.0 | 85.0 | 56.1 |
| | Φ ЭП(A) без учёта | | 213 | 2.6 | 13.6 | 29.0 | 83.3 | 51.0 |
| влияния ТД | влияния ТД | | 253 | 2.4 | 14.3 | 28.4 | 83.0 | 50.0 |
| | | | 298 | 2.4 | 14.5 | 26.4 | 76.0 | 46.3 |
| 2 | Двухкаскадный | 92 | 103 | 2.8 | 31.1 | 78.0 | 88.0 | 58.2 |
| | | | 213 | 2.6 | 31.1 | 70.0 | 85.3 | 53.4 |
| | ФЭП (B) | | 253 | 2.5 | 32.9 | 69.0 | 83.0 | 53.0 |
| | | | 298 | 2.4 | 33.1 | 65.0 | 81.4 | 50.0 |

| Таблица №2. | 5. | Фотоэлектрические параметры | DJ1 | И | D, | J2 |
|-------------|----|-----------------------------|-----|---|----|----|
|-------------|----|-----------------------------|-----|---|----|----|

Одной из основных характеристик, которые оказывают влияние на такие

фотоэлектрические параметры как U_{oc} , $\Phi\Phi$ и КПД при изменении рабочей температуры МП Φ ЭП является прямая темновая ВАХ, а также токи насыщения (J_{0i}) и коэффициент неидеальности p-n перехода (A_i) соответствующие определённым механизмам транспорта носителей заряда в области ОПЗ. Известно, что токи насыщения, соответствующие рекомбинационному и диффузионному механизмам транспорта носителей, растут с увеличением температуры, этот факт приводит к снижению U_{oc} , $\Phi\Phi$ и КПД МП всех типов Φ ЭП, исследуемых в данной работе.

Согласно анализу, экспериментальных и расчётных фотоэлектрических параметров каскадный ФЭП с ТД типа A с нелинейностью на туннельном участке BAX, приводит в среднем к снижению FF на ~ 17% и КПД на 24% в исследованном температурном диапазоне.

При T=298К FF и КПД для ФЭП с ТД типа А соответственно составили 63.0% и 35.2%, для ФЭП с ТД типа В - 81.4% и 50.0%, а при Т = 103К FF и КПД для ФЭП с ТД типа А составили 71.2% и 42.4%, для ФЭП с ТД типа В 87.5% и 58.2%.

Выводы к Главе 2:

- AlGaAs:Si/n⁺⁺-GaAs:Si/p⁺⁺-GaAs:Be/pсоединительных 1. Выращены структуры АlGaAs:Ве ТД с наличием прилегающих BSF и FSF слоёв имитирующих широкозонное окно и тыльный потенциальный барьер МП ФЭП. Достигнутый уровень пикового значения плотности туннельного тока J_p = 513A/cm² позволяет использовать полученный ΤД для соединения каскадов В структурах многопереходных солнечных элементов. Наблюдающаяся нелинейность начального хода ВАХ объясняется влиянием потенциального барьера в изотипном p⁺⁺-p-p⁺гетеропереходе, ограничивающим активную область TД, вследствие неоптимального легирования ($N_A \le 2 \cdot 10^{18}$ cm⁻³) твердого раствора Al_{0.4}Ga_{0.6}As.
- Выполнено численное и экспериментальное исследование характеристик соединительных туннельных *p-i-n* диодов на основе n⁺⁺GaAs:Si/i-(GaAs/AlGaAs)/p⁺⁺Al_{0,2}Ga_{0,8}As:Be гетероструктуры без BSF и FSF слоёв.
- 3. Используя численное моделирование, установлено, что зависимость плотности пикового тока туннельного *p-i-n* диода от толщины *i*–слоя является немонотонной. Плотность пикового тока сначала возрастает, достигает максимума, а затем снижается из-за увеличения толщины потенциального барьера, через который туннелируют носители заряда. Выявлены факторы, влияющие на величину туннельного тока при изменении толщины *i* – слоя. Для рассмотренных модельных

p-i-n структур определена оптимальная толщина *i* – слоя, при которой плотность пикового тока достигает 280А/сm².

- Выращены n⁺⁺GaAs/i-(GaAs/AlGaAs)/p⁺⁺Al_{0,2}Ga_{0,8}As туннельные диоды со значениями плотности пикового тока ≥200А/сm². Получено достаточно хорошее согласование между расчётными и экспериментальными BAX туннельных диодов.
- 5. В температурном диапазоне (100-400) К выполнены исследования прямых вольтамперных характеристик n^{++} -GaAs-(δ Si)/i-(GaAs/Al_{0.2}Ga_{0.8}As)/p^{++}-Al_{0.2}Ga_{0.8}As-(δ Be) соединительных ТД двух типов структур, полученных методом МВЕ. Структура типа А содержала в себе перекомпенсированный «эффективный» *i* - слой толщиной ≤ 25 nm, образованный взаимодиффузией Si и Be при температуре эпитаксиального роста 500 °С. Структура типа В имела «эффективный» i – слой толщиной \leq 10 nm образованный аналогичным образом при температуре роста 450 °C. Согласно полученным результатам установлено, что при нагреве до 400 К для ТД структуры А наблюдается плавное снижение J_p , в то время, как для структуры В характерен линейный рост J_p. Для образцов ТД структуры А, изменение значения J_p составляет 7%, а для образцов ТД структуры В – 42%. Такая зависимость J_p от температуры для структуры А связана с тем что температурная диффузия преимущественно акцепторной примеси Be из p^{++} -Al_{0.2}Ga_{0.8}As-(δ Be) слоя в n^{++} -GaAs-(δ Si)/i-(GaAs/Al_{0.2}Ga_{0.8}As) область способствовала снижению степени легирования и вырождения n^{++} -GaAs-(δ Si) слоя ТД за счёт формирования перекомпенсированной Si и Ве области. Линейный рост J_p с температурой для структуры В обусловлен меньшей толщиной «эффективного» *i* – слоя, меньшей глубиной диффузии примеси Be в n⁺⁺-GaAs область и соответственно большим уровнем её легирования и вырождения.
- 6. Максимальные значения плотности пикового туннельного тока J_p ~ 220 A/cm² были получены для структуры A и ~ 150 A/cm² для структуры B при T = 300 K. Это может быть обусловлено как толщиной «эффективного» *i* слоя, так и уровнем локализованных примесных состояний, инициирующих резонансное туннелирование. Учёт вклада резонансного туннелирования в соединительных ТД может быть перспективным для создания высокоэффективных многопереходных фотоэлектрических преобразователей мощного лазерного излучения.
- 7. На основе анализа измеренных ВАХ установлено, что в температурном диапазоне от 100 до 400 К образцы ТД структуры А имеют значения дифференциального сопротивления $R_d = (0.58 - 0.34)$ mOhm·cm² и (0.58 - 0.42) mOhm·cm² для структуры В.

- Показано что на ВАХ п⁺-GaAs/n⁺⁺-GaAs/(i-GaAs/AlGaAs)/p⁺⁺-AlGaAs соединительных туннельных диодов с наличием значительной области (на толщине ≥10nm) перекомпенсации донорного и акцепторного профилей легирования атомами Si и Be, образованной в результате температурной диффузии примеси, при температурах ниже 200К при прямом напряжении смещения до U_{peak} присутствует область нелинейной (квазиэкспоненциальной) зависимости тока от напряжения.
- 9. При разработке многопереходных фотоэлектрических преобразователей мощного оптического излучения необходимо учитывать температурную диффузию примеси в высоколегированных слоях соединительных ТД. Препятствием к паразитной диффузии примеси может служить включение между высоколегированными слоями ТД нелегированного *i* - слоя с толщиной до 10 nm, а также снижение температуры эпитаксиального роста до 450 °C.
- $n^{++}-GaAs:(\delta Si)/p^{++}-Al_{0.4}Ga_{0.6}As:(C)$ n⁺⁺-GaAs:(δSi)/i-GaAs/p⁺⁺-10. Выращены И структуры ТД с наличием барьерных слоёв: n-Al_{0.6}Ga_{0.4}As:Si $Al_{0.4}Ga_{0.6}As:(C)$ толщиной 50nm и уровнем легирования N_d = 4·10¹⁸ cm⁻³ (FSF слой) и: p- $Al_{0.6}Ga_{0.4}As:Si$ толщиной 50nm и уровнем легирования $N_a = 1 \cdot 10^{19}$ cm³ (BSF слой). Согласно форме зависимости ВАХ n⁺⁺-GaAs:(δ Si)/i-GaAs/p⁺⁺-Al_{0.4}Ga_{0.6}As:(C) ТД в диапазоне от 0 до 100 mV не наблюдается нелинейности. Т.о. определён оптимальный уровень легирования BSF и FSF слоёв многопереходных фотоперобразователей, обеспечивающий отсутствие влияния встречных широкозонных слоёв на транспорт носителей заряда. Согласно измеренным ВАХ ТД видно, что включение *i*-GaAs (≥ 5·10¹⁴cm⁻³) с толщиной 7 nm между вырожденными n^{++} -GaAs:(δSi) (10 nm) и p^{++} -Al_{0,4}Ga_{0,6}As:(C) (10 nm) областями способствовало росту плотности J_p в ~10 раз. Полученные результаты качественно согласуются с результатами моделирования транспорта носителей заряда в p-i-n TД.
- 11. Согласно результатам по дополнительному температурному воздействию на эпитаксиальную пластину структуры n⁺⁺-GaAs:(δ Si)/i-GaAs/p⁺⁺-Al_{0.4}Ga_{0.6}As:(C), при температуре 580°C в течение 2 часов, что соответствует режиму роста последующих фотоактивных слоёв монолитных многопереходных фотопреобразователей, наблюдается рост максимального значения J_p на пластине на 30% от 1 A/cm² до 1.5 A/cm².
- 12. Экспериментально показано влияние на световую ВАХ двухкаскадного ФЭП наличия нелинейности на прямой ветви ВАХ n⁺⁺-GaAs/i-GaAs/i-AlGaAs/p⁺⁺-AlGaAs туннельного диода. Анализ световых ВАХ двухкаскадных ФЭП и ТД показал, что применение n⁺⁺-GaAs/i-GaAs/i-AlGaAs/p⁺⁺-AlGaAs соединительных ТД,

полученных при более низкой температуре роста (450°С) в структуре двухпереходных ФЭП обеспечивает более низкоомное соединение однопереходных AlGaAs/GaAs *p-i-n* ФЭП в структуре каскадного ФЭП.

- 13. При преобразовании лазерного излучения с плотностью мощности ≤ 90 W/cm² на длине волны 809nm двухкаскадным ФЭП на основе *p-i-n AlGaAs/GaAs* ФЭП и *n*⁺⁺-*GaAs/i-GaAs/i-AlGaAs/p*⁺⁺-*AlGaAs* ТД получены значения филфактора - 0,88 и КПД до 60% при температуре 103К.
- Основные экспериментальные результаты по исследованию вольт-амперных характеристик соединительных ТД и ФЭП представлены в [6А], [7А], [8А], [9А], [10А], [11А], [12А], [13А], [14А], [15А].

Заключение:

- Согласно проведённым исследованиям выявлена S-образность на форме прямых темновых и световых BAX InGaP/GaInAs/Ge фотопреобразователей при температурах ниже 200 К. Изменение формы BAX обусловлено влиянием туннельно-ловушечного механизма транспорта носителей заряда. Доминирование туннельно-ловушечного механизма транспорта носителей заряда в диапазоне плотности темновых токов от 1 mA/cm² до 100 mA/cm² ведёт к снижению фактора заполнения нагрузочной BAX и КПД InGaP/GaInAs/Ge фотопреобразователей.
- Согласно измеренным нагрузочным ВАХ исследованных GaInP/GaInAs/Ge ΦЭΠ с меньшим влиянием туннельно-ловушечного механизма транспорта при возбуждении излучением с спектром AM0 и интенсивности 0.1367W/cm² при температуре ~200K достигнут КПД ~34%.
- соединительных AlGaAs:Si/n⁺⁺-GaAs:Si/p⁺⁺-GaAs:Be/p-3. Выращены структуры AlGaAs:Ве ТД с наличием прилегающих BSF и FSF слоёв имитирующих широкозонное окно и тыльный потенциальный барьер МП ФЭП. Достигнутый уровень пикового значения плотности туннельного тока J_p = 513A/cm² позволяет использовать полученный ТД для соединения каскадов В структурах многопереходных солнечных элементов. Наблюдающаяся нелинейность начального хода ВАХ объясняется влиянием потенциального барьера в изотипном p⁺⁺-p-p⁺гетеропереходе, ограничивающим активную область TД, вследствие неоптимального легирования ($N_A \le 2 \cdot 10^{18}$ cm⁻³) твердого раствора Al_{0.4}Ga_{0.6}As.
- Выполнено численное и экспериментальное исследование характеристик соединительных туннельных *p-i-n* диодов на основе n⁺⁺GaAs:Si/i-(GaAs/AlGaAs)/p⁺⁺Al_{0,2}Ga_{0,8}As:Be гетероструктуры без BSF и FSF слоёв.
- 5. Используя численное моделирование, установлено, что зависимость плотности пикового тока туннельного *p-i-n* диода от толщины *i*–слоя является немонотонной. Плотность пикового тока сначала возрастает, достигает максимума, а затем снижается из-за увеличения толщины потенциального барьера, через который туннелируют носители заряда. Выявлены факторы, влияющие на величину туннельного тока при изменении толщины *i* – слоя. Для рассмотренных модельных *p-i-n* структур определена оптимальная толщина *i* – слоя, при которой плотность пикового тока достигает 280А/сm².
- Выращены п⁺⁺GaAs/i-(GaAs/AlGaAs)/p⁺⁺Al_{0,2}Ga_{0,8}As туннельные диоды со значениями плотности пикового тока ≥200А/ст². Получено достаточно хорошее согласование между расчётными и экспериментальными ВАХ туннельных диодов.

- 7. В температурном диапазоне (100-400) К выполнены исследования прямых вольтамперных характеристик n^{++} -GaAs-(δ Si)/i-(GaAs/Al_{0.2}Ga_{0.8}As)/p^{++}-Al_{0.2}Ga_{0.8}As-(\deltaBe) соединительных ТД двух типов структур, полученных методом МВЕ. Структура типа А содержала в себе перекомпенсированный «эффективный» *i* - слой толщиной ≤ 25 nm, образованный взаимодиффузией Si и Be при температуре эпитаксиального роста 500 °С. Структура типа В имела «эффективный» i – слой толщиной ≤ 10 nm образованный аналогичным образом при температуре роста 450 °C. Согласно полученным результатам установлено, что при нагреве до 400 К для ТД структуры А наблюдается плавное снижение J_p, в то время, как для структуры В характерен линейный рост J_p. Для образцов ТД структуры А, изменение значения J_p составляет 7%, а для образцов ТД структуры В – 42%. Такая зависимость J_p от температуры для структуры А связана с тем что температурная диффузия преимущественно акцепторной примеси Be из p^{++} -Al_{0.2}Ga_{0.8}As-(δ Be) слоя в n^{++} -GaAs-(δ Si)/i-(GaAs/Al_{0.2}Ga_{0.8}As) область способствовала снижению степени легирования и вырождения n^{++} -GaAs-(δ Si) слоя ТД за счёт формирования перекомпенсированной Si и Ве области. Линейный рост J_p с температурой для структуры В обусловлен меньшей толщиной «эффективного» *i* – слоя, меньшей глубиной диффузии примеси Be в n^{++} -GaAs область и соответственно большим уровнем её легирования и вырождения.
- 8. Максимальные значения плотности пикового туннельного тока J_p ~ 220 A/cm² были получены для структуры А и ~ 150 A/cm² для структуры В при T = 300 К. Это может быть обусловлено как толщиной «эффективного» *i* слоя, так и уровнем локализованных примесных состояний, инициирующих резонансное туннелирование. Учёт вклада резонансного туннелирования в соединительных ТД может быть перспективным для создания высокоэффективных многопереходных фотоэлектрических преобразователей мощного лазерного излучения.
- На основе анализа измеренных ВАХ установлено, что в температурном диапазоне от 100 до 400 К образцы ТД структуры А имеют значения дифференциального сопротивления R_d = (0.58 – 0.34) mOhm · cm² и (0.58 – 0.42) mOhm · cm² для структуры В.
- 10. Показано что на ВАХ n⁺-GaAs/n⁺⁺-GaAs/(i-GaAs/AlGaAs)/p⁺⁺-AlGaAs соединительных туннельных диодов с наличием значительной области (на толщине ≥10nm) перекомпенсации донорного и акцепторного профилей легирования атомами Si и Be, образованной в результате температурной диффузии примеси, при

температурах ниже 200К при прямом напряжении смещения до U_{peak} присутствует область нелинейной (квазиэкспоненциальной) зависимости тока от напряжения.

- 11. При разработке многопереходных фотоэлектрических преобразователей мощного оптического излучения необходимо учитывать температурную диффузию примеси в высоколегированных слоях соединительных ТД. Препятствием к паразитной диффузии примеси может служить включение между высоколегированными слоями ТД нелегированного *i* - слоя с толщиной до 10 nm, а также снижение температуры эпитаксиального роста до 450 °C.
- n^{++} -GaAs:(δ Si)/p^{++}-Al_{0.4}Ga_{0.6}As:(C) и n^{++} -GaAs:(δ Si)/i-GaAs/p^{++}-12. Выращены структуры ТД с наличием барьерных слоёв: n-Al_{0.6}Ga_{0.4}As:Si $Al_{0.4}Ga_{0.6}As:(C)$ толщиной 50nm и уровнем легирования $N_d = 4 \cdot 10^{18}$ cm⁻³ (FSF слой) и: p- $Al_{0.6}Ga_{0.4}As:Si$ толщиной 50nm и уровнем легирования $N_a = 1 \cdot 10^{19}$ cm⁻³ (BSF слой). Согласно форме зависимости ВАХ n⁺⁺-GaAs:(δ Si)/i-GaAs/p⁺⁺-Al_{0.4}Ga_{0.6}As:(C) ТД в диапазоне от 0 до 100 mV не наблюдается нелинейности. Т.о. определён легирования BSF и FSF слоёв оптимальный уровень многопереходных фотопреобразователей, обеспечивающий отсутствие влияния встречных широкозонных слоёв на транспорт носителей заряда. Согласно измеренным ВАХ ТД видно, что включение *i*-GaAs (≥ 5·10¹⁴cm⁻³) с толщиной 7 nm между вырожденными n^{++} -GaAs:(δSi) (10 nm) и p^{++} -Al_{0.4}Ga_{0.6}As:(C) (10 nm) областями способствовало росту плотности J_p в ~10 раз. Полученные результаты качественно согласуются с результатами моделирования транспорта носителей заряда в p-i-n ТД.
- 13. Согласно результатам по дополнительному температурному воздействию на эпитаксиальную пластину структуры n⁺⁺-GaAs:(δ Si)/i-GaAs/p⁺⁺-Al_{0.4}Ga_{0.6}As:(C), при температуре 580°C в течение 2 часов, что соответствует режиму роста последующих фотоактивных слоёв монолитных многопереходных фотопреобразователей, наблюдается рост максимального значения J_p на пластине на 30% от 1 A/cm² до 1,5 A/cm².
- 14. Экспериментально показано влияние на световую ВАХ двухкаскадного ФЭП наличия нелинейности на прямой ветви ВАХ n⁺⁺-GaAs/i-GaAs/i-AlGaAs/p⁺⁺-AlGaAs туннельного диода. Анализ световых ВАХ двухкаскадных ФЭП и ТД показал, что применение n⁺⁺-GaAs/i-GaAs/i-AlGaAs/p⁺⁺-AlGaAs соединительных ТД, полученных при более низкой температуре роста (450°C) в структуре двухпереходных ФЭП обеспечивает более низкоомное соединение однопереходных АlGaAs/GaAs p-i-n ФЭП в структуре каскадного ФЭП.

15. При преобразовании лазерного излучения с плотностью мощности ≤ 90 W/cm² на длине волны 809nm двухкаскадным ФЭП на основе *p-i-n AlGaAs/GaAs* ФЭП и *n*⁺⁺-*GaAs/i-GaAs/i-AlGaAs/p*⁺⁺-*AlGaAs* ТД получены значения филфактора – 0.88 и КПД до 60% при температуре 103К.
Условные обозначения и сокращения

ФЭП - солнечные элементы КА- космические аппараты СБ- солнечные батареи КПД- коэффициент полезного действия МП ФЭП – многопереходные фотопреобразователи ТД – туннельные диоды ОПЗ – область пространственного заряда ВАХ-вольт- пространственного заряда ВАХ-вольт-амперная характеристика ВКЭ-внешняя квантовая эффективность ВSF-тыльный потенциальный барьер FSF – фронтальный потенциальный барьер ВФХ-вольт-фарадная характеристика р⁺⁺/ n⁺⁺- обозначение высоколегированного (выше 10¹⁹ cm⁻³) слоя полупроводникового материала i- обозначение нелегированного слоя полупроводникового материала с собственным

типом проводимости

р/п-обозначение слаболегированного слоя полупроводникового материала (ниже 10¹⁸ cm⁻³)

Список использованной литературы:

[1] Carlos Algora, Ignacio Rey-Stolle, "Handbook of Concentrator Photovoltaic Technology", John Wiley & Sons Inc., 2016.

[2] Global Market Outlook for Solar Power 2023–2027, Solar Power Europe, formerly known as EPIA (2023). https://www.solarpowereurope.org/insights/outlooks/global-market-outlook-for-solar-power-2023-2027

[3] Контрош Л.В., Калиновский В.С., Кустов Т.В., Храмов А.В., Контрош Е.В., Оценка уменьшения негативного воздействия на окружающую среду при использовании фотовольтаических солнечных электростанций, энерго-ресурсоэффективность в интересах устойчивого развития, сборник научных трудов международной научной конференции. 2018. С. 114-116.

[4] ТЭК России: журнал Центрального диспетчерского управления топливноэнергетического комплекса / учредитель: Федеральное гос. унитарное предприятие "Центральное диспетчерское управление топливно-энергетического комплекса". - Москва: Редакция журнала, 2015, с. 13-15.

[5] Минэнерго – Презентация А.В. Новака «Итоги работы топливно - энергетического комплекса Российской Федерации в первом полугодии 2016 года».

[6] Миличко В.А., Шалин А.С., Мухин И.С., Ковров А.Э., Красин А.А., Виноградов А.В., Белов П.А., Симовский К.Р. Солнечная фотовольтаика: современное состояние и тенденции развития, том 186, №8, 2016.

[7]https://en.longi-solar.com

[8] Dimroth F et al. Prog. Photovolt. Res. Appl. 22 277 (2014).

[9] Алферов Ж.И., Андреев В.М., Румянцев В.Д.. Тенденции и Перспективы Развития Солнечной Фотоэнергетики // ФТП т. 38 (8) (2004) с. 937–949.

[10] E V Kontrosh, A V Malevskaya, N M Lebedeva, V S Kalinovskiy and V M Andreev, "Investigation of InGaP/Ga(In)As/Ge solar cells characteristics in the temperature range of 300 -80 K", Journal of Physics: Conference Series, Volume 690, 17th Russian Youth Conference on Physics of Semiconductors and Nanostructures, Opto- and Nanoelectronics (RYCPS 2015) 23–27 November 2015, St. Petersburg, Russia.

[11] John F. Geisz, Myles A. Steiner, Kevin L. Schulte, Matthew Young, Ryan M. France, and Daniel J. Friedman, "Six-junction concentrator solar cells", AIP Conference Proceedings 2012, 040004 (2018); <u>https://doi.org/10.1063/1.5053512</u>.

[12] US patent No.: US 2018/03115879 A1, November 1, 2018.

[13] Kalinovskii, V.S., Kontrosh, E.V., Klimko, G.V. *et al.* Development and Study of the p-i-n GaAs/AlGaAs Tunnel Diodes for Multijunction Converters of High-Power Laser Radiation. *Semiconductors* **54**, 355–361(2020). <u>https://doi.org/10.1134/S1063782620030112</u>.

[14] D.M. Murphy, "The scarlet solar array: technology validation and flight results, in Deep Space1 Technology Validation Report, AEC-Able Engineering Co., Inc., pp.1-19, (2001);

[15] M.F.Piszczor, M.J.O'Neil, M.Eskenazi, H.Brandhorst, "Stretched lensarray (SLA) photovoltaic concentrator hardware development and testing", in The Third World Conference on Photovoltaic Energy Conversion, 1, (Osaka, Japan, May 11–18, 2003), pp.845–848;

[16] C. Michel, J. Loicq, F. Languy, S. Habraken, "Optical study of a solar concentrator for space applications based on a diffractive/refractive optical combination", in Solar Energy Materials & Solar Cells, (Elsevier Science, 2014) 120, pp. 183-190;

[17] M. O'Neill, A.J. McDanal, H. Brandhorst, B. Spence, S. Iqbal, P. Sharps, C. McPheeters, J. Steinfeldt, M. Piszczor, M. Myers, "Space Photovoltaic Concentrator Using Robust Fresnel Lenses, 4-Junction Cells, Graphene Radiators, and Articulating Receivers", in Proceeding of IEEE 43th Photovoltaic Specialist Conference (PVSC), (Portland, Oregon, 2016) pp. 1337-1342;

[18] M. O'Neill, A.J. McDanal, M. Piszczor, M. Myers, P. Sharps, C. McPheeters, J. Steinfeldt, "Line-Focus and Point-Focus Space Photovoltaic Concentrators Using Robust Fresnel LΠnses, 4-Junction Cells, & Graphene Radiators", in Proceeding of IEEE 44th Photovoltaic Specialist Conference (PVSC), (Washington, DC, 2017), pp. 525- 530;

[19] Vitaliy S. Kalinovskii, Evgeniya A. Ionova, Alena V. Andreeva, Evgeny V. Kontrosh, and Vyacheslav M. Andreev, "Development and investigation of linear Fresnel lens for concentrator space solar arrays", AIP Conference Proceedings 2149, 070007 (2019); https://doi.org/10.1063/1.5124206.

[20] Патент RU184511U1, "Солнечный фотоэлектрический субмодуль", Контрош Е. В.,

Малевская А. В., Калиновский В. С., Румянцев В. Д., Андреев В. М., H01L 31/042 (2018.02). [21] Andreev, V.M., Grebenshchikova, E.A., Dmitriev, P.A. et al. Effect of postgrowth techniques on the characteristics of triple-junction InGaP/Ga(In)As/Ge solar cells. Semiconductors 48, 1217– 1221 (2014). <u>https://doi.org/10.1134/S1063782614090024</u>.

[22] Vitaly S. Kalinovsky, Elena A. Grebenshchikova, Pavel A. Dmitriev, Natalia D. Il'inskaya, Evgeny V. Kontrosh, Alexandra V. Malevskaya, Anna A. Usikova, and Viacheslav M. Andreev, "Photoelectric characteristics of InGaP/Ga(In)As/Ge solar cells fabricated with a single-stage wet chemical etching separation process", AIP Conference Proceedings 1616, 326 (2014); https://doi.org/10.1063/1.4897088.

[23] William Shockley (Jul 1949). "The Theory of p-n Junctions in Semiconductors and p-n Junction Transistors". The Bell System Technical Journal. 28 (3): 435–489.. Equation 3.13 on page 454.

[24] A. G. Chynoweth, W. L. Feldmann, and R. A. Logan, "Excess tunnel current in silicon Esaki junctions," Phys. Rev., vol. 121, no. 3, pp. 684–694, Feb. 1961.

[25] C. T. Saha, R. N. Noyce and W. Shockley, "Carrier Generation and Recombination in p-n Junctions and p-n Junction Characteristics," Proceedings of the IRE, Vol. 45, No. 9, 1957, pp. 1228-1243. DOI:10.1109/JRPROC.1957.278528

[26] V.M. Andreev, V.S. Kalinovsky, V.V. Evstropov, V.M. Lantratov, P.V. Pokrovsky , Proceeding of 25th European PV Solar Energy Conference and Exhibition, Valencia, Spain, 2010, pp. 979-985.

[27] V.S.Kalinovsky, V.V.Evstropov, V.M.Lantratov, M.A.Mintairov, 24th European PV Solar Energy Conference and Exhibition, Hamburg, Germany, 2009, pp. 733.

[28] В.М. Андреев, В.В. Евстропов, В.С. Калиновский, В.М. Лантратов, В.П. Хвостиков, "Токопрохождение и потенциальная эффективность (КПД) солнечных элементов на основе p – n-переходов из GaAs и GaSb" Физика и техника полупроводников, 2009, том 43, вып. 5. [29] Vitaly S. Kalinovsky, Evgeny V. Kontrosh, Pavel A. Dmitriev, Pavel V. Pokrovsky, Alexander V. Chekalin, and Viacheslav M. Andreev, "Current flow and efficiencies of concentrator InGaP/GaAs/Ge solar cells at temperatures below 300K", AIP Conference Proceedings 1616, 8 (2014); https://doi.org/10.1063/1.4897017.

[30] Андреев В. М., Грилихес В. А., Румянцев В. Д. «Фотоэлектрическое преобразование концентрированного солнечного излучения.»— Л.: Наука, 1989. - 310 с.

[31] F. Dimroth, T. N. D. Tibbits, M. Niemeyer, F. Predan, P. Beutel, C. Karcher, E. Oliva, G. Siefer, D. Lackner, P. Fuß-Kailuweit, A. W. Bett, R. Krause, C. Drazek, E. Guiot, J. Wasselin, A. Tauzin, and T. Signamarcheix, "Four-junction waferbonded concentrator solar cells," IEEE Journal of Photovoltaics, vol. 6, no. 1, pp. 343–349, Jan. 2016.

[32] P. T. Chiu, D.C. Law, R. L. Woo, S. B. Singer, D. Bhusari, W. D. Hong, A. Zakaria, J. Boisvert, S. Mesropian, R. R. King, and N. H. Karam, "35.8% space and 38.8% terrestrial 5J direct bonded cells," in 40th IEEE Photovoltaic Specialist Conference, Denver, CO, pp. 0011–0013, Jun. 2014.

[33] R. Hoheisel and A. W. Bett, "Experimental Analysis of Majority Carrier Transport Processes at Heterointerfaces in Photovoltaic Devices", IEEE JOURNAL OF PHOTOVOLTAICS, VOL. 2, NO. 3, JULY 2012.

[34] G. Vincent, A. Chantre, and D. Bois, "Electric field effect on the thermal emission of traps in semiconductor junctions," J. Appl. Phys., vol. 50, pp. 5484–5487, 1979.

[35] G.M.M.W.Bissels, M.A.H.Asselbergs, G.J.Bauhuis, P.Mulder, E.J.Haverkamp, E.Vlieg, J.J. Schermer, Anomalous IV-characteristics of a GaAs solar cell under high irradiance, Solar Energy Materials & Solar Cells 104 (2012) 97–101.

[36] J. M. Olson, M. A. Steiner, and A. Kanevce, Using Measurements of Fill Factor at High Irradiance to Deduce Heterobarrier Band Offsets, PVSC 37, Seattle, Washington, June 19-24, 2011

[37] S. Kasimir Reichmuth, Henning Helmers, Simon P. Philipps, Michael Schachtner, Gerald Siefer and Andreas W. Bett, "On the temperature dependence of dual-junction laser power converters", Prog. Photovolt: Res. Appl. 2017; 25:67–75.

[38] Henning Helmers, Michael Schachtner, Andreas W.Bett, "Influence of temperature and irradiance on triple-junction solar sub cells", Solar Energy Materials & Solar Cells 116 (2013) 144–152.

[39] US patent No.: US 2018/03115879 A1, November 1, 2018.

[40] W. Walukiewicz. Phys. B: Condens. Matter, 302-303, 123 (2001).

[41] W. Walukiewicz. Mater. Sci. Engin. B, 66, 39 (1999).

[42] H. Satoh, T. Imai. Jpn. J. Appl. Phys., 7 (8), 875 (1968).

[43] E.F. Schubert, J.M. Kuo, R.F. Kopf, H.S. Luftman, L.C. Hopkins, N.J. Sauer. J. Appl. Phys., **67** (4), 1969 (1990).

[44] D.L. Miller, P.M. Asbeck. J. Appl. Phys., 57, 1816 (1985).

[45] P. Enquist, G.W. Wicks, L.F. Eastman, C. Hitzman. J. Appl. Phys., 58, 4130, (1985).

[46] W. Guter and A. W. Bett, "I–V Characterization of Tunnel Diodes and Multijunction Solar Cells", IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 53, no. 9, September 2006.

[47] A.B. Crist'obal L'opez et al., "Next Generation of Photovoltaics", (Springer Series in Optical Sciences 165, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2012), DOI 10.1007/978-3-642-

23369-2 2.

[48] K. A. Bertness, D. J. Friedman and J. M. Olson, "Tunnel junction interconnects in GaAsbased multijunction solar cells," Proceedings of 1994 IEEE 1st World Conference on Photovoltaic Energy Conversion - WCPEC (A Joint Conference of PVSC, PVSEC and PSEC), Waikoloa, HI, 1994, pp. 1859-1862 vol.2.

[49] ATLAS User's Manual (Santa Clara, CA, Nov. 2015).

[50] M. Baudrit, C. Algora. IEEE Trans. Electron Dev., 57 (11), 2564 (2010).

[51] M. Hermle, G. Lertay, S.P. Philipps, A.W. Bett. Prog. Photovolt.: Res. Appl., **16**, 409 (2008).

[52] L. Esaki. IEEE Trans. Electron Dev., Ed-23 (7), 644 (1976).

[53] M. Oehme, M. ^{*}Sarlija, D. H["]ahnel, M. Kaschel, J. Werner, E. Kasper. IEEE Trans. Electron Dev., **57** (11), 2857 (2010).

[54] T.P. Brody. J. Appl. Phys., **33** (1), 100 (1962).

[55] G. Wentzel. Zeits. f. Phys., 38, 518 (1926).

[56] H.A. Kramers. Zeits. f. Phys., 39, 828 (1926).

[57] L. Brillouin. Comptes Rendus, 183 (1), 24 (1926).

[58] И.И. Абрамов, И.А. Гончаренко, Н.В. Коломейцева. ФТП, **41** (11), 1391 (2007).

[59] В.А. Богданова, Н.А. Давлеткильдеев, Н.А. Семиколенова, Е.Н. Сидоров. ФТП, **36** (4), 407 (2002).

[60] А.А. Пастор, У.В. Прохорова, П.Ю. Сердобинцев, В.В. Чалдышев, М.А. Яговкина. ФТП, **47** (8), 2 (2013).

[61] S. M. Sze, Physics of Semiconductor Devices, 2nd edition, (John Wiley and Sons, New York, 1981), p. 255.

[62]Michiharu Tabe, Hoang Nhat Tan, Takeshi Mizuno, Manoharan Muruganathan, Le The Anh, Hiroshi Mizuta, Ratno Nuryadi, and Daniel Moraru, Appl. Phys. Lett. 108. 093502 (2016). https://doi.org/10.1063/1.4943094

[63]Esaki L. Phys. Rev. 109. 603 (1957).

[64]Savchenko A. K., Kuznetsov V. V., Woolfe A., Mace D. R., Pepper M., Ritchie D. A., and Jones G. A. C. Phys. Rev. B 52. R17021 (1995).

[65] Larkin A. I., Matveev K. A., Eksp Zh.. Teor. Fiz. 93, 1030 (1987).

[66] Jandieri K., Baranovskii S. D., Rubel O., Stolz W., Gebhard F., Guter W., Hermle M., Bett A. W. J. Appl. Phys. 104 094506 (2008).

[67] Prabhudesai G., Muruganathan M., Anh L.T., Mizuta H., Hori M., Ono Y., Tabe M., Moraru D. Single-charge band-to-band tunneling via multiple-dopant clusters in nanoscale Si Esaki diodes, Applied Physics Letters. 114. 243502 (2019).

[68] Prabhudesai G., Yamaguchi K., Tabe M., Moraru, D. Coulomb-Blockade Charge-Transport Mechanism in Band-to-Band Tunneling in Heavily-Doped Low-Dimensional Silicon Esaki Diodes, 2020 IEEE Silicon Nanoelectronics Workshop. (2020). 109-110.

[69] Saha S., Biswas K., Hasan M. Temperature comparison of GaAs/AlGaAs based double barrier resonant tunneling diode considering NEGF, 2017 4th International Conference on Advances in Electrical Engineering (ICAEE). (2017). 44-47.

[70] Lumb, M.P., González, M., Yakes, M.K., Affouda, C.A., Bailey, C.G., & Walters, R.J. High temperature current–voltage characteristics of InP-based tunnel junctions, Progress in Photovoltaics: Research and Applications. 23, (2015). 773 - 782.

[71] Niu Jin, Sung-Yong Chung, Ronghua Yu, Sandro J. Di Giacomo, Paul R. Berger, and Phillip

E. Thompson, "RF Performance and Modeling of Si/SiGe Resonant Interband Tunneling Diodes", IEEE Transactions on electron devices, **52**, (10), (2005).

[72] M. W. Dashiell, James Kolodzey, P. Crozat, F. Aniel, and J.-M. Lourtioz, Microwave Properties of Silicon Junction Tunnel Diodes Grown by Molecular Beam Epitaxy, IEEE Electron device letters, **23**, (6), (2002).

[73] El-Basit, W.A., Awad, Z.I., Kamh, S.A., & Soliman, F.A. (2020). Temperature dependence of backward tunnel diode oscillator circuit. Microelectron. J., 99, 104756.

Список работ, опубликованных автором по теме исследования

[1A] Andreev, V.M., Grebenshchikova, E., Dmitriev, P.A., Ilinskaya, N.D., Kalinovsky, V.S., Kontrosh, E.V., Malevskaya, A.V., & Usikova, A.A. (2014). Effect of postgrowth techniques on the characteristics of triple-junction InGaP/Ga(In)As/Ge solar cells. Semiconductors, 48, 1217-1221.

[2A] Vitaly S. Kalinovsky, Elena A. Grebenshchikova, Pavel A. Dmitriev, Natalia D. Il'inskaya, Evgeny V. Kontrosh, Alexandra V. Malevskaya, Anna A. Usikova, and Viacheslav M. Andreev, "Photoelectric characteristics of InGaP/Ga(In)As/Ge solar cells fabricated with a single-stage wet chemical etching separation process", AIP Conference Proceedings 1616, 326 (2014); https://doi.org/10.1063/1.4897088.

[3A] Kalinovskii V.S., Kontrosh E.V., Grebenshchikova E.A., Andreev V.M., Mesa Architecture and Efficiency of InGaP/Ga(In)As/Ge Solar Cells. Tech. Phys., v.67, 3, 2022, p. 234 – 241, http://dx.doi.org/10.1134/S1063784221070057

[4A] E. V. Kontrosh, A. V. Malevskaya, N. M. Lebedeva, V. S. Kalinovskiy and V. M. Andreev, "Investigation of InGaP/Ga(In)As/Ge solar cells characteristics in the temperature range of 300 -80 K", Journal of Physics: Conference Series, Volume 690, 17th Russian Youth Conference on Physics of Semiconductors and Nanostructures, Opto- and Nanoelectronics (RYCPS 2015) 23–27 November 2015, St. Petersburg, Russia.

[5A] Vitaly S. Kalinovsky, Evgeny V. Kontrosh, Pavel A. Dmitriev, Pavel V. Pokrovsky, Alexander V. Chekalin, and Viacheslav M. Andreev, "Current flow and efficiencies of concentrator InGaP/GaAs/Ge solar cells at temperatures below 300K", AIP Conference Proceedings 1616, 8 (2014); <u>https://doi.org/10.1063/1.4897017</u>.

[6A] Klimko, G.V., Komissarova, T.A., Sorokin, S.V., Kontrosh, E.V., Lebedeva, N., Usikova, A.A., Il'inskaya, N.D., Kalinovskii, V.S., & Ivanov, S. (2015). MBE-grown GaAs:Si/GaAs:Be tunnel diodes for multijunction solar cells. Technical Physics Letters, 41, 905-908.

[7A] Kalinovskii V.S., Kontrosh E.V., Klimko G.V. et al. Development and Study of the p–i–n GaAs/AlGaAs Tunnel Diodes for Multijunction Converters of High-Power Laser Radiation. Semiconductors 54, 355–361 (2020). <u>https://doi.org/10.1134/S1063782620030112</u>

[8A] Evgeny V. Kontrosh, Vladimir V. Lebedev, Vitaliy S. Kalinovsky, Grigory V. Klimko, and Viacheslav M. Andreev, "Influence of adjacent isotype layers on the characteristics of n⁺⁺-GaAs/i-GaAs/i-AlGaAs/p⁺⁺-AlGaAs tunnel diodes", AIP Conference Proceedings 2298, 020004 (2020) https://doi.org/10.1063/5.0032144

[9A] Kontrosh E.V., Lebedev V.V. Klimko, G.V. Kalinovskii V.S. & Andreev, V.M. (2020). Investigation of characteristics of GaAs/AlGaAs p-i-n connecting tunnel diodes. Journal of Physics: Conference Series, 1697

[10A] Kontrosh E.V., Klimko G.V., Kalinovskii V.S., Yuferev V.S., Vaulin N.V., & Ya Ber,
B. (2021). Current—voltage characteristics of connecting tunnel diodes at temperature heating up to 80°C. Journal of Physics: Conference Series, 2103.

[11A] Kontrosh E. V., Kalinovskii V. S., Klimko G. V., Ber B. Ya., Prudchenko K. K., Tolkachev I. A., Kazantsev D. Yu., Temperature characterization of GaAs/AlGaAs connecting tunnel diodes, St. Petersburg State Polytechnical University Journal. Physics and Mathematics. 16 (4) (2023) 30–

41. DOI: https://doi.org/10.18721/JPM.16403

[12А] В.С. Калиновский, Н.А. Малеев, Е. В. Контрош, И.А. Толкачев, В.М. Устинов и др. Туннельные диоды n⁺⁺GaAs:(δSi)/p ⁺⁺ Al_{0.4}Ga_{0.6}As:(C) для соединительных элементов многопереходных лазерных фотопреобразователей, Письма в ЖТФ, 2024, том 50, вып. 7, с. 39-42

[13A] Kalinovskii V.S., Kontrosh E.V., Klimko G.V., Tabarov T.S., Ivanov S.V., Andreev V.M., The Effect of Charge Transport Mechanisms on the Efficiency of AlxGa1-xAs/GaAs Photodiodes. Tech. Phys. Lett., v.44, 11, 2018, p. 1013 - 1016

http://dx.doi.org/10.1134/S1063785018110214

[14A] Kalinovskiy V.S., Kontrosh E.V. Gusev G.A., Sumarokov A.N., Klimko G.V., Ivanov S.V., Yuferev V.S., Tabarov T.S., Andreev V.M., Study of PV characteristics of AlxGa1-xAs/GaAs photodiodes. J. Phys.: Conf. Ser., v.993, 1, В книге (сборнике): 19TH RUSSIAN YOUTH CONFERENCE ON PHYSICS OF SEMICONDUCTORS AND NANOSTRUCTURES, OPTO-AND NANOELECTRONICS, 2018, ArtNo: #01202919th Russian Youth Conference on Physics of Semiconductors and Nanostructures, Opto- and Nanoelectronics; St.Petersburg, Russian Federation; 27 November to 1 December 2017, <u>http://dx.doi.org/10.1088/1742-6596/993/1/012029</u>

[15A] Kontrosh, E.V., Kalinovskii, V.S., Klimko, G.V., Vaulin, N.V., & Ya Ber, B. (2021). Characteristics of double-cascade photodiodes based on p-i-n AlGaAs/GaAs diodes connected by n++-GaAs/i-GaAs/i-AlGaAs/p++-AlGaAs tunnel diodes. Journal of Physics: Conference Series, 1851.