

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

На правах рукописи

Минтаиров Михаил Александрович

АНАЛИЗ СВЯЗЕЙ ВОЛЬТ-АМПЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК И  
ФОТОВОЛЬТАИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ МНОГОПЕРЕХОДНЫХ  
СОЛНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

1.3.11 - физика полупроводников

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание учёной степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
к. ф.-м. н. Калужный Н.А.

Санкт-Петербург

2024

<b>Введение</b>	<b>4</b>
Актуальность темы исследования и степень её разработанности	4
Цели и задачи работы	5
Научная новизна	7
Теоретическая и практическая значимость работы	8
Методология и методы исследования	9
Положения, выносимые на защиту	10
Степень достоверности и апробация результатов	11
<b>ГЛАВА 1. Основные проблемы анализа фотовольтаических характеристик многопереходных солнечных элементов (литературный обзор)</b>	<b>12</b>
1.1. Характеристики однопереходных солнечных элементов и принципы формирования их фотовольтаических характеристик	12
1.1.1. Основные принципы работы однопереходных полупроводниковых ФЭП	12
1.1.2. Последовательное сопротивление полупроводниковых ФЭП	15
1.1.3. Вольт-амперная характеристика p-n перехода (двухдиодная модель) и фотовольтаические параметры ФЭП.	18
1.1.4. Соединительная и генераторная ВАХ и базовая эквивалентная электрическая схема однопереходного ФЭП	21
1.1.5. Спектральная характеристика фотоответа однопереходных ФЭП	27
1.1.6. Фундаментальные потери при преобразовании световой энергии в электрическую	30
1.1.7. Преобразование концентрированного солнечного излучения, фотовольтаические характеристики	32
1.2. Проблемы формирования фотовольтаических характеристик многопереходных солнечных элементов	34
1.2.1. Оптимизация поглощения солнечного спектра за счёт использования многопереходных солнечных элементов	34
1.2.2. Виды многопереходных солнечных элементов	36
1.2.3. Проблемы формирования ВАХ и фотовольтаических характеристик многопереходных солнечных элементов	41
1.2.4. Влияние на характеристики МП СЭ эффекта люминесцентной связи	46
1.2.5. Влияние туннельных диодов на характеристики МП СЭ	49
1.2.6. Заключение	51
<b>ГЛАВА 2. Фотовольтаические характеристики субэлементов МП СЭ (генераторная часть)</b>	<b>54</b>
2.1. Сегментный подход описания ВАХ и ФВ характеристик МП СЭ	54
2.1.1. Общий принцип сегментации ВАХ и ФВ характеристик ОП и МП СЭ	54
2.1.2. Сегментность ФВ характеристик МП СЭ и добавочное напряжение дисбаланса	56
2.1.3. Применение сегментного подхода к GaInP/GaAs/Ge МП СЭ	58
2.2. Описание влияния оптической (люминесцентной) связи на ВАХ и фотовольтаические характеристики МП СЭ.	62

2.2.1. Общее описание электролюминесцентных процессов в МП СЭ	62
2.2.2. Наведённый люминесцентный ток	66
2.2.3. Вольт-амперная характеристика МП СЭ с учётом люминесцентной связи	69
2.2.4. Определение потерь, связанных с дисбалансом фотогенерированных токов субэлементов МП СЭ	74
<b>ГЛАВА 3. Соединительная часть многопереходных солнечных элементов</b>	<b>79</b>
3.1. Туннельные диоды	80
3.1.1. Фотоактивные и пассивные туннельные диоды	80
3.1.2. Конструкция соединительной части МП СЭ и эффект встречной фото-эдс	83
3.1.3. Описание принципов формирования Voc-Jg зависимости МП СЭ при фотоактивных туннельных диодах	88
3.1.3. Описание резистивного вклада в соединительную часть фотоактивных и пассивных туннельных диодов	90
3.2. Гетероинтерфейсы	93
3.2.1. Влияние высокорезистивных гетероинтерфейсов на фотовольтаические характеристики СЭ	93
3.2.2. ВАХ и основные признаки высокорезистивного гетероинтерфейса	96
3.2.3. Структуры для исследования и оптимизации высокорезистивных гетероинтерфейсов в структурах МП СЭ	99
3.3. Резистивные потери в МП СЭ	105
3.3.1. Применение модели сосредоточенного сопротивления для случая МП СЭ	106
3.3.2. Применение распределенных электрических схем для описания резистивных потерь МП СЭ	115
3.3.3. Влияние количества субэлементов на процессы растекания тока и на сосредоточенный эквивалент последовательного сопротивления	122
<b>ГЛАВА 4. Проблемы получения и анализа ВАХ и ФВ зависимостей МП СЭ</b>	<b>128</b>
4.1. Применимость многодиодных моделей для описания ВАХ и ФВ характеристик МП СЭ	129
4.1.1. Анализ световых ВАХ МП СЭ	129
4.1.2. Анализ основных ФВ характеристик МП СЭ	135
4.1.3. Влияние люминесцентной связи на ВАХ и связанные с ней ФВ характеристики	139
4.2. Электролюминесцентный метод получения ВАХ генераторной части СЭ	146
4.2.1 Электролюминесценция p-n перехода и ВАХ МП СЭ (сущность метода)	147
4.2.2 Получение ВАХ генераторной части МП СЭ	148
<b>Заключение</b>	<b>155</b>
<b>Список литературы</b>	<b>157</b>

## Введение

### Актуальность темы исследования и степень её разработанности

В последние десятилетия ведётся активная работа по созданию и развитию приборов, преобразующих энергию Солнца в электрическую — солнечных элементов (СЭ). Современная промышленность выпускает различные СЭ, отличающиеся своими утилитарными характеристиками, стоимостью и областью применения (для наземного или космического использования). При этом на данный момент потенциал солнечных элементов реализован не полностью, а их эффективность (КПД) значительно отстаёт от теоретического предела. Это определяет актуальность научно-исследовательских работ по разработке технологий создания и совершенствованию конструкций СЭ. Одним из наиболее перспективных путей достижения предельных значений эффективности преобразования солнечной энергии в электрическую является подход по созданию СЭ с несколькими p-n переходами, сформированными в полупроводниковых материалах с различной шириной запрещенной зоны — многопереходных (МП) солнечных элементов. За счёт более оптимального преобразования энергии солнечного излучения такие приборы обладают большей эффективностью, которая на данный момент приближается к 50%.

Исследование и разработка новых конструкций СЭ требует глубокого анализа их вольт-амперных характеристик (ВАХ) и получаемых из них фотовольтаических (ФВ) параметров. К таким параметрам обычно относятся

фотогенерированный ток, напряжение холостого хода, напряжение и ток оптимальной нагрузки. В случае концентраторной фотовольтаики особую значимость имеет анализ зависимостей ФВ параметров от кратности мощности падающего излучения или от величины фотогенерированного (ФГ) тока. Такие зависимости в данной работе называются фотовольтаическими.

Многолетние исследования однопереходных СЭ выделили ряд строгих связей между фотовольтаическими зависимостями и вольт-амперными характеристиками, а также факторы, влияющие на них. Однако для структур с несколькими р-п переходами (субэлементами) характер этих связей усложняется, что связано с эффектами, свойственными только МП СЭ. К таким эффектам относятся: дисбаланс фотогенерированных токов, заключающийся в том, что субэлементы могут вырабатывать разные по величине ФГ токи; эффект люминесцентной связи (ЛС), вызванный тем, что электролюминесцентное излучение одного субэлемента может наводить дополнительные ФГ токи в другом субэlemente и эффект встречной фото-эдс, которую могут вырабатывать соединительные туннельные диоды (ТД), включенные в структуру МП СЭ. Анализ литературы выявил отсутствие как комплексного исследования взаимного поведения вольт-амперных и фотовольтаических характеристик МП СЭ, так и системного описания влияния на эти характеристики перечисленных выше эффектов. Необходимость создания такого описания на основе комплексного исследования, перспективность объекта исследования, а также активно развивающееся в фотовольтаике направление многопереходных солнечных элементов определили актуальность работы.

## Цели и задачи работы

Основной целью работы было исследовать влияние различных структурных особенностей МП СЭ на их вольт-амперные характеристики и ФВ

зависимости, разработать методы анализа эффектов, свойственных МП СЭ, ввести параметры, которые позволят численно описывать регистрируемые особенности и эффекты.

Выполнение работы позволило решить следующие задачи:

1. Определить фундаментальные причины нарушения базовой сдвиговой связи между темновой и световыми ВАХ, заключающуюся в том, что световые ВАХ могут быть получены путём смещения темновой ВАХ на величину ФГ тока.
2. Описать влияние дисбаланса ФГ токов на ФВ параметры МП СЭ, определяемые режимами холостого хода и оптимальной нагрузки.
3. Определить вклад люминесцентной связи в дисбаланс ФГ токов и проанализировать её влияние на ВАХ и ФВ зависимости МП СЭ.
4. Описать особенности световых ВАХ и ФВ зависимостей напряжения холостого хода от ФГ тока, вызванные генерацией в ТД встречной фото-эдс.
5. Исследовать отличительные особенности влияния на ВАХ МП СЭ туннельных диодов с низким пиковым током, а также гетероинтерфейсов, обладающих нелинейной ВАХ.
6. Исследовать влияние на резистивную составляющую ВАХ МП СЭ процесса растекания тока между полосками лицевого металлического контакта.
7. Разработать экспериментальные методы получения генераторной части ВАХ МП СЭ, т.е. суммарной ВАХ и р-п переходов, генерирующих полезную энергию, в которой исключено падение напряжения на соединительных элементах гетероструктуры.
8. Разработать сегментную модель МП СЭ, с учетом всех присущих им эффектов, позволяющую аппроксимировать их ВАХ и ФВ зависимости.

## Научная новизна

В работе получен ряд результатов, обладающих научной новизной:

1. Установлено, что эффект дисбаланса токов, фотогенерированных в субэлементах МП СЭ можно описать добавочным напряжением дисбаланса, величина которого определяется диодным коэффициентом р-п перехода субэлемента с наибольшим ФГ током, и коэффициентом дисбаланса, равным отношению избыточного ФГ тока к наименьшему. Показано, что для режимов напряжения холостого хода и оптимальной нагрузки соответствующие добавочные напряжения дисбаланса являются константами.
2. Обнаружено, что в случае дисбаланса ФГ токов между ВАХ, полученными при разной кратности солнечного излучения, нарушается базовая сдвиговая связь, заключающаяся в том, что ВАХ переходят друг в друга при их смещении на разницу ФГ тока.
3. Обнаружено, что при дисбалансе ФГ токов эффект люминесцентной связи субэлементов МП СЭ всегда уменьшает величину добавочного напряжения дисбаланса (в предельных случаях влияние эффекта сводится к уменьшению коэффициента дисбаланса).
4. Установлено, что при балансе ФГ токов наведённые внутренней электролюминесценцией токи (эффект ЛС) не влияют на базовую сдвиговую связь между ВАХ, полученными при разной концентрации падающего излучения.
5. Установлена связь между нелинейными особенностями ВАХ в районе точки напряжения холостого хода и их проявлением на ФВ зависимостях, вызванных наличием в структурах МП СЭ неоптимизированных

туннельных диодов, высокорезистивных гетероинтерфейсов или генерацией туннельными диодами (ТД) встречной фото-эдс.

6. Установлено, что эффект встречной фото-эдс в ТД, пиковый ток которых значительно превосходит ток оптимальной нагрузки СЭ, проявляется на ВАХ как незначительно зависящее от уровня освещения сосредоточенное последовательное сопротивление.
7. Обнаружено, что с ростом числа субэлементов МП СЭ увеличивается равномерность растекания тока между контактами, что приводит к уменьшению резистивных потерь для режима оптимальной нагрузки.
8. Разработан сегментный подход описания ВАХ и ФВ зависимостей МП СЭ, учитывающий влияние всех исследуемых в работе эффектов, влияющих на ВАХ МП СЭ и предложены экспериментальные методы определения параметров сегментированной ВАХ.
9. Предложен и экспериментально апробирован метод получения ВАХ генераторной части МП СЭ (ВАХ, включающая в себя только сумму ВАХ  $p$ - $n$  переходов, генерирующих полезную энергию), основанный на измерении взаимозависимости трёх величин «ток»–«напряжение»–«интенсивность электролюминесценции». Показано, что на результаты метода не влияют эффекты встречной фото-эдс, люминесцентной связи, а также резистивные потери на последовательном сопротивлении МП СЭ.

## Теоретическая и практическая значимость работы

Проведённый в работе анализ вольт-амперных характеристик СЭ позволил выделить ряд закономерностей, свойственных структурам многопереходных фотопреобразователей любого типа, предложить общие принципы анализа ВАХ и ФВ зависимостей МП СЭ.

В практическом плане полученные результаты позволяют проводить комплексный анализ основных характеристик МП СЭ с учетом свойственных им эффектов, проводить численную характеризацию этих эффектов, а также выявлять структурные особенности (в том числе отдельных субэлементов), которые могут быть оптимизированы для улучшения утилитарных параметров МП СЭ. Это востребовано при оптимизации конструкций МП СЭ, и особенно при разработке новых структурных концепций. Полученные результаты не привязаны к конкретному типу МП СЭ, количеству входящих в его состав субэлементов, а также спектральному составу преобразуемого излучения.

## Методология и методы исследования

Основным объектом исследования являются ВАХ СЭ, полученные при разной кратности падающего излучения различного спектрального состава (в основном, солнечного излучения AM1.5G). Основные выводы исследования базируются на большом массиве экспериментальных данных для структур фотопреобразователей, исследуемых при разработке высокоэффективных GaInP/GaAs/Ge трёхпереходных СЭ. Такие структуры, кроме трёхпереходных GaInP/GaAs/Ge, включают в себя и однопереходные ФЭП с p-n переходами Ge, GaAs, GaInP и двухпереходные GaInP/GaAs и GaAs/Ge СЭ.

Часть результатов исследований была верифицирована путём применения предложенных модельных представлений для анализа экспериментальных характеристик МП СЭ, со структурными особенностями, позволяющими регистрировать исследуемые свойства. Другие результаты верифицированы при сравнительном анализе характеристик специализированных структур МП СЭ (содержащих умышленные структурные различия), структур однопереходных СЭ и структур без p-n переходов. При этом во всех случаях выбор исследовательских структур и условий измерений

экспериментальных характеристик производился таким образом, чтобы максимально обобщить полученные результаты для любого вида многопереходных фотопреобразователей.

### Положения, выносимые на защиту

1. При дисбалансе фотогенерированных токов в многопереходном солнечном элементе фотовольтаические параметры, определяемые режимами холостого хода и оптимальной нагрузки (включая эффективность и фактор заполнения ВАХ), сохраняют логарифмическую зависимость от фотогенерированного тока. При этом световые ВАХ не сохраняют логарифмический вид и не совпадают с темновой ВАХ при их смещении на величину фотогенерированного тока.
2. Эффект люминесцентной связи при балансе фотогенерированных токов, индуцированных внешним освещением, сохраняет базовую связь между темновой и световыми ВАХ, заключающуюся в том, что световые ВАХ могут быть получены путём смещения темновой ВАХ на величину фотогенерированного тока. При дисбалансе эффект люминесцентной связи понижает добавочное напряжение дисбаланса.
3. Величина пикового тока туннельного р-п перехода критично влияет на эффект встречной фото-эдс: чем больше пиковый ток, тем меньше величина встречной фото-эдс. Если величина фотогенерированного тока солнечного элемента меньше, чем разность пикового тока и фотогенерированного тока туннельного диода, то эффект встречной фото-эдс проявляется на ВАХ как линейное последовательное сопротивление, незначительно зависящее от интенсивности освещения. Если величина фотогенерированного тока больше указанной разности, происходит скачкообразное падение напряжения холостого хода.

4. Увеличение количества субэлементов приводит к более равномерному растеканию тока в структуре многопереходного солнечного элемента, при этом для режима оптимальной нагрузки величина резистивных потерь уменьшается, стремясь к насыщению.
5. Взаимозависимости трёх величин «ток»–«напряжение»–«интенсивность электролюминесценции» однозначно определяют ВАХ генераторной части каждого субэлемента (с точностью до константы) и точную ВАХ генераторной части многопереходного фотопреобразователя. При этом на форму определяемой ВАХ не влияют: дисбаланс фотогенерированных токов, встречная фото-эдс, люминесцентная связь, а также любые резистивные потери.

### Степень достоверности и апробация результатов

Результаты, вошедшие в диссертационную работу, докладывались на 19 международных и 2 всероссийских конференциях и изложены в 30 печатных работах, в том числе в 9 статьях в рецензируемых журналах, в 16 статьях в специальных выпусках рецензируемых журналов, посвященных публикации трудов международных конференций и в сборниках тезисов 3 международных и 2 всероссийских конференций.

# ГЛАВА 1. Основные проблемы анализа фотовольтаических характеристик многопереходных солнечных элементов (литературный обзор)

## 1.1. Характеристики однопереходных солнечных элементов и принципы формирования их фотовольтаических характеристик

### 1.1.1. Основные принципы работы однопереходных полупроводниковых ФЭП

Самыми распространёнными приборами, преобразующими энергию электромагнитного излучения в электрическую, являются полупроводниковые фотоэлектрические преобразователи (ФЭП) с одним p-n переходом. К этому классу устройств относятся и фотопреобразователи монохроматического, в том числе лазерного, излучения и фотопреобразователи излучения широкого спектрального диапазона, в том числе солнечного, т.е. солнечные элементы (СЭ). Базовый принцип работы таких приборов заключается в генерации электронно-дырочных пар при поглощении света полупроводником и последующим разделении электронов и дырок за счёт поля p-n перехода. Оптическая доступность p-n перехода, эффективное разделение

фотогенерированных электронно-дырочных пар и соби́рание вырабатываемой электрической мощности обеспечивается за счёт конструкции солнечного элемента. На Рисунке 1 представлено схематическое изображение такой конструкции ФЭП, гетероструктура которого состоит из полупроводниковых слоев.

Основой такого ФЭП является полупроводниковый p-n переход, верхняя часть которого называется эмиттером, а нижняя базой. Прохождение света в структуру ФЭП происходит за счёт наличия открытой (фоточувствительной) поверхности, на которую, как правило, нанесено антиотражающее покрытие (АОП), обеспечивающее снижение коэффициента отражения. Для уменьшения потерь, связанных с возможностью диффузии фотогенерированных носителей в сторону поверхности и в подложку, в конструкцию ФЭП включают два изотипных гетероперехода, которые создают потенциальные барьеры на границах структуры с поверхностью (широкозонное окно) и подложкой (тыльный потенциальный барьер (ТПБ)). Использование этих барьеров позволяет улучшить соби́рание носителей и повысить как коротковолновую, так и длинноволновую чувствительность ФЭП. Для соби́рания генерируемых носителей заряда и создания тока во внешней цепи поверхность ФЭП покрывается рисунком металлической контактной сетки, а на тыльную сторону элемента напыляется сплошной металлический контакт.

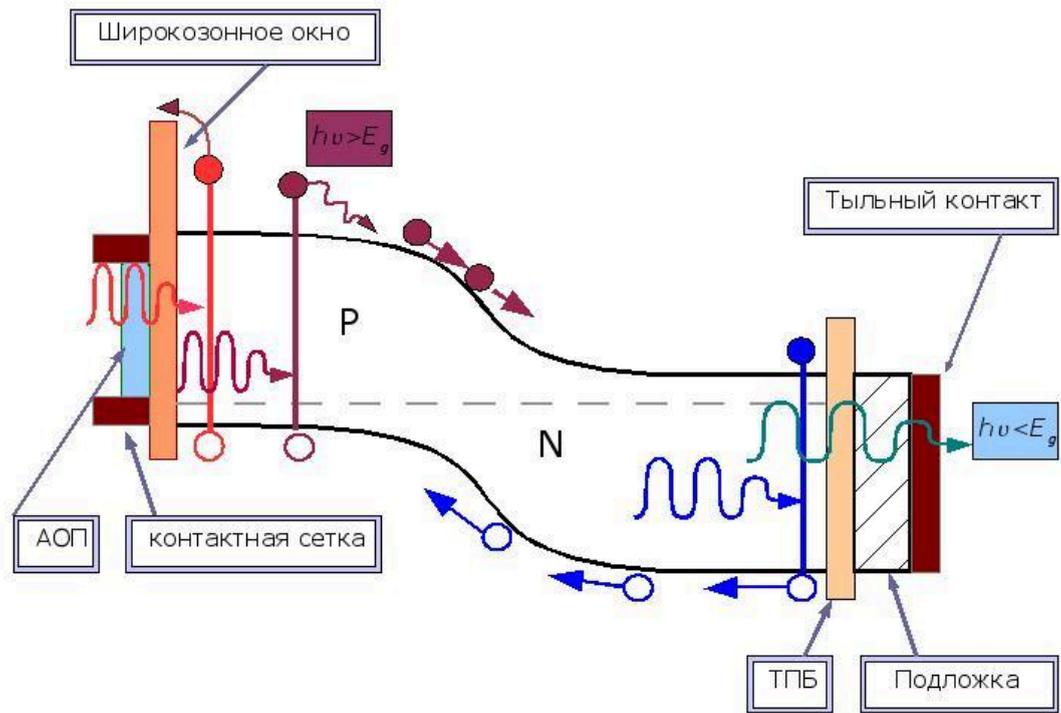


Рисунок 1. Конструкция, зонная диаграмма и принцип работы типичного фотоэлектрического преобразователя на основе одного р-п перехода.

С электрической точки зрения однопереходный ФЭП может быть описан простой эквивалентной схемой [1], состоящей из диода, характеризующего р-п переход, источника тока, характеризующего генерацию тока р-п переходом, а также последовательного и шунтирующего (параллельного) сопротивления. Шунтирующее сопротивление характеризует линейные токовые утечки, а последовательное включает различные виды сопротивления, возникающие между р-п переходом и полезной нагрузкой. Как правило, в приборах, обладающих высокими утилитарными характеристиками, линейные токовые утечки сведены к минимуму как за счет высокого качества формируемых эпитаксиальных гетероструктур, так и за счет отработанных методик изготовления ФЭП. Отметим, что в рассматриваемых в работе ФЭП линейные токовые утечки также практически отсутствуют, поэтому при их

рассмотрении параллельное сопротивление полагалось большим, и протекание тока через него не учитывалось.

### 1.1.2. Последовательное сопротивление полупроводниковых ФЭП

Важным составляющим ФЭП является его последовательное сопротивление, так как именно оно часто лимитирует эффективность прибора. В общем виде оно включает в себя: контактное сопротивление полупроводниковых слоёв, по которым протекает ток, а также сопротивления гетеробарьеров. Контакт обычно формируется к высоколегированному (с концентрацией примеси более  $10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) слою, поэтому контактное сопротивление достаточно мало (менее  $1 \cdot 10^{-4} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$  [2,3]). Это же касается и сопротивления гетеробарьеров, которое, тем не менее, исследуется [4–6] с целью оптимизации структур конечных (высокоэффективных) ФЭП. Доминирующий вклад в сопротивление ФЭП вносит сопротивление слоёв, по которым протекает ток. На Рисунке 2 схематически показан процесс протекания тока. Важно отметить, что ток протекает как в направлении ортогональном к фоточувствительной поверхности, проходя расстояние  $d$  через все слои структуры, так и латерально вдоль поверхности, проходя по верхнему слою (в зависимости от линии тока) расстояние от  $0$  (линия тока входит в слой растекания прямо под контактом) до  $W/2$  (линия тока входит в середину слоя растекания) к контактными полоскам. Таким образом, последовательное сопротивление ФЭП состоит из “вертикального” сопротивления  $R_V$ , определяемого удельным сопротивлением слоёв структуры и подложки, а также размерами ФЭП  $l$  и  $d$ , и сопротивления растекания  $R_{SP}$ , определяемого удельным сопротивлением слоя (или иногда слоёв), по которому растекается ток, и полурасстоянием между контактами  $W/2$  (толщина слоя растекания намного меньше расстояния  $W$ , поэтому ею можно

пренебречь). Отметим, что в  $R_V$  основной вклад даёт подложка, на которой выращивается структура. Выбор легированных подложек, даже при малых размерах  $d$  и  $l$ , позволяет добиться очень низкого сопротивления  $R_V$  - менее  $1.3 \cdot 10^{-3} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$  [7].

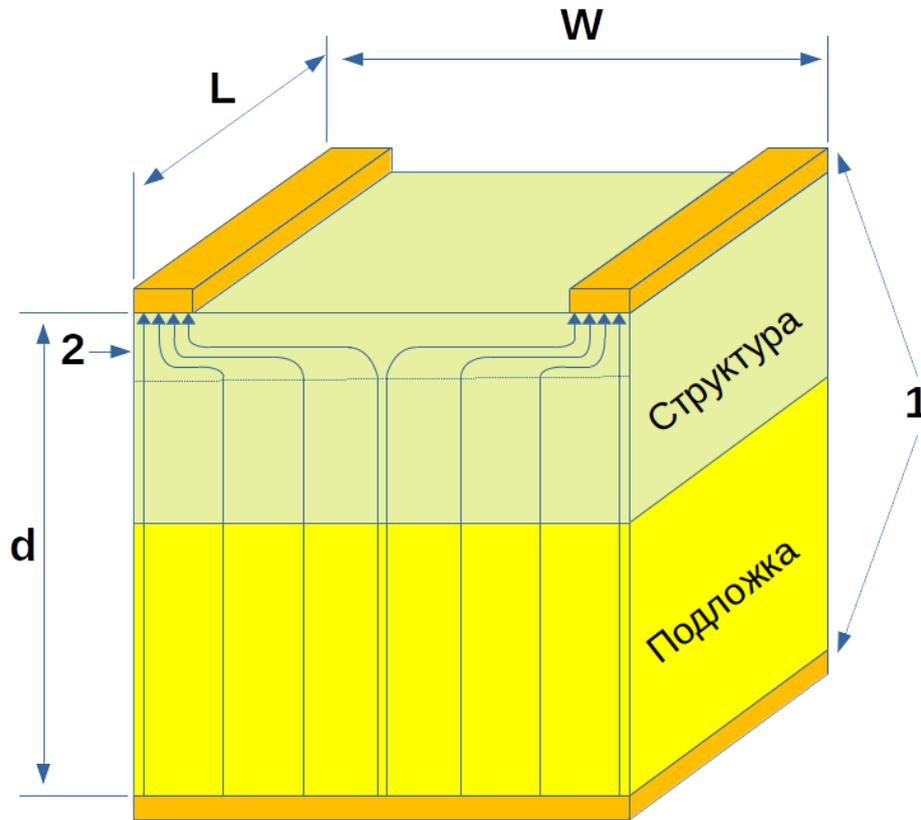


Рисунок 2. Схематическое изображение процесса протекания тока в структуре ФЭП, 1 - металлические контакты, 2 - растекание тока по поверхности ФЭП.

Уменьшение сопротивления растекания - сложная задача, требующая поиска компромисса. С одной стороны, требуется увеличивать легирование слоя, по которому происходит растекание (обычно это эмиттерный слой), и его толщины, а также уменьшать расстояние между контактами  $W$ . Последнее ведёт к увеличению затенения поверхности ФЭП, а увеличение легирования ведёт к снижению диффузионной длины неосновных носителей заряда в слое, что, в

свою очередь, ограничивает возможность увеличения толщины эмиттера. В результате, в полупроводниковых ФЭП, именно сопротивление растекания обычно даёт основной вклад в последовательное сопротивление прибора. Важной особенностью этого сопротивления является зависимость резистивных потерь, связанных с ним, от величины протекающего тока. Эта зависимость является нелинейной, поэтому для численного описания таких потерь либо используют распределенные эквивалентные схемы, аналитические приближения, либо подбирают сосредоточенный эквивалент сопротивления, применимый в ограниченном диапазоне плотностей тока. Для приборов, работающих в режиме преобразования неконцентрированного солнечного излучения, разработаны аналитические выражения расчёта сосредоточенного эквивалента при различных видах контактной сетки ФЭП [8,9]. Для шаблонов контактной сетки с параллельными контактными полосками сосредоточенный эквивалент может быть рассчитан по формуле [8–11]:

$$R_s = \frac{1}{3} \frac{\rho_{SP} \cdot l}{h_{SP} \cdot (W/2)}, \quad (1)$$

где  $\rho_{SP}$  и  $h_{SP}$  - соответственно, удельное сопротивление и высота слоя, по которому происходит растекание тока. Для СЭ, работающих в режиме преобразования концентрированного солнечного излучения (при концентрациях  $X \gg 1$ ), применяются другие сосредоточенные эквиваленты. Так, на практике, удобно использовать сосредоточенный эквивалент, рассчитываемый из величины резистивных потерь при максимальной эффективности [12,13]. Когда требуется полное и корректное описание ВАХ, как, например, в случаях неравномерного освещения, при большом удельном сопротивлении или при расчёте фотошаблонов для ФЭП, работающих при больших фотогенерированных токах, применяются различные модели, учитывающие распределенный характер сопротивления растекания [7,10,14–17].

1.1.3. Вольт-амперная характеристика р-п перехода (двухдиодная модель) и фотовольтаические параметры ФЭП.

В отсутствие туннельных токов и шунтирующих утечек ВАХ, р-п переход (генераторной части) описывается, так называемой, двухдиодной моделью [18]:

$$J = J_g - J_{01} \cdot \left( \exp\left[\frac{q \cdot V}{kT}\right] \right) - J_{02} \cdot \left( \exp\left[\frac{q \cdot V}{2kT}\right] \right), \quad (2)$$

где  $J$  - плотность тока,  $V$  - напряжение,  $J_g$  - плотность фотогенерированного тока,  $J_{01}$  и  $J_{02}$  - диффузионный и рекомбинационный токи насыщения,  $q$  - заряд электрона,  $k$  - постоянная Больцмана,  $T$  - абсолютная температура. Второе и третье слагаемые в формуле (2) описывают два основных механизма протекания тока, один - за счёт рекомбинации в квазинейтральной области (диффузионная компонента) [19], другой - за счёт рекомбинации через глубокие уровни в области пространственного заряда (рекомбинационная компонента) [20]. Отметим, что ток также протекает за счёт межзонной рекомбинации в области пространственного заряда р-п перехода. Обычно этот ток не рассматривается, при этом он даёт свой вклад во второе слагаемое (диффузионная компонента) формулы (2) и не изменяет двухдиодную модель. Часто, при описании характеристик, используют однодиодную модель, которая справедлива в случае доминирования одного из механизмов протекания тока, тогда ВАХ описывается следующей формулой:

$$J = J_g - J_{0A} \cdot \left( \exp\left[\frac{q \cdot V}{AkT}\right] \right), \quad (3)$$

где  $A = 1$  или  $2$  называется диодным коэффициентом или коэффициентом идеальности ВАХ. Преимущество однодиодной модели заключается в простом способе получения обратной зависимости  $V(J)$ , так из (3) очевидно:

$$V = \frac{AkT}{q} \ln\left(\frac{J_g - J}{J_{0A}}\right), \quad (4)$$

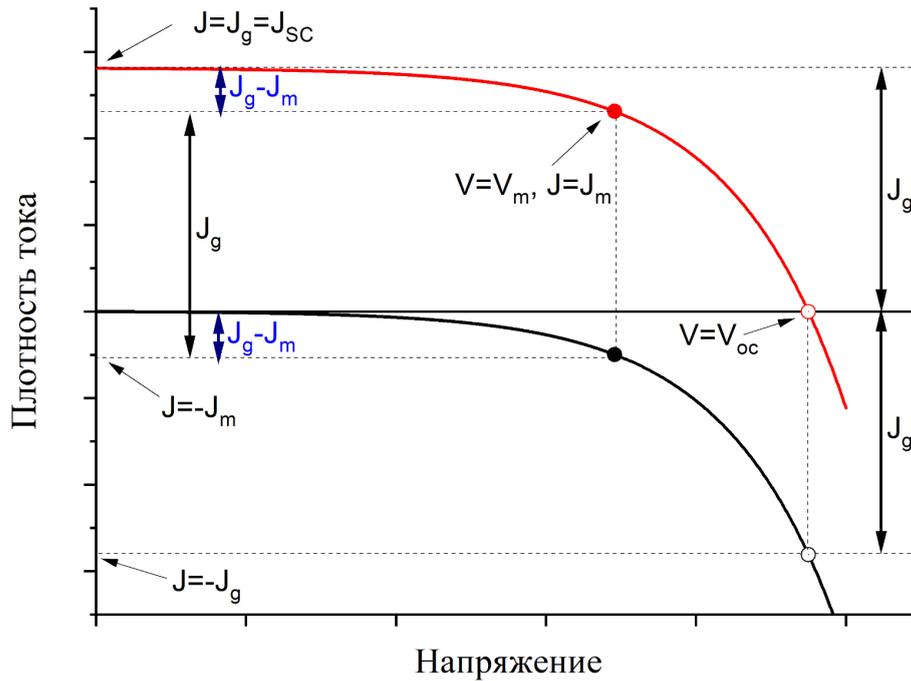


Рисунок 3. Темновая и световая ВАХ р-п перехода солнечного элемента и характерные точки световой ВАХ.

Выделяют два типа ВАХ фотоэлектрических преобразователей - темновая ВАХ (фотогенерированный ток  $J_g = 0$ ) и световая ВАХ ( $J_g \neq 0$ ). В соответствии с (2) между ними есть связь. На Рисунке 3, где показаны обе ВАХ, видно, что световая ВАХ получается путём смещения темновой по оси ординат на величину  $J_g$ . В данной работе свойство ВАХ переходить друг в друга при смещении их на разницу фотогенерированных токов называется сдвиговой связью. В однопереходных (ОП) ФЭП все ВАХ р-п перехода обладают сдвиговой связью. При этом световая ВАХ содержит ряд важных (характерных) точек:

1. Точка режима короткого замыкания ( $V=0$ , а регистрируемый ток в этом режиме называется током короткого замыкания,  $J_{sc}$ ). В этом режиме тыльный и лицевой контакты солнечной батареи замкнуты и все фотогенерированные и разделенные р-п переходом носители заряда уходят во внешнюю цепь.

Соответственно, вырабатываемый ток равен фотогенерируемому току СЭ ( $J_{sc}=J_g$ ).

2. Точка режима холостого хода ( $J=0$ , а регистрируемое напряжение в этом режиме называется напряжением холостого хода,  $V_{oc}$ ). В этом режиме токоотвод отсутствует и разделённые полем фотогенерированные носители заряжают р-область положительно, а п-область отрицательно, возникающая при этом разность потенциалов соответствует напряжению холостого хода.
3. Точка оптимальной нагрузки ( $V=V_m$ ,  $J=J_m$ ). Точка на ВАХ, при которой СЭ вырабатывает максимальную мощность  $P_m=J_m \cdot V_m$ , этот режим определяет эффективность СЭ:

$$\eta = \frac{P_m}{P_{inc}}, \quad (5)$$

где  $P_{inc}$  - мощность падающего излучения.

Также важной характеристикой СЭ является фактор заполнения ВАХ, величина которого показывает, насколько оптимальное напряжение и ток близки к напряжению холостого хода и току короткого замыкания

$$FF = \frac{V_m \cdot J_m}{V_{oc} \cdot J_{sc}}. \quad (6)$$

Достоинством FF как характеристической величины является то, что она может быть получена непосредственно из ВАХ без дополнительного анализа и при этом характеризует, насколько КПД ФЭП близок к своему максимальному значению. Действительно, чем лучше утилитарные параметры ФЭП, тем в режиме оптимальной нагрузки его напряжение ближе к  $V_{oc}$ , а ток ближе к максимально возможному -  $J_{sc}$  (обычно равен фотогенерированному току).

Стоит также отметить, что все характерные точки световой ВАХ (отмечены закрашенными кружками на Рисунке 3) однозначно соответствуют точкам темновой ВАХ (полые кружки на Рисунке 3), поэтому все важные параметры ФЭП (напряжение холостого хода, фактор заполнения, оптимальные

ток и напряжение, а также эффективность) напрямую определяются темновой ВАХ и током  $J_g$ . Такие параметры - определяемые фототоком и фотонапряжением световой ВАХ - в работе называются фотовольтаическими параметрами. Благодаря широкому распространению концентраторной фотовольтаики особую значимость получил анализ зависимости различных фотовольтаических параметров от кратности падающего излучения или от величины фотогенерированного тока. Такие зависимости в данной работе называются фотовольтаическими.

#### 1.1.4. Соединительная и генераторная ВАХ и базовая эквивалентная электрическая схема однопереходного ФЭП

Выше были рассмотрены базовые, с электрической точки зрения, составляющие структуры однопереходного ФЭП - фотовольтаический переход и резистивные элементы (сопротивление слоёв, сопротивление контактов и др.). Эти элементы можно разделить на два класса, согласно их свойствам: на генераторные (p-n генерирующий полезную энергию) и на соединительные элементы (обеспечивающие соединение генератора с полезной нагрузкой). Группируя элементы по их свойству, любой ФЭП можно представить, состоящим из двух частей: генераторной, включающей в себя p-n переход, и соединительной, включающей в себя соединительные элементы. Соответствующая эквивалентная схема однопереходного ФЭП приведена на Рисунке 4.

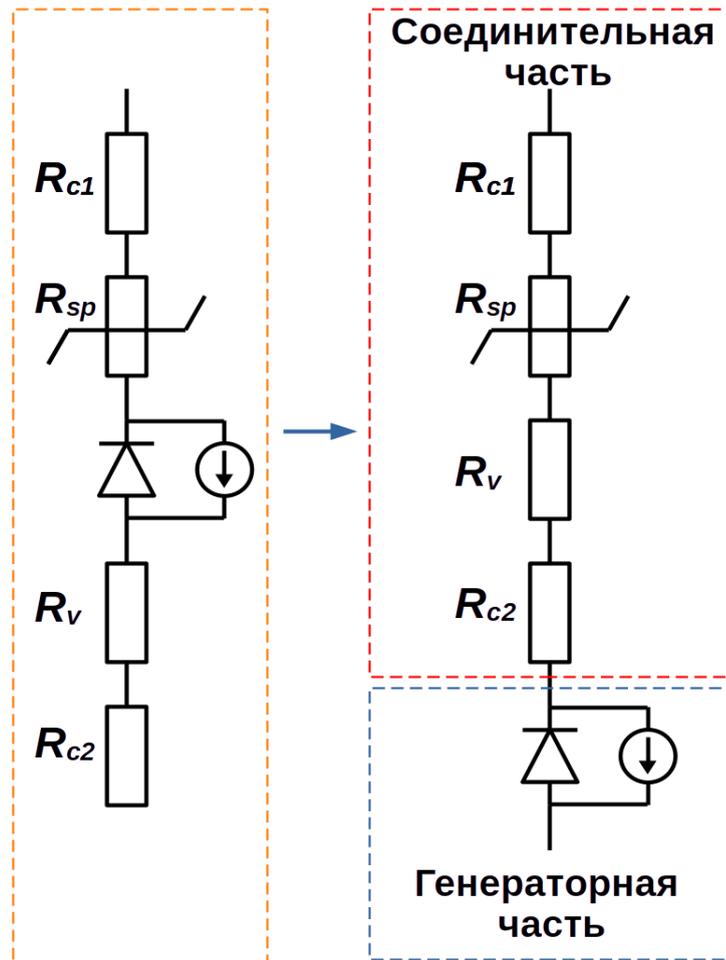


Рисунок 4. Принципиальная эквивалентная схема однопереходного ФЭП. Диод и генератор тока характеризуют освещенный p-n переход,  $R_{c1}$  и  $R_{c2}$  - верхнее и нижнее контактные сопротивления,  $R_v$  - сопротивление слоёв,  $R_{sp}$  - нелинейный сосредоточенный эквивалент распределённого сопротивления растекания.

Все элементы эквивалентной схемы ФЭП соединены последовательно. Каждая часть обладает своей ВАХ, а полная ВАХ прибора является вольтовой суммой ВАХ соединительной и генераторной части (Рисунок 5). Получение параметров, определяющих свойства генераторной и соединительной частей ФЭП, является важной исследовательской задачей. Они могут быть определены

при анализе соответствующих ВАХ, которые могут быть получены экспериментально.



Рисунок 5. Базовые принципы сложения ВАХ генераторной и соединительной части ФЭП.

Для получения ВАХ генераторной части используется характеристика  $V_{oc}-J_g$  (напряжение холостого хода - фотогенерированный ток). Как видно из (2), эта характеристика совпадает с темновой ВАХ p-n перехода, в чём нетрудно убедиться, если применить формулу для темнового случая ( $J \rightarrow -J_{dark}$ ,  $V \rightarrow -V_{dark}$ ,  $J_g \rightarrow 0$ ) и для зависимости  $V_{oc}-J_g$  ( $J \rightarrow 0$ ,  $V \rightarrow -V_{oc}$ ). Преимуществом характеристики  $V_{oc}-J_g$  является тот факт, что напряжение холостого хода регистрируется в отсутствии протекания тока ( $J \rightarrow 0$ ), поэтому на него не влияют резистивные потери, а ток генерации  $J_g$  легко определяется из ВАХ (по току горизонтального участка ВАХ) даже при больших резистивных потерях.

Для получения ВАХ соединительной части достаточно провести вольтовое вычитание из полной вольт-амперной характеристики ФЭП ВАХ его генераторной части [5,6]. Такую операцию можно сделать как для случая темновой ВАХ, так и для световых ВАХ. На Рисунке 6 приведен набор световых

ВАХ (ВАХ всего прибора, а также ВАХ соединительной и генераторной части) при разных уровнях освещения для типичного GaAs СЭ.

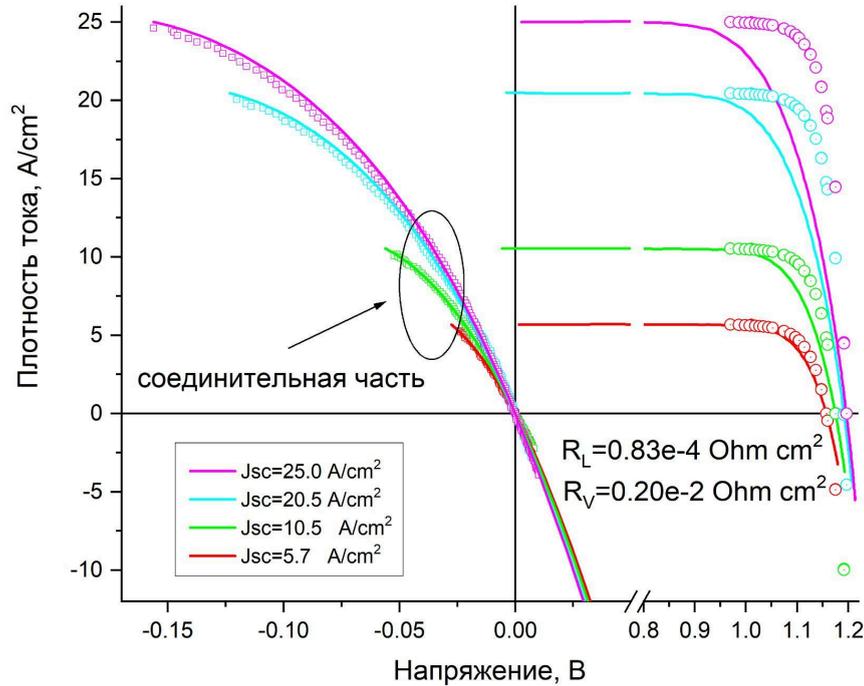


Рисунок 6. ВАХ GaAs СЭ при разных ФГ токах (от 5.7 до 25  $A/cm^2$ ). Сплошные линии (справа) - полные ВАХ, кружочки - ВАХ генераторной части и квадратики - ВАХ соединительной части. Сплошные линии в 3 и 4 квадрате - аппроксимация ВАХ соединительной части при помощи двухмерной модели растекания тока [7] с параметрами  $R_L=0.83 \cdot 10^{-4} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$  и  $R_V=0.83 \cdot 10^{-4} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ , пунктирные линии - аппроксимация ВАХ соединительной части при помощи сосредоточенного эквивалента последовательного сопротивления.

Аппроксимация экспериментальных ВАХ соединительной и генераторной части позволяет получать параметры, характеризующие их свойства. В случае генераторной части, в соответствии с (2), её ВАХ характеризуется токами насыщения  $J_{01}$  и  $J_{02}$ , которые могут быть определены при

помощи анализа её формы. Такой анализ удобно проводить, производя построение генераторной ВАХ в логарифмическом по току масштабе, где регистрируются участки с наклоном, равным  $A=q\Delta V/(kT\Delta \ln(J))$ , где  $A$  - диодный коэффициент идеальности. В соответствии с (2),  $A=1$  для диффузионной и  $A=2$  для рекомбинационной токовой компоненты. Пример такого анализа показан на Рисунке 7 для GaAs СЭ. Приведённая характеристика содержит два прямых в логарифмическом по току масштабе участка, через которые проведены пунктирные линии. Эти линии соответствуют рассмотренным выше диффузионному ( $A=1$ ) и рекомбинационному ( $A=2$ ) механизмам протекания тока. Ход каждой линии по отдельности определяется уравнением (3), применение которого к указанным линиям позволяет получить экспериментальные значения токов насыщения  $J_{01}$  и  $J_{02}$ .

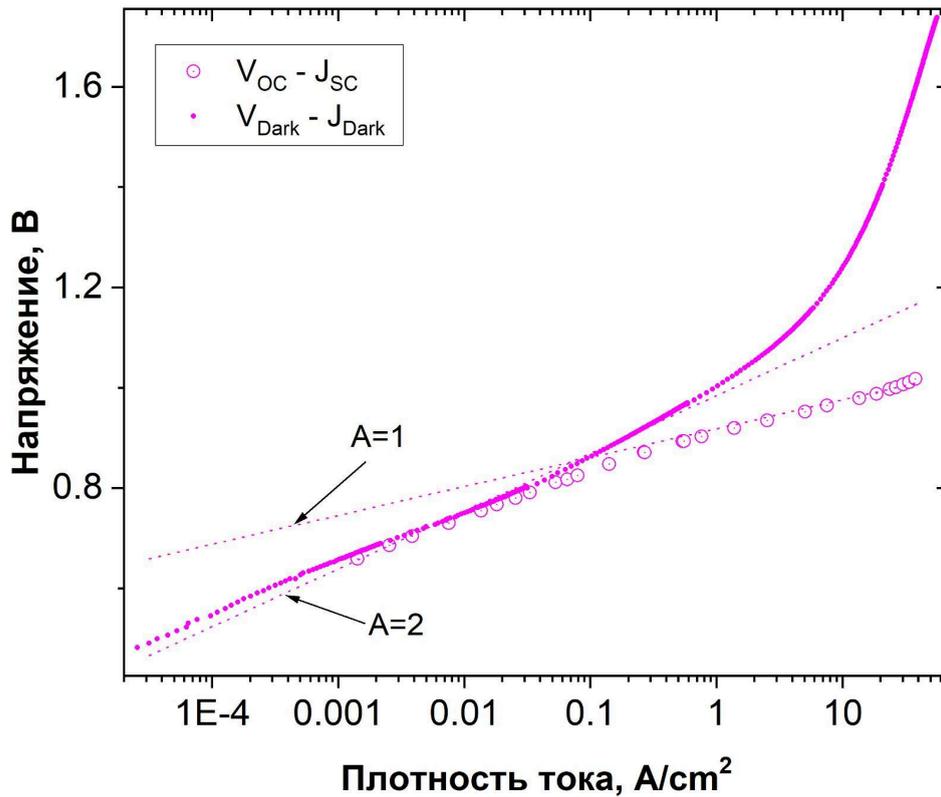


Рисунок 7. Экспериментальная  $V_{oc}-J_g$  характеристика (ВАХ генераторной части) GaAs солнечного элемента (символы) и токовые компоненты (штриховые линии): диффузионная ( $A=1$ ) и рекомбинационная ( $A=2$ ).

Выбор модели, описывающей ВАХ соединительной части, определяет набор параметров, которые могут быть получены при аппроксимации экспериментальных ВАХ. Как отмечалось выше (п. 1.1.3), ВАХ, описывающая резистивные потери ФЭП, из-за нелинейного характера картины растекания тока между контактами нелинейна и зависит от уровня освещения. Обычно, для СЭ, разработанных для преобразования концентрированного солнечного излучения при ФГ токах, не превышающих 5-7 А/см<sup>2</sup> [13], ВАХ соединительной части может быть описана одним сопротивлением - сосредоточенным эквивалентом,

дающим линейную ВАХ. При больших токах (как на Рисунке 6) требуется применение моделей, учитывающих нелинейный вид ВАХ соединительной части [7,10,14–17]. В частности, на Рисунке 6 ВАХ аппроксимированы двухпараметрической моделью [7], основанной на поиске двух сопротивлений - вертикального и латерального.

Таким образом, измерение ВАХ однопереходного ФЭП и зависимости  $V_{oc}-J_g$  и последующий их анализ при помощи двухдиодной модели позволяет выделить обе ВАХ и независимо характеризовать как качество самого р-п перехода, так и резистивные потери в конструкции ФЭП.

#### 1.1.5. Спектральная характеристика фотоответа однопереходных ФЭП

Измерив световую ВАХ, можно получить значение фотогенерированного тока, что, наряду с величинами темновых токов и характеристикой сопротивления, позволяет полностью описать все составляющие принципиальной эквивалентной схемы однопереходного ФЭП (Рисунок 4). Другими словами, вольт-амперная характеристика однопереходного ФЭП содержит в себе основную информацию, необходимую для определения параметров эквивалентной схемы. Однако при этом подразумевается, что характеристика должна быть получена при освещении её тем видом спектра, для которого предназначен ФЭП. Если спектр будет отличаться, то, скорее всего, будет отличаться величина ФГ тока, а следовательно, и все остальные ФВ параметры. Точное определение величины ФГ тока для требуемого спектра проводится при анализе спектральной характеристики квантового выхода фототока ФЭП. Численно эта характеристика равняется отношению количества фотогенерированных и разделённых полем р-п перехода электронно-дырочных

пар к количеству падающих фотонов. Такие характеристики измеряются в широком спектральном диапазоне длин волн,  $\lambda$ , с использованием монохроматических источников света.

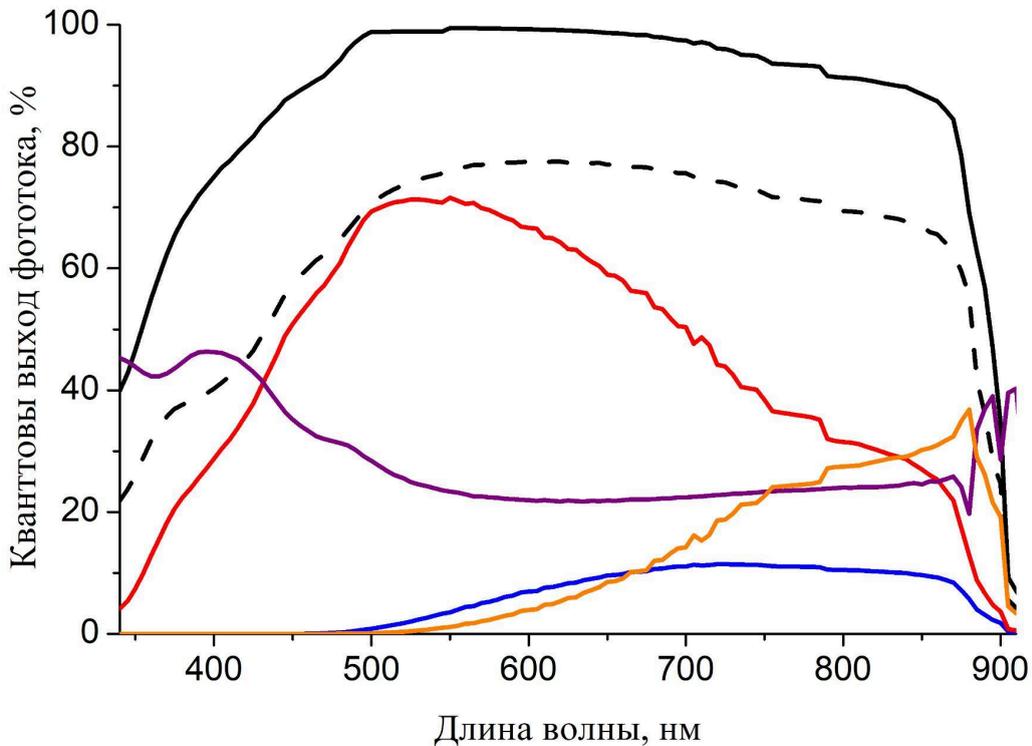


Рисунок 8. Спектральные характеристики отражения (фиолетовая линия), внешнего (черная сплошная) и внутреннего (черная пунктирная линия) квантового выхода GaAs СЭ и характеристики внутреннего квантового выхода основных слоёв, формирующих р-п переход: эмиттера (красный), i-области (оранжевый) и базы (синий).

На Рисунке 8 показан типичный вид основных спектральных характеристик СЭ. Характеристика внешнего квантового выхода и отражения могут быть измерены напрямую. На их основе конструируется характеристика внутреннего квантового выхода (получается за счёт добавления к внешнему квантовому выходу соответствующей ему части отраженных фотонов).

Современные способы измерения спектральных характеристик позволяют получить величину внутреннего квантового выхода, в которой практически исключен вклад затенения поверхности контактами и отражения (как от поверхности, так и от контактов) [21,22]. Важно отметить, что фотоны поглощаются во всех слоях структуры (больше их поглощается в слоях, расположенных ближе к поверхности), и в характеристику квантового выхода дают вклад электронно-дырочные пары, сгенерированные в различных слоях структуры. Это позволяет анализировать спектральные характеристики [23, 24] и получать вклад в них различных слоёв (Рисунок 8), а также рассчитывать такие важные параметры слоев, как коэффициент диффузии, диффузионная длина и скорость поверхностной рекомбинации.

Основываясь на спектральной характеристике, можно рассчитать ФЭ ток ФЭП для падающего излучения с любым спектром  $SP(\lambda)$ :

$$J_g = \int_{\lambda_0}^{\lambda_{E_g}} SP(\lambda) \cdot EQE(\lambda) \cdot d\lambda, \quad (7)$$

где  $EQE(\lambda)$  - спектральная зависимость внешнего квантового выхода,  $\lambda_0$  - длина волны, при которой  $EQE(\lambda_0) = 0$ ,  $\lambda_{E_g}$  - длина волны, при которой энергия фотона равна ширине запрещенной зоны ( $E_g$ ) материала p-n перехода. Таким образом, используя выражение (7), можно определить величину  $J_g$  для любого спектра падающего излучения  $SP(\lambda)$ . Кроме того, исследование спектральных характеристик позволяет исследовать качество АОП, определять, насколько оптимально, с оптической точки зрения, выбраны толщины слоёв структуры, получать данные о параметрах основных слоёв, формирующих p-n переход [24] и определять связь края поглощения полупроводникового p-n перехода с шириной его запрещенной зоны [25].

### 1.1.6. Фундаментальные потери при преобразовании световой энергии в электрическую

Рассмотрим фундаментальные потери, связанные с особенностью поглощения фотонов и рекомбинацией носителей в полупроводниковых материалах.

Любой полупроводниковый материал поглощает фотоны с энергией  $h\nu > E_g$ , где  $h$  - постоянная Планка,  $\nu$  - частота,  $E_g$  - ширина запрещенной зоны. Для фотонов с меньшей энергией полупроводник прозрачен, поэтому более широкая спектральная чувствительность и, соответственно, больший фотогенерированный ток, достигается у СЭ с меньшей шириной запрещенной зоны. С другой стороны, при малой ширине запрещенной зоны увеличиваются термализационные потери, связанные с тем, что электронно-дырочные пары рекомбинируют с энергией близкой к  $E_g$ , а избыточная энергия фотона  $h\nu - E_g$  расходуется на нагрев кристаллической решётки материала. Увеличение ширины запрещенной зоны уменьшает термализационные потери. Возникновение обоих видов потерь проиллюстрировано на Рисунке 9:

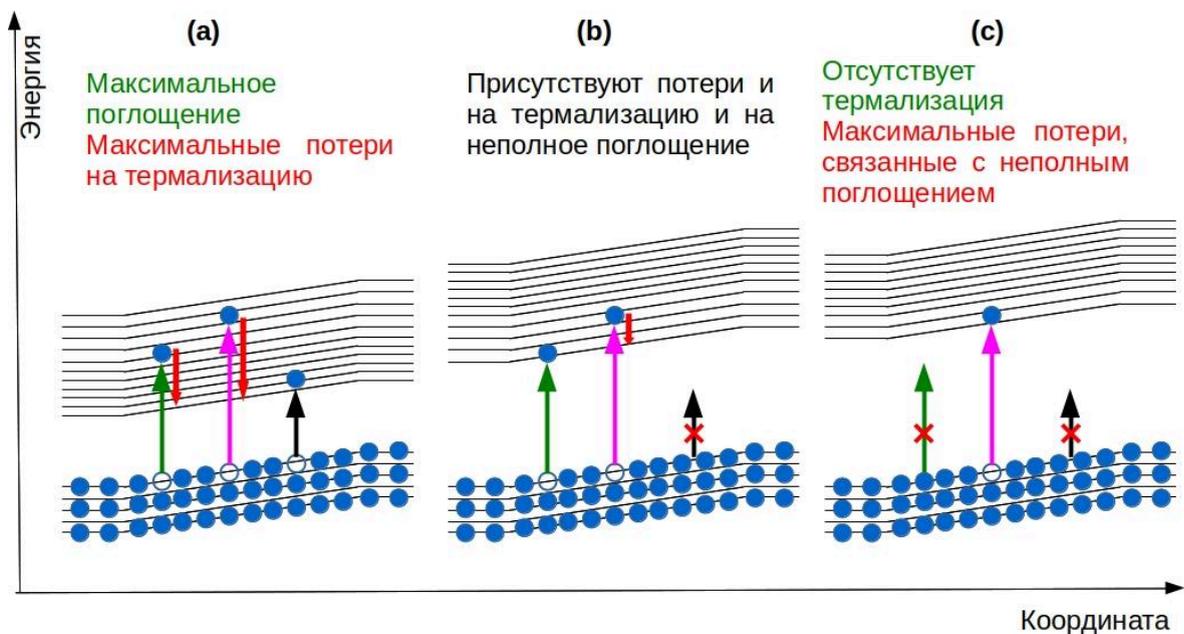


Рисунок 9. Фундаментальные потери, связанные с неполным поглощением фотонов и термализацией электронно-дырочных пар, при поглощении света р-п переходом. Приведены три зонных диаграммы полупроводника р-п перехода (а) - с относительно меньшей шириной запрещенной зоны, (b) с промежуточной, (с) - с наибольшей. Все р-п переходы освещаются спектром из трёх фотонов. Энергия фотонов показана зелёной, фиолетовой и чёрной стрелками. Стрелки непоглощаемых фотонов перечеркнуты. Энергия термализации показана красными стрелками.

Для соблюдения баланса рассмотренных потерь требуется выбирать полупроводник с более оптимальной для определенного спектра падающего излучения шириной запрещённой зоны. Для основных спектров (наземный спектр АМ1.5 и космический АМ0) оптимальная ширина запрещенной зоны СЭ находится в диапазоне 1.1-1.5 эВ.

Стоит также отметить, что указанный оптимальный диапазон определяется и величинами токов насыщения р-п перехода ( $J_{01}$  и  $J_{02}$ ). Оба этих тока также зависят от ширины запрещённой зоны и в общем виде могут быть описаны следующими формулами [18,26] :

$$J_{01} = B_{01} T^3 \cdot \exp\left(\frac{-E_g}{kT}\right) \quad (8)$$

$$J_{02} = B_{02} T^{2.5} \cdot \exp\left(\frac{-E_g}{2kT}\right), \quad (9)$$

где,  $B_{01}$  и  $B_{02}$  - независящие от температуры константы.

Таким образом, варьирование ширины запрещённой зоны влияет на все базовые параметры ВАХ генераторной части ОП ФЭП (на величины ФГ тока и токов насыщения). Точный расчёт оптимальной  $E_g$  является важной задачей. Наиболее распространённые методики таких расчётов основываются на доминировании диффузионного механизма протекания тока (определяется

уравнением (8)) и упрощенном расчёте фундаментальных потерь. Такие подходы позволили в ряде работ определить зависимости предельной эффективности однопереходного СЭ от ширины запрещённой зоны для различных солнечных спектров [10,18,27–29].

### 1.1.7. Преобразование концентрированного солнечного излучения, фотовольтаические характеристики

Одним из способов повышения эффективности и уменьшения стоимости выработки солнечной энергии является использование концентрированного солнечного излучения [10]. Для этого используются концентраторные установки, которые при помощи линз или зеркал фокусируют падающее излучение, увеличивая его интенсивность от десятков до тысяч раз относительно прямого солнечного излучения (в этом случае говорят о кратности концентрирования,  $X$ ). За счёт этого удаётся уменьшить площадь относительно дорогих полупроводниковых структур. Кроме того, увеличение кратности концентрирования солнечного излучения также кратно увеличивает фотогенерированный ток  $J_g = X \cdot J_{g,X=1}$  ( $J_{g,X=1}$  - значение фотогенерированного тока при прямом солнечном излучении). Без учёта сопротивления, ток оптимальной нагрузки пропорционален фотогенерированному току  $J_m \propto J_g = X \cdot J_{g,X=1}$ . Учитывая, что при этом падающая мощность растёт пропорционально  $P_{inc} = X \cdot P_{inc, X=1}$  ( $P_{inc, X=1}$  - падающая мощность при  $X=1$ ), справедливо следующее выражение:

$$\eta = \frac{P_m}{P_{inc}} = \frac{V_m J_m}{P_{inc}} \propto V_m \frac{X \cdot J_{g,X=1}}{X \cdot P_{inc,X=1}} \propto V_m \frac{J_{g,X=1}}{P_{inc,X=1}}, \quad (10)$$

из которого, учитывая что отношение  $\frac{J_{g,X=1}}{P_{inc,X=1}}$  - это константа, видно, что эффективность с увеличением кратности концентрирования будет определяться величиной рабочего напряжения, которое, в соответствии с (3), растёт логарифмически с ростом ФГ тока. Таким образом, использование

концентраторных систем позволяет увеличить эффективность СЭ, которая будет увеличиваться до тех пор, пока резистивные потери не компенсируют рост рабочего напряжения  $V_m$ .

При использовании концентрированного излучения эффективность также может уменьшаться из-за возрастания температуры, что связано с увеличением токов насыщения (см. уравнения (8), (9)). При типичных рабочих температурах (от комнатной и выше) это приводит к линейному падению напряжения с ростом фотогенерированного тока [26,30,31]. Коэффициент линейности незначителен (менее 1 мВ/К), а перегрев не превышает 60-70 К при кратностях  $X$  порядка 1000 солнц. Тем не менее, при характеристике СЭ этот эффект также требует учёта. Благодаря широкому распространению концентраторной фотовольтаики, особую значимость получил анализ зависимости различных фотовольтаических параметров от кратности падающего излучения или от величины фотогенерированного тока. Такие зависимости в данной работе называются фотовольтаическими.

Подводя итоги раздела, стоит отметить, что на эффективность однопереходных СЭ влияют множество конструктивных факторов (антиотражающее покрытие, шаблон фронтальной контактной сетки, толщины и уровни легирования слоёв полупроводниковой структуры), фундаментальные параметры материалов (ширина запрещенная зоны р-п перехода  $E_g$  и коэффициент поглощения слоёв структуры), а также эксплуатационные условия - интенсивность излучения (фотогенерированный ток  $J_g$  (пропорционален кратности излучения  $X$ )), вид спектра падающего излучения, температура р-п перехода. Основной характеристикой СЭ является вольт-амперная характеристика, которая является суммой ВАХ р-п перехода (ВАХ генераторной части) и ВАХ соединительной части (описывает резистивные потери). Измерение набора световых характеристик однопереходных ФЭП позволяет

получить характеристику  $V_{oc}-J_g$ , полностью совпадающую с ВАХ р-п перехода, и определить базовые фотоэлектрические параметры р-п перехода - токи насыщения  $J_{01}$ ,  $J_{02}$ . Также сравнение экспериментальных ВАХ с безрезистивной ВАХ р-п перехода позволяет получить ВАХ соединительной части, т.е. характеризовать резистивные потери. Измерение спектра квантового выхода однопереходных СЭ позволяет оценить оптические потери, определить некоторые параметры слоёв структуры (диффузионные длины и скорости поверхностной рекомбинации слоёв, формирующих р-п переход), а также фотогенерированный ток  $J_g$  и ширину запрещённой зоны  $E_g$ . Таким образом, измерения ВАХ р-п перехода и спектра квантового выхода позволяют получить данные о фотогенерированном токе СЭ, токах насыщения р-п перехода СЭ и резистивных потерях. Этот набор данных является достаточным для оценки качества однопереходного СЭ и позволяет конструировать его фотовольтаические характеристики для различных условий работы прибора (концентрация солнечного излучения, рабочая температура и вид падающего спектра).

Как будет показано ниже, анализ тех же характеристик для СЭ с несколькими р-п переходами значительно усложняется, что связано с рядом особенностей свойственным структурам многопереходных СЭ.

## 1.2. Проблемы формирования фотовольтаических характеристик многопереходных солнечных элементов

### 1.2.1. Оптимизация поглощения солнечного спектра за счёт использования многопереходных солнечных элементов

Использование многопереходных (МП) элементов позволяет более оптимально (относительно ОП СЭ) поглощать спектр падающего излучения. Это

достигается за счёт включения в структуру СЭ нескольких р-п переходов, расположенных по убыванию ширины запрещенной зоны относительно светочувствительной поверхности. Таким образом в многопереходных СЭ уменьшаются фундаментальные потери на неполное поглощение падающего спектра и термализацию “горячих носителей”. Так, к примеру, для двухпереходного СЭ фотоны с энергией, большей или равной ширине запрещенной зоны первого р-п перехода  $h\nu \geq E_{g,1}$ , поглощаются в первом р-п переходе, а фотоны с меньшей энергией, но большей или равной, чем ширина запрещенной зоны второго р-п перехода  $E_{g,1} > h\nu \geq E_{g,2}$ , поглощаются во втором р-п переходе. В теории, путем предельного увеличения числа р-п переходов можно полностью исключить указанные фундаментальные потери (если каждой энергии фотонов в падающем спектре будет соответствовать р-п переход с требуемой шириной запрещенной зоны). На практике существуют технологические ограничения, связанные с ограниченным числом полупроводниковых материалов, поэтому полностью исключить фундаментальные потери невозможно. На Рисунке 10 приведено сравнение доли поглощения солнечного спектра наиболее распространёнными однопереходными (кремниевыми) и многопереходными (на основе трёх р-п переходов: GaInP/GaAs/Ge) СЭ. Видно, что использование трёх р-п переходов позволяет как расширить спектральную чувствительность СЭ в область увеличения длины волны, так и более эффективно преобразовывать спектр до длин волн, меньших 1100 нм.

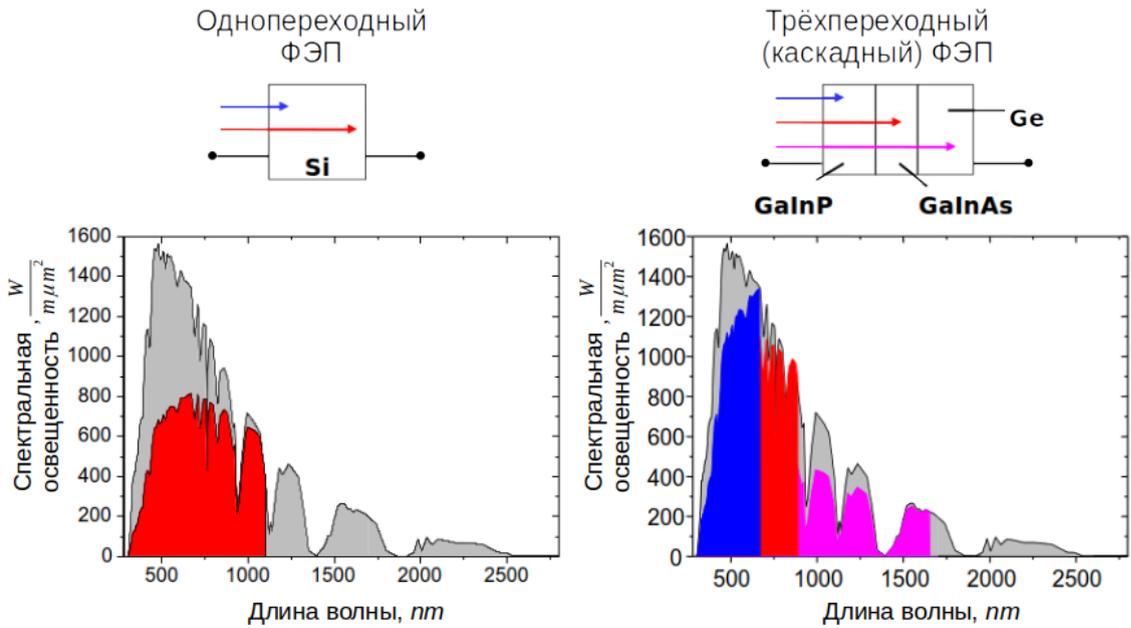


Рисунок 10. Доля поглощения спектра AM1.5 однопереходным (Si) и многопереходным (GaInP/GaAs/Ge) СЭ.

### 1.2.2. Виды многопереходных солнечных элементов

Разновидность типов МП СЭ значительно определена методами их создания. Доминирующим методом роста структур МП СЭ является метод МОС-гидридной газофазной эпитаксии (МОГФЭ - металлоорганическая газофазная эпитаксия) [32,33]. Именно этот метод позволяет достигать значительных скоростей роста полупроводниковых слоёв на большой площади поверхности, что критично для такого класса приборов, как СЭ. Самыми распространёнными МП СЭ, создаваемыми методом МОГФЭ, являются приборы с р-п переходами на основе полупроводников АЗВ5 с тремя и более р-п переходами. Наиболее успешной промышленной реализацией МП СЭ как для космического, так и для наземного применения являются структуры на основе материалов GaInP/Ga<sub>0,99</sub>In<sub>0,01</sub>As/Ge [34]. Материалы всех субэлементов таких МП СЭ имеют близкие значения параметра решётки, что упрощает технологию эпитаксиального роста структуры. Для концентрированного солнечного

излучения с наземным спектром (AM1.5D, концентрация 364 солнца) достигнуто значение эффективности таких МП СЭ 41.6 % [35,36]. Недостатком этих МП СЭ является неоптимальный набор ширин запрещенных зон субэлементов, что приводит к наличию значительного избыточного тока в Ge субэлементе и незначительному избыточному току в GaInP субэлементе. Последний недостаток нивелируется за счёт передачи части фотонов, предназначенных для поглощения в GaInP субэлементе, GaAs субэлементу. Проблема избыточного фототока Ge решается различными способами. Одним из таких решений является включение в субэлементы квантовых объектов (квантовых ям [37,38], квантовых точек [39,40] или ямоподобных (гибридных) объектов [40,41]). При этом в субэлемент встраиваются квантовые объекты с меньшей шириной запрещённой зоны, что позволяет расширить спектральную чувствительность субэлемента и увеличить его фотогенерированный ток. Применение этого подхода позволило получить ряд значительных результатов, так в [34] создан трёхпереходный GaInP/GaAs/Ge СЭ с квантовыми ямами в среднем и верхнем субэлементе, что позволило увеличить эффективность прибора на 2%. В работе [40] представлены нитевидные квантовые объекты, включение которых в однопереходный ФЭП, моделирующий средний GaAs-субэлемент трехпереходного СЭ, позволило на 1.4% увеличить эффективность преобразования.

Другим подходом для решения проблемы согласования фотогенерированных токов является использование в структурах МП СЭ субэлементов на основе полупроводниковых твердых растворов, имеющих более оптимальную ширину запрещенной зоны. Действительно, основная причина отсутствия баланса токов обусловлена большой разницей между шириной запрещённой зоны *Ge* (0.66 эВ) и *GaAs* (1.42 эВ) [34]. Субэлементы с оптимизированными ширинами запрещенных зон не могут быть изопериодными по параметру решетки. Эта проблема решается при помощи технологии

метаморфного эпитаксиального роста, т.е. путем формирования переходных буферных слоев (метаморфного “буфера”) с переменным параметром решетки при переходе от одного субэлемента к другому. Создание субэлементов  $Ga_xIn_{1-x}As$ , выращенных с помощью технологии метаморфного буфера (увеличение концентрации  $In$  уменьшает ширину запрещенной зоны твердого раствора  $Ga_xIn_{1-x}As$ ) позволило достичь баланса фотогенерированных токов [42] и получить МП СЭ с эффективностью 41.1%. Развитие этой технологии позволит промышленно получать приборы с эффективностью 42 % [43].

Концепция использования в МП СЭ метаморфных буферов была расширена для получения 4-, 5- и 6-переходных солнечных элементов (Рисунок 11). В этом случае происходит отказ от Ge субэлемента. Выращивание всех слоёв структуры на GaAs подложке позволяет улучшить качество материала, при этом требуется с одной стороны подложки вырастить субэлементы с шириной запрещенной зоны меньшей, чем GaAs, а с другой стороны - с большей, т.е. требуется выполнить двусторонний рост. По факту, это достигается за счёт применения роста инвертированной (перевернутой) структуры и последующего отрыва её от подложки. Общий принцип такой технологии заключается в следующем - структура выращивается, начиная с самого широкозонного слоя, а после выращивания последнего (самого узкозонного) субэлемента отделяется от подложки, будучи прикрепленной на поддерживающую подложку. Отказ от роста согласованных по параметру решетки субэлементов на Ge подложке в пользу роста инвертированной структуры с метаморфными буферами позволил получить трёхпереходный GaInP/GaAs/GaInAs СЭ с эффективностью 44.4% (концентрация - 302 солнца) [44]. Увеличение числа субэлементов при использовании той же технологии позволило достичь эффективности 45.7% (234 солнца) [45] для 4-переходного и 47.1% (143 солнца) [46] для 6-переходного СЭ. Стоит отметить, что из-за трудоемкости, с промышленной точки зрения,

инвертированная технология значительно проигрывает технологиям роста структур, не требующим отрыва от подложки. Поэтому одновременно с инвертированным метаморфным ростом также развивается технология прямого метаморфного роста, когда метаморфный буфер создаётся на Ge подложке. В этом случае для увеличения эффективности требуется использовать 4- и 5-переходные МП СЭ, с AlGaInAs и AlGaInP [47] субэлементами. Несмотря на то, что рост этих материалов сопряжен с рядом технологических трудностей, уже созданы и промышленно выпускаются 4-переходные Ge/InGaAs/AlInGaAs/AlInGaP СЭ для космического применения (эффективность при преобразовании неконцентрированного космического спектра AM0 составляет 32%) и 5-переходные Ge/InGaAs/AlInGaAs/GaInP/AlInGaP СЭ с эффективностью 41% (589 солнц) [47].

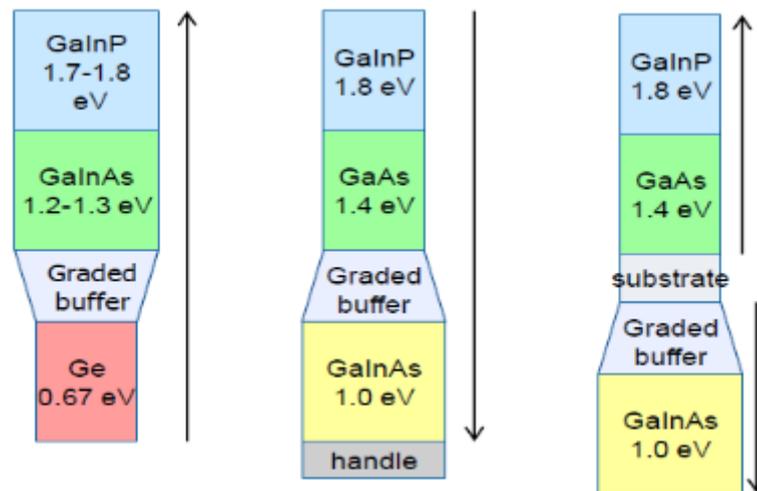


Рисунок 11. Схематические изображения многопереходных солнечных элементов, созданных с использованием метаморфной технологии роста. Слева-направо: прямой рост на подложке, обратный рост с последующим отрывом структуры от подложки, двухсторонний рост на подложке.

Другим классом МП СЭ являются приборы, в которых применяется технология склеивания или механической стыковки субэлементов. Наиболее

успешной реализацией такого СЭ является прибор, состоящий из двух структур: GaInP/AlGaAs, выращенной на GaAs подложке, и GaInAsP/GaInAs, выращенной на InP подложке. Полученный в результате склеивания 4-переходный СЭ позволил получить эффективность 46.1% (312 солнц) [48].

Особый интерес представляют собой технологии выращивания МП СЭ на Si подложках. Этот интерес связан с задачей уменьшения стоимости МП СЭ за счёт исключения дорогостоящих Ge подложек. Основная проблема в данной технологии связана со значительной (4.1%) разницей параметров решетки Si и GaAs материалов. Реализовать такой МП СЭ можно так же, как описано выше - при помощи склеивания субэлементов на базе Si и AlGaAs материалов или их механической стыковки. Так, механически стыкованный GaInP/Si СЭ продемонстрировал эффективность 30.5% [49], а склеенный трёхпереходный GaInP/GaAs/Si СЭ - 30.2 % [50]. Прямой рост МП СЭ на кремнии более интересен с промышленной точки зрения, однако, на данный момент, лучшие результаты значительно отстают от схожих приборов на Ge подложке. Так, лучший монокристаллический трёхпереходный GaInP/GaAs/Si СЭ обладал эффективностью 19.7% [51], а двухпереходный AlGaAs/Si - 21.2% [52].

Таким образом, в настоящее время идёт активное развитие технологии создания МП СЭ. Существует несколько перспективных технологий - рост МП СЭ на кремнии (позволит значительно удешевить стоимость прибора) и оптимизация роста метаморфных, в том числе инвертированных структур (эти структуры обладают наибольшим КПД). Продолжает существовать и развивается базовая промышленная МОГФЭ технология роста на Ge подложках, где основным прибором остаётся трёхпереходный GaInP/GaAs/Ge МП СЭ, но также применяется технология прямого метаморфного роста, что позволило сделать 4-переходный СЭ и потенциально позволит получить 5-переходные СЭ [47].

### 1.2.3. Проблемы формирования ВАХ и фотовольтаических характеристик многопереходных солнечных элементов

С точки зрения характеристики, МП СЭ является гораздо более сложным прибором, чем ОП СЭ. Хотя, при определённых допущениях (хоть и не всегда корректных), характеристики МП СЭ можно анализировать методами, используемыми и для ОП СЭ. Рассмотрим указанные допущения. Для анализа измерений квантового выхода МП СЭ потребуется допустить отсутствие влияния электролюминесценции одного субэлемента на фототок другого, а также отсутствие паразитных шунтирующих сопротивлений. Для анализа ВАХ потребуется допустить, что, во-первых, субэлементы соединены между собой безрезистивно (например имеют низкоомную спайку вместо туннельного диода), во-вторых, каждый субэлемент генерирует одинаковый фототок (что, как показано в разделе 1.2.2, неверно для большинства основных конструкций МП СЭ), в-третьих, ток, протекающий через р-п переходы, не приводит к значительной интенсивности электролюминесценции, которая может поглотиться в соседнем субэlemente, в четвертых, у всех субэлементов доминирующим является какой-то один механизм протекания тока (это условие может быть соблюдено, например, при очень высокой концентрации поглощаемого солнечного излучения). Так как при последовательном соединении субэлементов суммарная (т.е. для всего МП СЭ) ВАХ получается вольтовым сложением ВАХ субэлементов (сложением напряжений при одинаковом токе), то, учитывая (4):

$$V(J) = V_1(J) + V_2(J) + \dots + V_n(J) =$$

$$\begin{aligned}
&= \frac{A_1 kT}{q} \ln\left(\frac{J_g - J}{J_{0,1}}\right) + \frac{A_2 kT}{q} \ln\left(\frac{J_g - J}{J_{0,2}}\right) + \dots + \frac{A_n kT}{q} \ln\left(\frac{J_g - J}{J_{0,n}}\right) = \\
&= \frac{kT}{q} \ln\left(\left[\frac{J - J_g}{J_{0,1}}\right]^{A_1}\right) + \frac{kT}{q} \ln\left(\left[\frac{J - J_g}{J_{0,2}}\right]^{A_2}\right) + \dots + \frac{kT}{q} \ln\left(\left[\frac{J - J_g}{J_{0,n}}\right]^{A_n}\right) = \\
&= \sum_{i=1}^n \frac{kT}{q} \ln\left(\left[\frac{J_g - J}{J_{0,i}}\right]^{A_i}\right) = \frac{AkT}{q} \ln\left(\frac{J_g - J}{J_0}\right), \tag{11}
\end{aligned}$$

где  $A = \sum_{i=1}^n A_i$ ,  $J_0 = \sqrt[A]{\prod_{i=1}^n J_{0,i}^{A_i}}$  - эффективные фактор идеальности и ток

насыщения диода,  $i$ -номер субэлемента,  $n$  - количество субэлементов. Видно, что (11) по форме полностью совпадает с (4), поэтому характеристики МП СЭ, с указанными выше допущениями могут быть интерпретированы как ВАХ ОП СЭ.

Эта модель, несмотря на большое количество допущений, используется на практике, например, для описания зависимости параметров ВАХ от температуры и кратности солнечного излучения [53]. Недостатки этой модели становятся очевидны при более подробном рассмотрении принципов формирования ВАХ МП СЭ. Снимем ограничение на одинаковый механизм протекания тока во всех субэлементах. На Рисунке 12 ВАХ GaInP/GaAs/Ge МП СЭ представлена в виде набора сегментов [13]. Сегменты формируются в результате вольтового сложения участков ВАХ субэлементов, с доминированием диффузионного ( $A=1$ ) или рекомбинационного ( $A=2$ ) механизма протекания тока. ВАХ каждого сегмента описывается выражением (11). Таким образом, полная ВАХ МП СЭ так же, как и ВАХ ОП СЭ состоит из линейных в логарифмическом по току участков, только их количество больше, чем количество механизмов протекания тока. Поэтому, по аналогии с двухдиодной моделью для ОП СЭ, ВАХ МП СЭ можно описать многодиодным выражением:

$$J = J_g - \sum_{i=1}^n J_{0i} \cdot \left( \exp\left[\frac{q \cdot V}{A_i kT}\right] \right) \tag{12}$$

Существенным недостатком такой модели является то, что в ней каждый диод не может быть связан с конкретным механизмом протекания тока. Подход с использованием многодиодной модели позволяет описывать как ВАХ МП СЭ, так и конструируемые из них фотовольтаические характеристики, к примеру,  $V_{oc}-J_g$  или зависимость эффективности от кратности солнечного излучения [54–56].

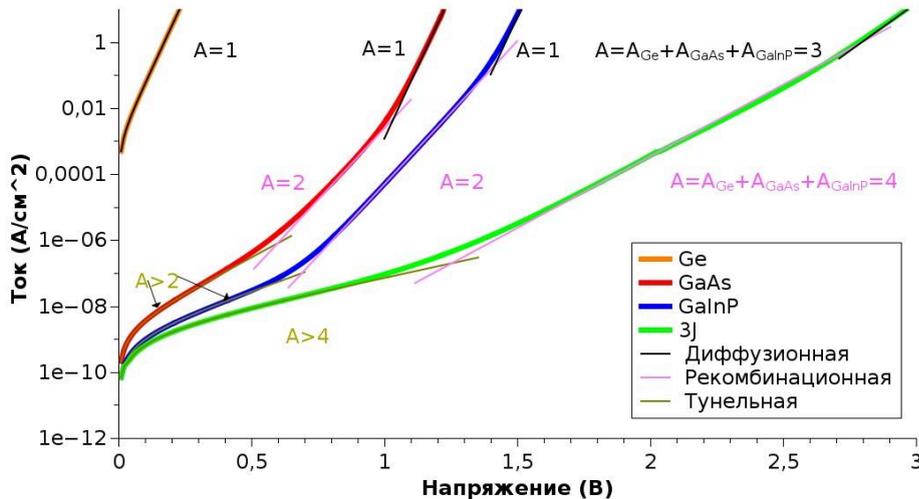


Рисунок 12. ВАХ субэлементов и формирование ВАХ МП СЭ.

Однако многодиодный подход не учитывает важной особенности формирования световых ВАХ МП СЭ. В реальных МП СЭ при освещении каждый субэлемент вырабатывает разный фотогенерированный ток. Этот эффект называется дисбалансом фотогенерированных токов или токовым рассогласованием. В этом случае ВАХ субэлементов будут сдвигаться по токовой шкале на свой фотогенерированный ток (так же, как на Рисунке 3), что приведёт к тому, что токовое положение сегментов ВАХ субэлементов друг относительно друга изменится. Это скажется на результирующей ВАХ МП СЭ, которая, по-прежнему, будет состоять из сегментов, но токовое положение сегментов будет отличаться для разных вариантов освещения МП СЭ (для разных

кратностей излучения или для разных спектров излучения). Эффект дисбаланса значительно влияет на фотовольтаические характеристики МП СЭ. На Рисунке 13 приведены характеристики  $V_{oc}-J_g$  (базовая характеристика для ОП СЭ, совпадающая с темновой ВАХ) и эффективности ( $\eta$ ). Токвый дисбаланс характеризуется коэффициентом дисбаланса  $\kappa$  [12] - отношением избыточного фотогенерированного тока к минимальному. Видно, что, чем больше эффект дисбаланса (выше коэффициент дисбаланса), тем напряжение холостого хода выше. Однако одновременно с повышением напряжения также наблюдается значительное снижение эффективности. Такое несогласованное поведение этих двух характеристик отличает МП СЭ от ОП СЭ, в которых большее значение напряжения холостого хода всегда свидетельствует о лучшем качестве СЭ и приводит к увеличению эффективности.

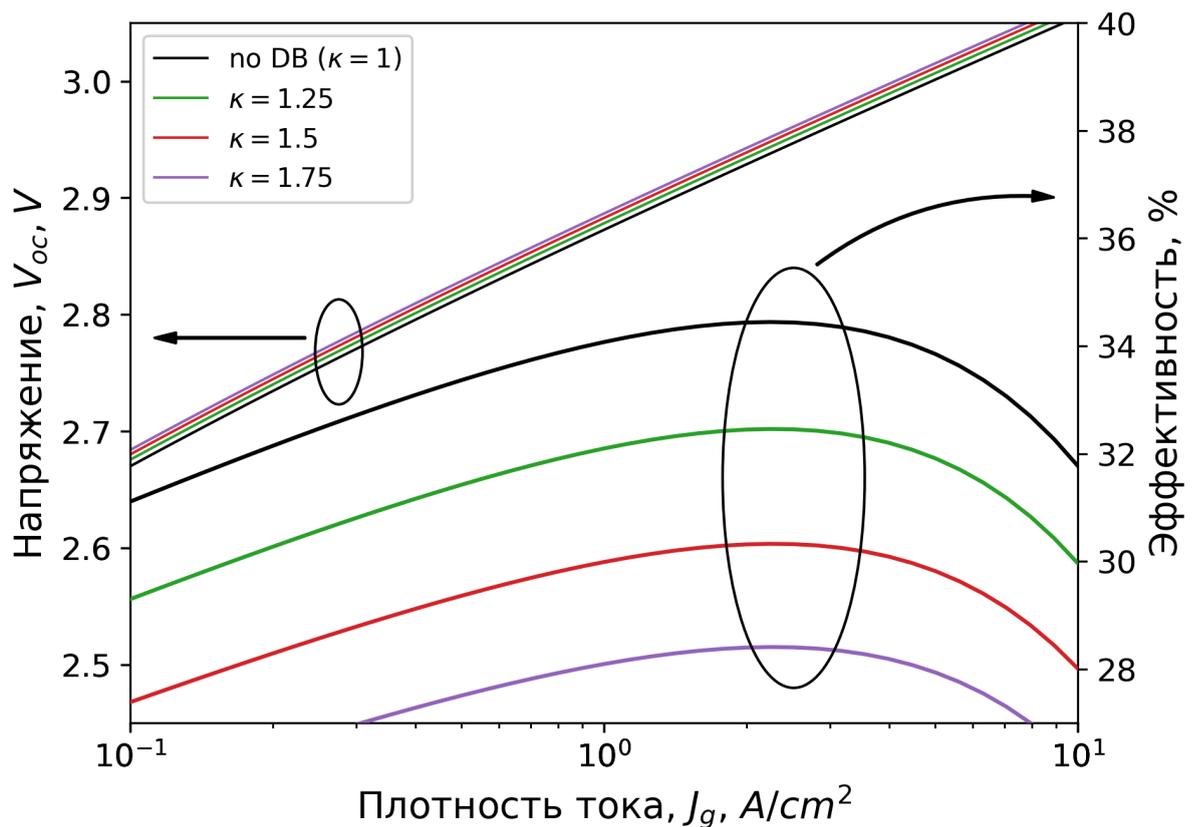


Рисунок 13. Влияние эффекта дисбаланса на фотовольтаические характеристики МП СЭ. Приведены расчётные характеристики  $V_{oc}-J_g$  и  $\eta-J_g$  для

GaInP/GaAs/Ge СЭ при равенстве фотогенерированных токов GaAs и GaInP субэлементов и избыточном токе Ge субэлемента. Коэффициент дисбаланса  $k$  - (отношение фотогенерированного тока Ge субэлемента к току GaInP и GaAs субэлементов) изменяется от 1 до 1.75.

В простейшем случае проблему учёта токового дисбаланса можно решить, анализируя выражение только для одного сегмента ВАХ, в этом случае зависимость тока от напряжения на сегменте ВАХ МП СЭ описывается следующим выражением:

$$V = \sum_{i=1}^n \frac{kT}{q} \ln \left( \left[ \frac{J_{g,i} - J}{J_{0,i}} \right]^{A_i} \right), \quad (13)$$

где,  $J_{g,i}$  - фотогенерированный ток  $i$ -го субэлемента. Несмотря на простоту и не совсем корректное описание полной ВАХ МП СЭ (односегменное описание), подобная модель широко используется для описания зависимости ВАХ МП СЭ от температуры, концентрации и спектрального состава падающего излучения [53,57–59].

Более корректное описание полной ВАХ МП СЭ заключается в расчёте ВАХ каждого субэлемента (при помощи двухдиодной модели), а затем вольтовом сложении характеристик. Этот подход позволяет описать все фотовольтаические характеристики МП СЭ с учётом дисбаланса фотогенерированных токов и с учётом мультисегментности результирующей ВАХ МП СЭ. Проблемой такого подхода является сложность экспериментального определения параметров двухдиодной модели для отдельных субэлементов, т.к. фактически наблюдаемая экспериментальная ВАХ МП СЭ даёт информацию только о результате суммирования ВАХ субэлементов. Существующие методы извлечения ВАХ субэлементов [60–65], которые основаны либо на измерении импульсных

характеристик (импульсно лазером засвечиваются отдельные p-n переходы и измеряется напряжение холостого хода), либо используют связь квантового выхода фототока и электролюминесценции [66], либо набор измерений ВАХ при контролируемом изменении состава падающего спектра. Однако все методы извлекают ВАХ субэлементов либо с применением расчётов, либо пренебрегая рядом эффектов, свойственных МП СЭ. Прямых или достоверных способов получения (измерения) параметров субэлементов в двухдиодной модели МП СЭ на данный момент не разработано. Тем не менее, расчёт ВАХ МП СЭ может быть проведён с использованием модельных параметров. Как и в ОП СЭ, возможен расчёт характеристик при помощи распределённых трёхмерных электрических схем [67–70]. В отличие от ОП СЭ, в данном случае в распределённую схему могут включаться межсубэлементные латеральные сопротивления, характеризующие латеральные токи между субэлементами. Такие модели актуальны для расчёта поведения СЭ под концентрирующей оптикой (в установках для концентрирования солнечного света), когда возникает эффект хроматической аберрации, и поверхность СЭ засвечивается неравномерно. Более того, в МП СЭ эффект хроматической аберрации может быть усилен тем, что линзы создают разное световое распределение для различных субэлементов.

#### 1.2.4. Влияние на характеристики МП СЭ эффекта люминесцентной СВЯЗИ

Существенно осложняет анализ характеристик МП СЭ эффект люминесцентной связи между субэлементами. При измерении практически всех характеристик МП СЭ через его субэлементы протекает ток, что приводит к генерации субэлементом электролюминесцентного излучения. В случае, если излучает широкозонный субэлемент, его излучение частично поглощается в соседнем, относительно узкозонном субэлементе, что приводит к возникновению

добавки к его фотогенерированному току. Возникновение дополнительного тока - положительный эффект, с точки зрения эффективности МП СЭ, однако он значительно затрудняет трактовку характеристик прибора. Более того, при измерении ВАХ в каждой её точке через р-п переходы субэлементов течёт разный ток. В характерных точках ВАХ (см. раздел 1.1.2) эффект люминесцентной связи будет разным. Например, в режиме тока короткого замыкания, когда токи, протекающие через р-п переходы субэлементов минимальны, то минимальна и люминесцентная связь субэлементов. Наоборот, в режиме разомкнутой цепи, весь ФГ ток протекает через р-п переходы субэлементов и обеспечивает максимум электролюминесцентного излучения.

Эффект электролюминесцентной связи теоретически описан в литературе [71–74]. Основной его характеристикой является результативность [71] или эффективность люминесцентной связи [73]. Обе величины показывают, какую величину дополнительного тока в узкозонном субэлементе генерирует ток, протекающий через р-п переход широкозонного субэлемента. На Рисунке 14 показано влияние результативности люминесцентной связи ( $\gamma$ ) на основные характеристики МП СЭ. Видно, что, с одной стороны, эффект влияет на темновую ВАХ (хотя существуют особые условия, когда это не так) и, как следствие, на все фотовольтаические характеристики МП СЭ, в том числе и на эффективность. Правда, его влияние на эффективность значительно меньше, чем к влияние эффекта токового дисбаланса (см. раздел 1.2.3). Это связано с тем, что в точке оптимальной нагрузки ВАХ большая часть тока уходит во внешнюю цепь и протекает через нагрузку, поэтому электролюминесценция субэлементов незначительна (по шкале тока точка оптимальной нагрузки для ВАХ с хорошим фактором заполнения близка к точке короткого замыкания, в режиме которого, как обсуждалось выше, люминесцентная связь практически отсутствует).

Одновременно с этим, эффект люминесцентной связи сильно влияет на величину внешнего квантового выхода фототока (Рисунок 12, справа). Это связано с тем, что экспериментально квантовый выход определяется по величине фотогенерированного тока субэлемента. Люминесцентная связь изменяет фотогенерированный ток за счёт дополнительного электролюминесцентного излучения. В результате, измеряемая характеристика квантового выхода, во-первых, уменьшается в области чувствительности субэлемента, во-вторых, появляется артефактная - (мнимая) чувствительность вне зоны поглощения других (более широкозонных) субэлементов. Проблема измерения квантового выхода субэлементов МП СЭ широко изучается, и существует ряд методик, позволяющих получать скорректированные значения этой величины [74–78]. Однако все методики либо решают задачу приближённо, либо базируются на сложных измерительных процедурах.

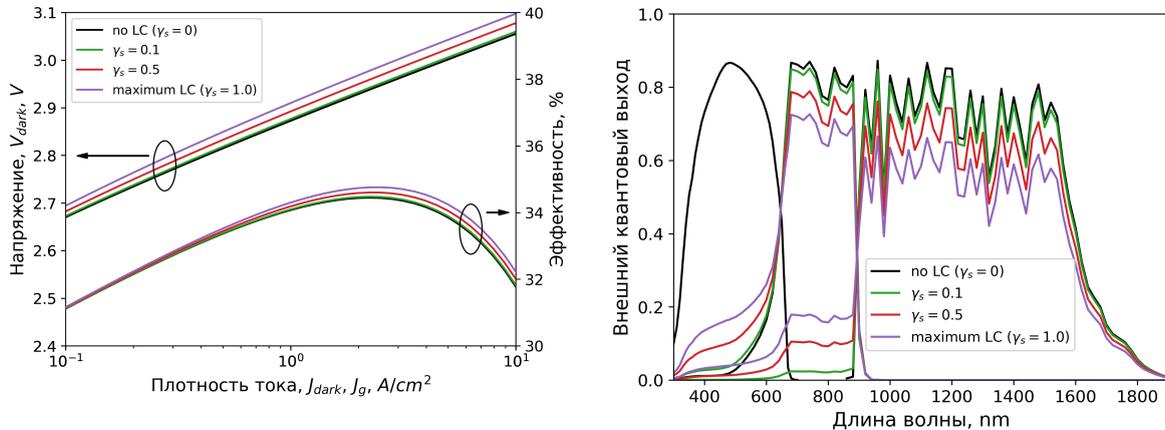


Рисунок 14. Влияние эффекта люминесцентной связи на характеристики GaInP/GaAs/Ge МП СЭ. На левом рисунке приведены расчётные характеристики темновой ВАХ ( $V_{dark}-J_{dark}$ ) и зависимость эффективности от фотогенерированного тока ( $\eta-J_g$ ). На правом рисунке приведены спектры внешней квантовой эффективности фототока. В расчётах предельная

результативность люминесцентной связи  $\gamma_s$  у всех субэлементов полагалась одинаковой и варьировалась от 0 (отсутствие связи) до 1 (максимальная связь).

Описание влияния эффекта люминесцентной связи на ВАХ МП СЭ сделано в работах [79–81], где предложена общая модель ВАХ и процедура расчёта, позволяющая рекурсивно рассчитывать характеристику. Рекурсивность вызвана каскадным характером эффекта - электролюминесценция из верхнего субэлемента увеличивает фотогенерированный ток во втором (соседнем) субэlemente. Это приводит к тому, что внутренний ток через р-п переход второго субэлемента увеличивается, и возрастает интенсивность электролюминесценции второго субэлемента. Далее, схожий процесс происходит в паре второго и третьего субэлементов и во всех остальных парах. С экспериментальной точки зрения, каскадный характер эффекта не позволяет в простом виде фиксировать его влияние на ВАХ.

#### 1.2.5. Влияние туннельных диодов на характеристики МП СЭ

Кроме эффектов люминесцентной связи и дисбаланса фотогенерированных токов, существенным отличием большинства МП СЭ от ОП СЭ является усложнение их соединительной части. Это связано с необходимостью обеспечения токовой развязки между субэлементами. Прямой рост нескольких субэлементов одинаковой электрической полярности приводил бы к примыканию их фотоактивных р- и п-областей, что создавало бы встречно включённый р-п переход. Для того, чтобы избежать проблемы в протекании обратного тока, в качестве соединительного р-п перехода используются туннельные диоды (тонкий р-п переход с вырожденными р<sup>+</sup> и п<sup>+</sup> областями) [82,83]. При токах и напряжениях меньше пиковых значений, такой туннельный р-п переход работает в изоэнергетическом туннельном режиме (носители,

обладающие одинаковой энергией туннелируют через p-n переход), его ВАХ близка к линейной (Рисунок 15), поэтому его вклад в соединительную часть может быть рассмотрен как увеличение линейного сосредоточенного последовательного сопротивления МП СЭ. При больших (чем пиковые) токах и напряжениях, ВАХ туннельного диода экспоненциальна (избыточный режим), работа МП СЭ в таком режиме неэффективна.

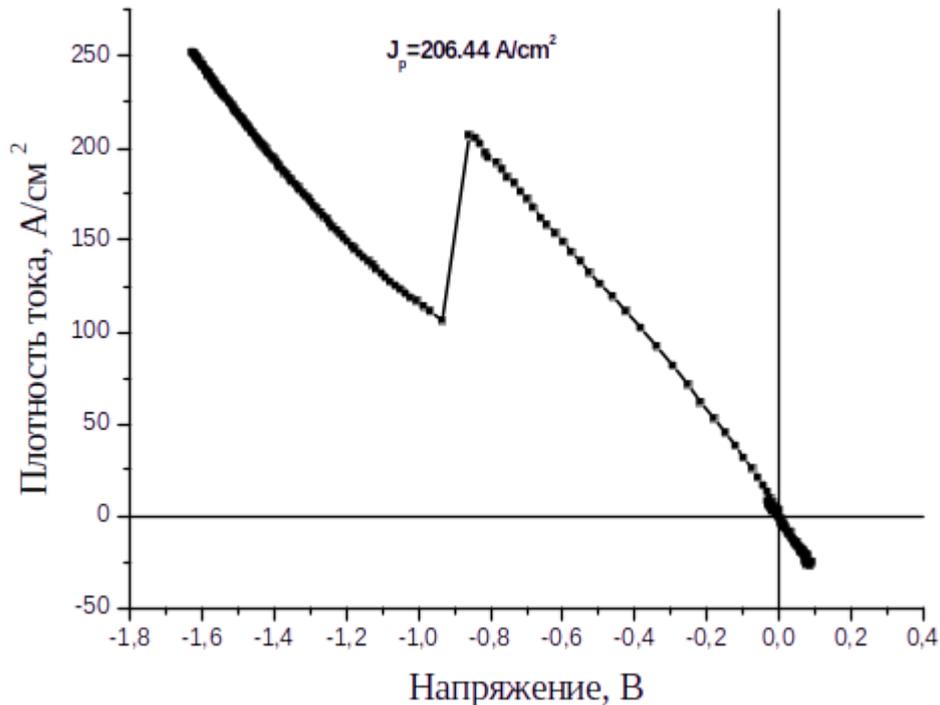


Рисунок 15. ВАХ  $p^{++}AlGaAs/n^{++}GaAs$  туннельного p-n перехода.

Изготовление туннельных диодов с высоким пиковым током особенно важно для МП СЭ, работающего в режиме концентрированного СИ. Величина пикового тока определяется шириной запрещённой зоны полупроводника, из которого выполнен туннельный диод (чем меньше  $E_g$ , тем выше пиковый ток) и уровне легирования p- и n-областей (чем выше уровень легирования, тем выше пиковый ток [82]). С точки зрения прохождения света через структуру МП СЭ, для создания туннельных диодов требуется использовать широкозонные материалы

(т.к. в противоположном случае туннельный диод будет поглощать свет), что уменьшает пиковый ток. Поэтому на практике используются материалы, близкие по ширинам запрещённых зон к зонам субэлементов. Для избежания значительного поглощения света туннельными диодами, их слои создаются максимально тонкими (до 50 нм). Тем не менее, малая часть света поглощается туннельным диодом, что приводит к генерации им фото-эдс. Генерация может возникать не только за счёт поглощения, но и за счёт инжекции носителей заряда из фотовольтаических р-п переходов субэлементов [84]. Так как р-п переход туннельного диода имеет противоположную полярность относительно базовых фотовольтаических р-п переходов, то генерируемая им фото-эдс - встречная [85]. Наличие встречной фото-эдс приводит к возникновению особенностей [84,86] на фотовольтаических характеристиках МП СЭ, не встречающихся в ОП СЭ. В том числе, встречная фото-эдс влияет на характеристику  $V_{oc}-J_g$ , которая, в отличие от случая ОП СЭ (п. 1.1.4), из-за эффектов токового дисбаланса, люминесцентной связи и наличия встречной фото-эдс, не будет совпадать с безрезистивной темновой ВАХ.

#### 1.2.6. Заключение

С электрической точки зрения, МП СЭ, как и однопереходные структуры (п. 1.1.4), можно представить состоящими из двух частей - генераторной (содержащей фотовольтаические р-п переходы субэлементов) и соединительной (содержащей элементы эквивалентной схемы, выполняющие соединительную функцию). В отличие от однопереходных структур, генераторная часть МП СЭ содержит несколько фотовольтаических р-п переходов, а соединительная часть включает в себя туннельные р-п переходы. Эти отличия приводят к специфическим для МП СЭ особенностям, которые влияют как на формирование ВАХ, так и на ФВ зависимости. К таким

особенностям относятся: дисбаланс ФГ токов субэлементов, эффект люминесцентной связи и эффект встречной фото-эдс. Также из-за наличия фотоактивных туннельных диодов изменяется поведение ВАХ соединительной части. Все перечисленные особенности приводят к тому, что в МП СЭ между их вольт-амперными характеристиками, полученными при разных условиях освещения (при разных спектрах, кратностях падающего излучения или полученные в условиях отсутствия освещения), отсутствует базовая сдвиговая связь. В п. 1.1.3. отмечалось, что эта связь заключается в том, что ВАХ генераторной части СЭ переходят друг в друга при их смещении на разность ФГ токов.

Важно отметить, что наличие сдвиговой связи лежит в основе устоявшихся взаимозависимостей ФВ параметров СЭ. К примеру, в однопереходных СЭ большая величина холостого хода при одном и том же ФГ токе всегда свидетельствует о лучшем качестве р-п перехода СЭ. В МП СЭ на напряжение холостого хода влияет дисбаланс ФГ токов, люминесцентная связь, встречная фото-эдс. Комбинация этих эффектов может привести к тому, что справедливое для ОП СЭ утверждение будет неверным для многопереходных структур.

Кроме того, не существует простых экспериментальных способов измерения характеристик отдельных субэлементов, а из-за перечисленных эффектов усложняется анализ измеряемых (суммарных) характеристик всего МП СЭ. Существующие подходы описания характеристик либо пренебрегают эффектами МП СЭ, либо рассматривают эффекты по отдельности.

Стоит также упомянуть методы анализа характеристик МП СЭ при помощи программных пакетов, моделирующих полупроводниковые структуры, исходя из базовых (фундаментальных) принципов. Так, для моделирования МП СЭ используются пакеты Silvaco Atlas [87] [88] и Crosslight [89,90]. Оба

программных пакета позволяют рассчитывать ВАХ и характеристики квантового выхода фототока. Также в них заложена симуляция туннельных токов, поэтому они успешно симулируют структуры с туннельным диодом. С другой стороны, пакеты не учитывают люминесцентную связь и эффект встречной фото-эдс. В итоге, на практике использование математических моделей не дает понимания процессов, происходящих в МП СЭ и не позволяет объяснить различные особенности характеристик приборов.

В результате, как чрезмерно упрощенные подходы к описанию характеристик МП СЭ, использующие без изменения модели, разработанные для ОП СЭ, так и сложные математические модели имеют узкую применимость. Фактически, на данный момент отсутствуют комплексные аналитические модели, учитывающие сразу все эффекты характерные для МП СЭ, а для упрощенных подходов отсутствует релевантная оценка их применимости. Также отсутствуют работы по анализу связей между ВАХ и зависимостями основных ФВ параметров от кратности падающего излучения (ФВ зависимости). Причём, благодаря широкому распространению концентрационной фотовольтаики, исследование связей между ВАХ и ФВ зависимостями имеет особую значимость.

Основной целью работы было исследовать влияние различных структурных особенностей МП СЭ на их вольт-амперные характеристики и ФВ зависимости, разработать методы анализа эффектов, свойственных МП СЭ, ввести параметры, которые позволят численно описывать регистрируемые особенности и эффекты.

## ГЛАВА 2. Фотовольтаические характеристики субэлементов МП СЭ (генераторная часть)

### 2.1. Сегментный подход описания ВАХ и ФВ характеристик МП СЭ

#### 2.1.1. Общий принцип сегментации ВАХ и ФВ характеристик ОП и МП СЭ

Рассмотрим случай измерения ВАХ МП СЭ при токах, когда падение напряжения на соединительной части гораздо меньше, чем на генераторной. В этом случае резистивным вкладом в ВАХ прибора можно пренебречь. Обычно таким условиям соответствуют плотности токов меньше  $0.05 \text{ А/см}^2$ . В этом случае можно сказать, что при измерении ВАХ экспериментально регистрируется суммарное напряжение на всех субэлементах МП СЭ. При этом возникает неоднозначность, связанная с тем, что при любом пропускаемой токе измеряемое напряжение определяется не как в ОП СЭ - одним фотогенерированным током, а комбинацией фотогенерированных токов субэлементов. В результате, существует бесконечное количество комбинаций фотогенерированных токов, дающих одно и тоже суммарное напряжение при фиксированном токе, пропускаемом через структуру МП СЭ. К примеру, если двухпереходный элемент вырабатывает какое-то напряжение, то можно бесконечным числом способов уменьшать ФГ ток одного из субэлементов, а потом добавлять ФГ ток другого субэлемента таким образом, чтобы сохранялось вырабатываемое напряжение. Поэтому в МП СЭ при измерении набора ВАХ при разных концентрациях падающего излучения обязательно сохраняется вид падающего спектра, что гарантирует пропорциональное изменение ФГ токов

субэлементов с ростом интенсивности падающего излучения. В подавляющем числе случаев субэлементы вырабатывают разные ФГ токи (эффект дисбаланса ФГ токов), это влияет на вид как ВАХ так и на ФВ зависимостей. Подробно это рассмотрено в разделе 4.1. Для описания общего принципа формирования ВАХ МП СЭ удобнее сначала рассмотреть случай (на практике встречается редко) полного баланса ФГ токов. Тогда ВАХ и ФВ зависимости состоят из линейных в полулогарифмическом масштабе участков и задаются суммой экспонент (многодиодная модель (12)). В случае ОП СЭ на линейных участках доминирует какой-либо механизм протекания тока через р-п переход. В случае МП СЭ линейный участок свидетельствует о том, что во всех р-п переходах сохраняется доминирование какого-либо механизма протекания тока, благодаря чему на протяжении всего участка сумма экспонент даёт экспоненту с одинаковым показателем. Это сходство МП СЭ с ОП СЭ лежит в основе сегментного подхода описания ВАХ МП СЭ. В этом подходе ВАХ МП СЭ представляется состоящей из сегментов. На каждом сегменте рассматривается сбалансированная по ФГ токам ВАХ (сбалансированная ВАХ), которая моноэкспоненциальна (Рисунок 16) и может быть описана однодиодной моделью. ФВ зависимости МП СЭ могут быть также представлены состоящими из тех же сегментов. При этом в рамках одного сегмента все характеристики сохраняют связь между собой, так же, как и для случая ОП СЭ. Существенное отличие возникает при учёте дисбаланса ФГ токов. Этот случай будет рассмотрен ниже, в нём к каждому сегменту добавляется соответствующая вольтовая добавка (дисбалансное добавочное напряжение).

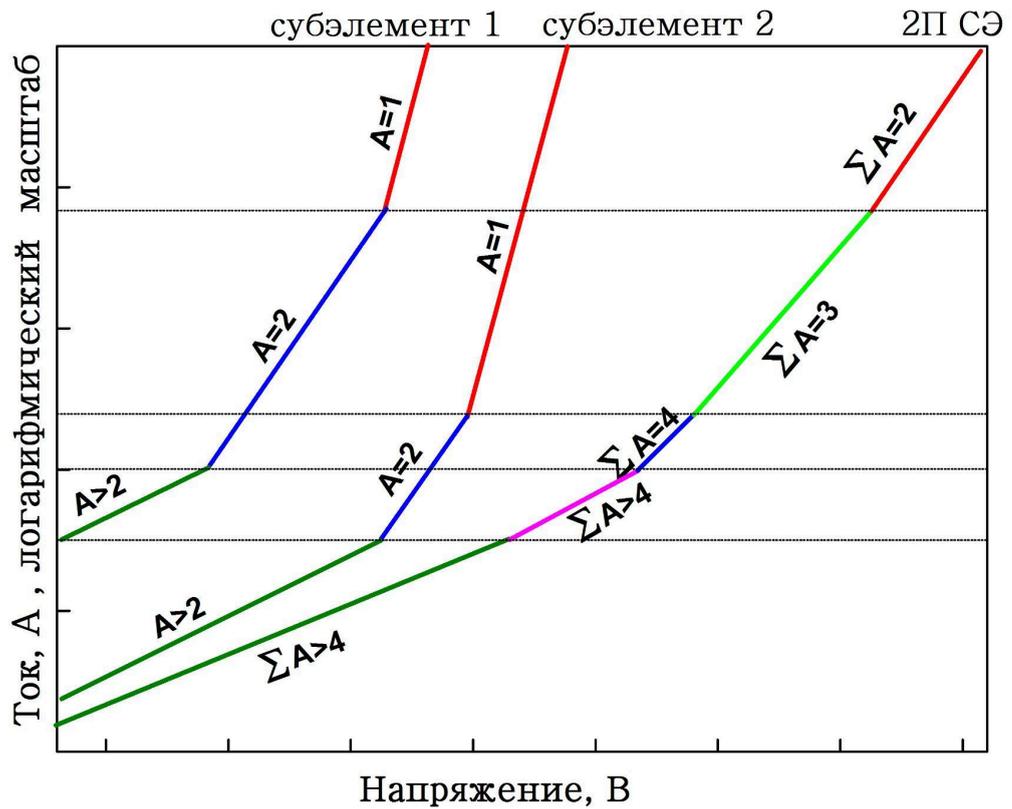


Рисунок 16. Сегментная аппроксимация ВАХ двух субэлементов (subcell 1 и subcell 2) и формирование сегментов ВАХ МП СЭ.

### 2.1.2. Сегментность ФВ характеристик МП СЭ и добавочное напряжение дисбаланса

Наиболее значимыми фотовольтаическими характеристиками СЭ являются зависимости от освещенности таких величин, как эффективность, напряжение оптимальной нагрузки, фактор заполнения и напряжение холостого хода. В общем случае освещённость измеряется в кратностях падающего (обычно солнечного) излучения, однако для применения сегментного подхода и исследования характеристик более применимо строить ФВ зависимости от фотогенерированного тока СЭ, который по определению пропорционален кратности падающего излучения. Рассмотрим ВАХ одного сегмента. В

соответствии с (4) зависимость напряжения от тока будет описываться выражением:

$$V(J) = \sum_{i=1}^n \frac{A_i kT}{q} \ln \left[ \frac{J_{g,i} - J}{J_{0,i}} \right] = \frac{kT}{q} \sum_{i=1}^n \ln \left[ \left( \frac{J_{g,i} - J}{J_{0,i}} \right)^{A_i} \right] = \frac{kT}{q} \ln \left[ \prod_{i=1}^n \left( \frac{J_{g,i} - J}{J_{0,i}} \right)^{A_i} \right], \quad (14)$$

где  $A_i$ ,  $J_{0,i}$ ,  $J_{g,i}$  - соответственно, диодный коэффициент, ток насыщения и фотогенерированный ток  $i$ -го субэлемента,  $n$  - количество субэлементов. Фотогенерированным током МП СЭ будем считать наименьший ФГ ток  $J_g = \min\{J_{g,1}, J_{g,2}, \dots, J_{g,n}\}$ , тогда (14) может быть представлено в виде суммы двух слагаемых:

$$V(J) = \frac{AkT}{q} \ln \left[ \frac{J_g - J}{J_0} \right] + V_a = E \cdot \ln \left[ \frac{J_g - J}{J_0} \right] + V_a; \quad (15)$$

первое слагаемое по форме полностью повторяет ВАХ однопереходного СЭ, при этом диодный коэффициент сегмента и его ток насыщения определяются диодными коэффициентами и токами насыщения субэлементов для данного сегмента:

$$A = \sum_{i=1}^n A_i, J_0 = \sqrt[n]{\prod_{i=1}^n J_{0,i}^{A_i}}. \quad (16)$$

Второе слагаемое характеризует дисбаланс фотогенерированных токов субэлементов и определяется только отношением ФГ токов и диодными коэффициентами сегментов. Введя коэффициенты дисбаланса ФГ токов, равные отношению ФГ тока субэлемента к ФГ току МП СЭ  $\kappa_i = \frac{J_{g,i}}{J_g} \geq 1$ , получаем выражение для  $V_a$  - добавочного напряжения дисбаланса:

$$V_a = \frac{kT}{q} \ln \left[ \prod_{i=1}^n \left( \frac{\kappa_i J_g - J}{J_g - J} \right)^{A_i} \right]. \quad (17)$$

При полном балансе все  $\kappa_i = 1$  и  $V_a$  обращается в 0, а выражение (15) приобретает вид, полностью соответствующий однопереходному СЭ. Таким образом, сегмент ВАХ и ФВ характеристик МП СЭ может быть описан однодиодной (моноэкспоненциальной) моделью с дополнительным напряжением дисбаланса. В результате, для экстраполяции подходов к описанию ФВ характеристик ОП СЭ на случай МП СЭ достаточно учесть поведение добавочного напряжения дисбаланса.

### 2.1.3. Применение сегментного подхода к GaInP/GaAs/Ge МП СЭ

Из предыдущего раздела следует, что сегментный подход позволяет конструировать ВАХ и ФВ зависимости генераторной части МП СЭ. Для определения сегментов, как и в случае ОП СЭ, удобно опираться на безрезистивную зависимость напряжения холостого хода от фотогенерированного тока  $V_{oc}-J_g$ . Из уравнения (17) следует, что дисбалансная добавка на сегменте  $V_{oc}-J_g$  характеристики имеет вид:

$$V_{a,oc} = \frac{kT}{q} \ln \left[ \prod_{i=1}^n (\kappa_i)^{A_i} \right], \quad (18)$$

т.е. является строго константой. Поэтому если сравнить сбалансированную и дисбалансную  $V_{oc}-J_g$  зависимости, то они будут состоять из одинакового количества сегментов. Все сегменты будут идти параллельно друг другу, смещённые на добавочное напряжение  $V_{a,oc}$ . Более подробно это рассмотрено в разделе 4.1. Таким образом, имея экспериментальную  $V_{oc}-J_g$  зависимость, можно выявить на ней сегменты, вычислить и затем вычесть добавочное напряжение дисбаланса и получить сбалансированную ВАХ генераторной части. Эта характеристика по своим свойствам полностью соответствует характеристике ОП СЭ (в ОП СЭ один ФГ, поэтому его характеристики всегда измеряются при

балансе ФГ токов), поэтому её удобно использовать при анализе качества генераторной части МП СЭ. Как и в ОП случае, при этом можно проводить сравнение напряжений, вырабатываемых при одинаковых токах. И большее напряжение будет свидетельствовать, о лучшем суммарном качестве р-п переходов субэлементов.

Рассмотрим подробнее процедуру получения сбалансированной сегментной ВАХ генераторной части МП СЭ. Она состоит из следующих шагов:

1. Разбиение экспериментальной  $V_{oc}-J_g$  зависимости на сегменты. При разбиении желательно выбирать такие сегменты, где фактор идеальности  $A$  был бы целым числом. Однако как будет видно ниже, это требование не обязательно.
2. Расчёт при помощи (18) значений  $V_{a,oc}$  для всех сегментов. Для проведения этого расчёта требуется задать набор фотогенерированных токов (обычно он известен из спектральных характеристик фотоответа субэлементов) и диодные коэффициенты субэлементов  $A_i$  (могут быть получены из дополнительных электролюминесцентных измерений (Рисунок 59 , раздел 4.2.2) или методом подбора.
3. Вычитание из экспериментальной  $V_{oc}-J_g$  характеристики вольтовых дисбалансных сдвигов  $V_{a,oc}$ . Результат этой операции даёт сбалансированную сегментную  $V_{oc}-J_g$  характеристику, совпадающую с темновой ВАХ генераторной части.

Имея сбалансированную ВАХ генераторной части, можно получить световую ВАХ при дисбалансе ФГ токов, для этого нужно выполнить дополнительные шаги:

4. Токовый сдвиг всех сегментов на ток короткого замыкания, для которого ведётся расчёт ВАХ. Результат - сбалансированная световая ВАХ.
5. Расчёт добавочного дисбалансного напряжения  $V_a(J)$  для полученных сдвинутых сегментов при помощи (17) и вольтовое сложение его с напряжением сегментов. В результате получается световая ВАХ генераторной части МП СЭ при дисбалансе ФГ токов.

Ниже приведён пример использования данной процедуры и применимости сегментного подхода для анализа экспериментальных характеристик МП СЭ. На Рисунке 17 показана экспериментальная  $V_{oc}-J_g$  характеристика трёхпереходного GaInP/GaAs/Ge СЭ, разбитая на четыре сегмента. Параметры сегментов, представленные в Таблице 1, были найдены методом подбора, при этом для Ge субэлемента диодный коэффициент  $A$  считался всегда равным единице, что связано с тем фактом, что  $A=2$  обычно для Ge субэлемента отсутствует. Используя параметры сегментов и процедуру метода, описанную выше, были найдены ВАХ генераторной части GaInP/GaAs/Ge МП СЭ во всём диапазоне измеренных ФГ токов. Так как большинство экспериментальных кривых являются резистивными, то сравнение результатов метода с экспериментом требует сложения полученной ВАХ генераторной части с ВАХ соединительной части. Описание ВАХ соединительной части рассмотрено в следующей главе. Соединительная часть образца, характеристики которого приведены на Рисунке 17, описывалась при помощи модели сосредоточенного последовательно сопротивления (раздел 3.3.1) и трубковой модели растекания тока (раздел 3.3.2). Результат применения метода при разных моделях приведен на Рисунке 17. Также в следующих главах будут показаны сравнения рассчитанных световых ВАХ с экспериментальными (Рисунок 40 и Рисунок 43).

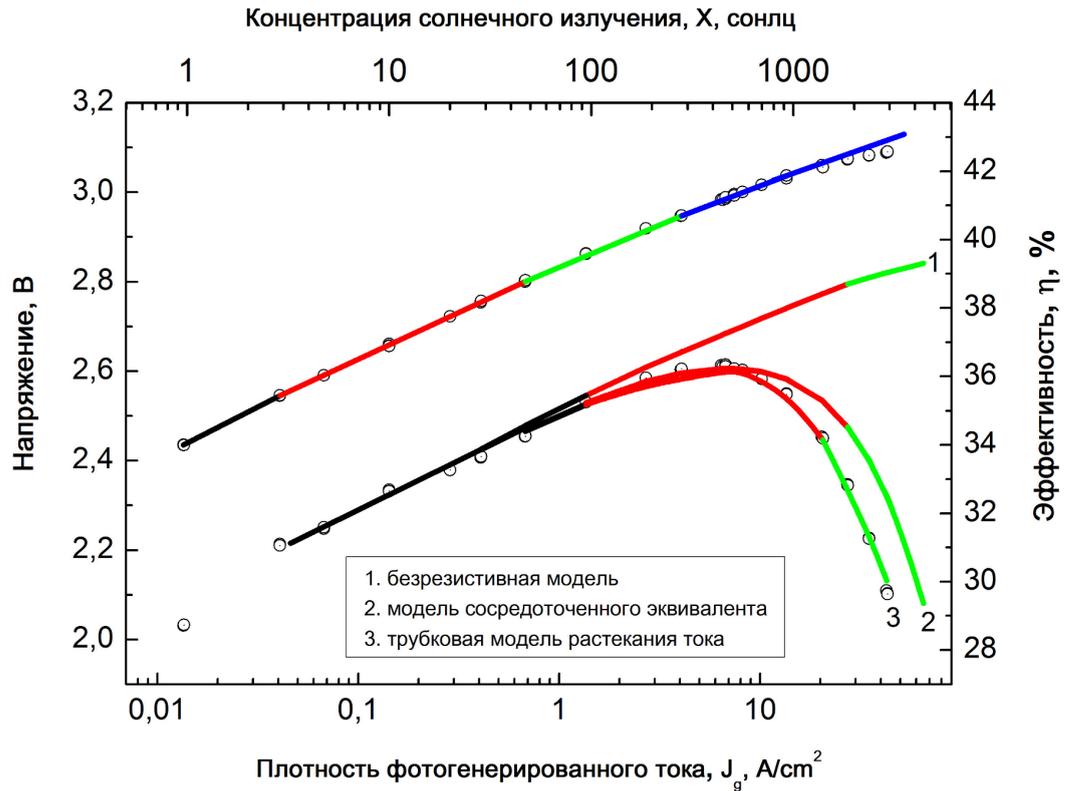


Рисунок 17. Экспериментальные (символы) и расчётные (линии) зависимости напряжения холостого хода ( $V_{oc}$ ) и эффективности ( $\eta$ ) от кратности солнечного излучения ( $X$ ). Параметры и номера сегментов представлены в Таблице 1 (1 - чёрный, 2 - красный, 3 - зелёный, 4 - синий). Резистивная зависимость эффективности приведена для трёх случаев (соответствующие кривые помечены номерами на графике): 1 - безрезистивная зависимость (эффективность генераторной части), 2 - расчёт, когда ВАХ соединительной части описывается сосредоточенным линейным эквивалентом (подробности метода получения эквивалента см раздел 3.3.1), 3 - расчёт, учитывающий влияние на ВАХ соединительной части МП СЭ процесса растекания тока между контактами (подробности метода расчёта см. раздел 3.3.2).

Из приведённых на Рисунке 17 данных видно, что вплоть до максимума, обе модели описания соединительной части МП СЭ (кривые 2 и 3 на

рисунке) качественно описывают ФВ зависимость эффективности. При больших кратностях солнечного излучения качество совпадения остаётся только для модели, учитывающей растекание тока между токоотводящими контактами. Зависимость эффективности получалась из рассчитанных ВАХ. Таким образом, предложенный сегментный метод применим для описания ВАХ и ФВ характеристик МП СЭ. Найденные параметры сегментов являются базовыми характеристиками генераторной части МП СЭ.

Таблица 1. Параметры сегментов:  $J_0$  – предэкспоненциальный множитель,  $A$  – фактор идеальности сегмента (диодный коэффициент),  $A_{GaInP}$ ,  $A_{GaAs}$ ,  $A_{Ge}$  – факторы идеальности соответствующих субэлементов.

Сегмент	$J_0, A/cm^2$	$E, V$	$A$	$A_{GaInP}$	$A_{GaAs}$	$A_{Ge}$
1	$4.26 \cdot 10^{-13}$	0.100	4.0	1.0	2.0	1.0
2	$2.74 \cdot 10^{-14}$	0.090	3.6	1.0	1.6	1.0
3	$1.50 \cdot 10^{-15}$	0.083	3.3	1.0	1.3	1.0
4	$3.18 \cdot 10^{-17}$	0.075	3.0	1.0	1.0	1.0

## 2.2. Описание влияния оптической (люминесцентной) связи на ВАХ и фотовольтаические характеристики МП СЭ.

### 2.2.1. Общее описание электролюминесцентных процессов в МП СЭ

В этом разделе рассмотрено люминесцентное воздействие более широкозонного перехода на ФГ ток узкозонного p-n перехода. Такая ситуация

реализуется в МП СЭ (см. раздел 1.2.4.). На Рисунке 18 показана пара взаимодействующих р-п переходов: широкозонного (индекс W) и узкозонного (индекс N).

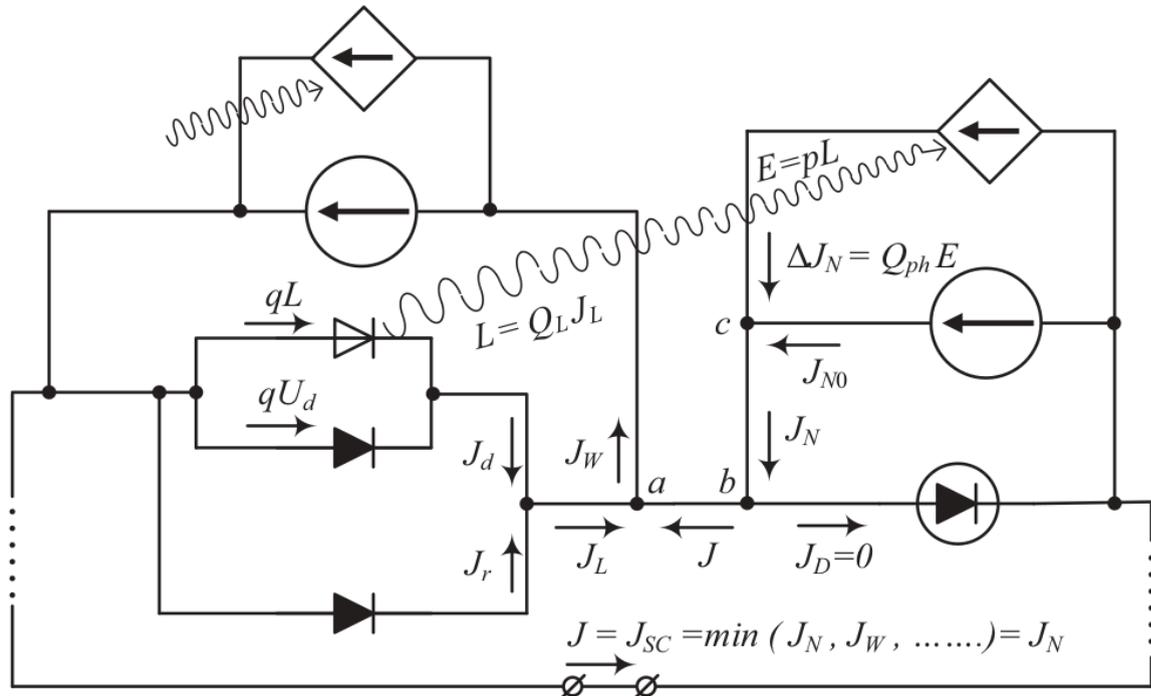


Рисунок 18. Принципиальная эквивалентная схема для двух соединенных последовательно субэлементов. Протекающие токи обозначены индексами «W» и «N» для широкозонного и узкозонного р-п переходов соответственно.

В соответствии с двухдиодной моделью (раздел 1.1.2), ток через р-п переход протекает за счёт диффузионной и рекомбинационной компонент (механизмов протекания) тока. В диффузионную компоненту дают вклад, во-первых, безызлучательная рекомбинация в квазинейтральных областях р-п перехода и межзонная безызлучательная рекомбинация  $U_d$ , во-вторых, излучательная рекомбинация (люминесценция)  $L$ . Диффузионный ток определяется обоими рекомбинациями и равняется  $J_d = qL + qU_d$ . С другой

стороны, интенсивность межзонной рекомбинации (интенсивность электролюминесценции) пропорциональна произведению концентрации свободных электронов и дырок, т.е. пропорциональна  $\exp(\frac{qV}{kT})$ . Вводя коэффициент пропорциональности между  $L$  и  $\exp(\frac{qV}{kT})$ , а также, учитывая вид уравнения для ВАХ двухдиодной модели (2), запишем следующую систему выражений:

$$\begin{aligned} L &= L_0 \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \\ J_{pn} &= J_1 + J_2 = J_{01} \cdot \left(\exp\left[\frac{q \cdot V}{kT}\right]\right) - J_{02} \cdot \left(\exp\left[\frac{q \cdot V}{2kT}\right]\right) \\ J_1 &= qL + qU_d \end{aligned} \quad (19)$$

Система (19) даёт в параметрической форме характеристику  $L - J_{pn}$ . Исключив экспоненту, получим эту характеристику в виде явных функций интенсивности электролюминесценции: обратной (20 а) и прямой (20 б):

$$J_{pn} = J_{01} \cdot \frac{L}{L_0} + J_{02} \cdot \sqrt{\frac{L}{L_0}} \quad (20 \text{ а})$$

$$qL = Q_s \frac{J_{rd}}{4} \left(1 - \sqrt{1 + 4 \frac{J_L}{J_{rd}}}\right)^2, \quad (20 \text{ б})$$

где

$$Q_s = \frac{qL_0}{J_{01}}; J_{rd} = \frac{J_{02}^2}{J_{01}} \quad (21)$$

Рассмотрим связь между  $\Delta J_N$  - наведённым электролюминисцентным излучением  $L$  широкозонного субэлемента и током  $J_{pn}$ , протекающим через широкозонный р-п переход (Рисунок 18). Обозначим  $Q_L$  - квантовый выход электролюминесценции широкозонного субэлемента

$$Q_L = \frac{qL}{J_{pn}}, \quad (22)$$

тогда интенсивность выходящей из p-n перехода электролюминесценции равна  $qL = Q_L \cdot J_{pn}$ . Часть полученного светового потока достигнет узкозонного p-n перехода. Введём коэффициент  $p$  (от 0 до 1), характеризующий эту часть. Также введём  $Q_{ph}$  - квантовый выход фототока при поглощении узкозонным субэлементом электролюминесцентного излучения широкозонного, тогда наведённый в узкозонном элементе ток будет равен:

$$\Delta J_N = Q_L \cdot p \cdot Q_{ph} \cdot J_{pn} = \gamma \cdot J_{pn}, \quad (23)$$

где  $\gamma$  - введённая величина, называемая результативностью люминесцентной связи или передаточной функцией. Величина  $\gamma$  характеризует то, какая часть тока через p-n переход широкозонного субэлемента посредством люминесцентной связи будет наведена в узкозонном субэлементе. В соответствии с (23),  $\gamma$  описывается следующим выражением:

$$\gamma = p \cdot Q_{ph} \cdot Q_L \quad (24)$$

Вернёмся к рассмотрению уравнения (20). Согласно (20 а) зависимость  $L$  от плотности тока асимптотически аппроксимируется двумя участками: квадратичным (рекомбинационным - доминирует рекомбинационная компонента протекания тока - в (20 а) пренебрегаем первым слагаемым)  $L = L_0 \left( \frac{J_{pn}}{J_{rd}} \right)^2$  и линейным (диффузионным, пренебрегаем вторым слагаемым)  $L = L_0 \frac{J_{pn}}{J_{rd}}$ . Также видно, что на рекомбинационном участке квантовый выход пропорционален току  $Q_L = Q_s \frac{J_{pn}}{J_{rd}}$ , а на диффузионном участке  $Q_L$  стремится к  $Q_s$  - насыщенной величине квантового выхода электролюминесценции (21). Соответственно в (24)  $Q_s$  замещается на  $\gamma_s = p \cdot Q_{ph} \cdot Q_s$ , а отношение  $\frac{Q_L}{Q_s}$  на  $\frac{\gamma}{\gamma_s}$ . При этом из (20), с

учётом преобразования (21) и замены (22) и (24), следует зависимость  $\frac{\gamma}{\gamma_s}$ , представленная обратной (25 а) и прямой (25 б) функциями:

$$J_{pn} = J_{rd} \frac{\gamma/\gamma_s}{(1-\gamma/\gamma_s)^2} \quad (25 \text{ а})$$

$$\gamma = \gamma_s \frac{J_{rd}}{4J_{pn}} \left( 1 - \sqrt{1 + \frac{4J_{pn}}{J_{rd}}} \right)^2 = \gamma_s \left[ 1 + \frac{J_{rd}}{2J_{pn}} \left( 1 - \sqrt{1 + \frac{4J_{pn}}{J_{rd}}} \right) \right] \quad (25 \text{ б})$$

Отметим, что функция  $\gamma(J_{pn})$  повторяет зависимость  $Q_L(J_{pn})$ . Поэтому, как и квантовый выход электролюминесценции, результативность люминесцентной связи  $\gamma(J_{pn})$  линейно возрастает на рекомбинационном участке  $\gamma = \gamma_s \frac{J_{pn}}{J_{rd}}$  и стремится к насыщению на диффузионном участке. При этом величина насыщения  $\gamma_s = p \cdot Q_{ph} \cdot Q_s = \frac{qL_0}{J_0} \cdot p \cdot Q_{ph}$ .

### 2.2.2. Наведённый люминесцентный ток

Как видно, например, из эквивалентной схемы двухпереходного СЭ (Рисунок 18 ), «внутренний» ток, дающий люминесценцию, равен разности ФГ токов широкозонного и узкозонного субэлементов

$$J_{pn} = J_W - J_N \quad (26)$$

При этом дополнительный генераторный ток  $\Delta J_N$ , индуцированный (наведённый) в узкозонном р-п переходе, связан с током через р-п переход передаточной функцией  $\gamma(J_{pn})$  (23). По определению, передаточная функция (результативность люминесцентной связи) является отношением

индуцированного тока ( $\Delta J_N$ ) к току через излучающий p-n переход ( $J_{pn}$ ), в итоге получаем:

$$\gamma(J_{pn}) = \frac{\Delta J_N}{J_{pn}} = \frac{J_N - J_{N0}}{J_W - J_N} \quad (27 \text{ a})$$

или

$$\Delta J_N = \gamma(J_{pn}) \cdot J_{pn} \quad (27 \text{ b})$$

Важно отметить, что все величины, используемые в (27), могут быть измерены экспериментально [71,73]. Так, на Рисунке 19 приведены экспериментальные (символы) и расчетные (линии) зависимости передаточной функции от тока через p-n переход широкозонного субэлемента для двух пар субэлементов - GaInP–GaAs и GaAs–Ge. Зависимости получены для трёхпереходного GaInP/GaAs/Ge МП СЭ методом, описанным в [71]. На рисунке также приведён расчёт, произведённый при помощи уравнения (25). Полученные параметры  $J_{rd}$  и  $\gamma_s$ , приведены в Таблице 2.

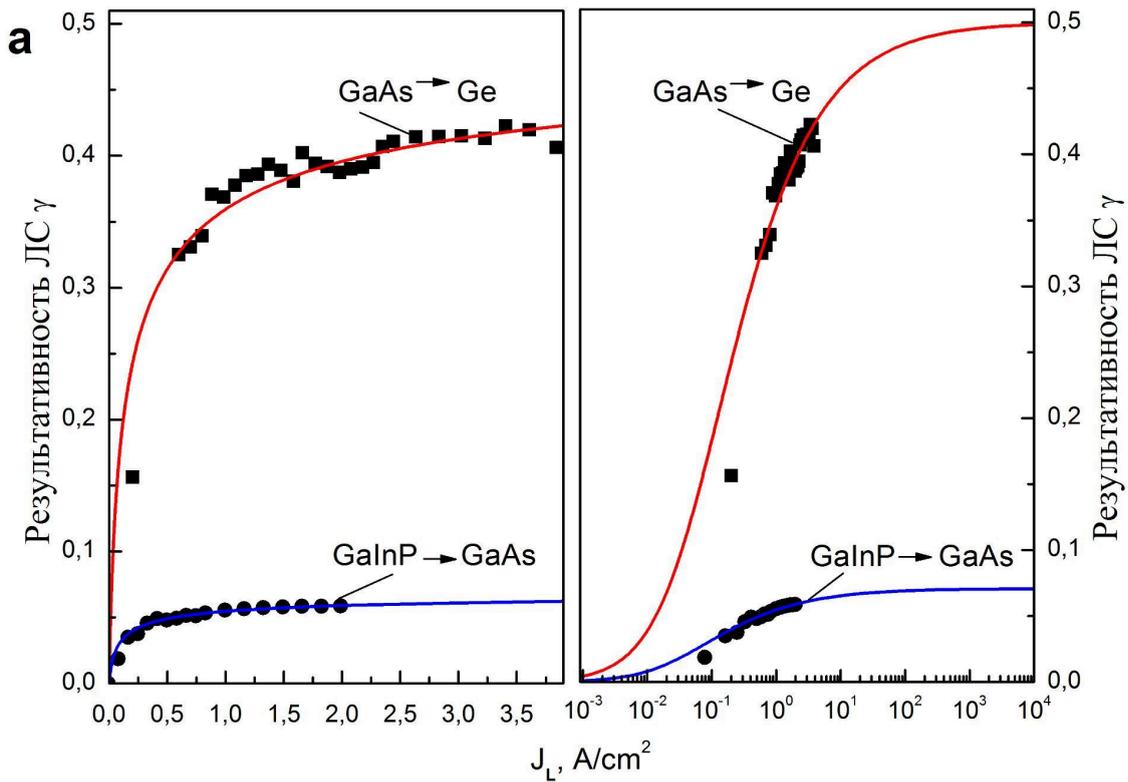


Рисунок 19. Передаточная функция для пар субэлементов GaInP–GaAs и GaAs–Ge в линейном (слева) и логарифмическом (справа) масштабах: точки - экспериментальные данные, линия - расчёт по формуле (25).

Как видно, предложенное описание эффекта люминесцентной связи в МП СЭ позволяет регистрировать передаточную функцию  $\gamma$ , анализ которой позволяет определить базовые параметры люминесцентной связи - характерный ток  $J_{rd}$  и предельную результативность  $\gamma_s$ , использование которых, как будет показано ниже, позволяет прогнозировать влияние люминесцентной связи на фотовольтаические характеристики МП СЭ. Отдельно стоит отметить физический смысл найденных параметров. Нетрудно убедиться, что величина  $J_{rd}$  характеризует ток, при котором диффузионный ток равен рекомбинационному. Для этого достаточно в двухдиодной (2) модели найти ток, при котором слагаемое с диффузионной предэкспонентой ( $J_{02}$ ) равно слагаемому с рекомбинационной

предэкспонентой ( $J_{01}$ ). Величина  $\gamma_s$  характеризует предельное (максимально возможное) значение передаточной функции, т.е. то, какая в пределе часть тока через р-п переход широкозонного субэлемента может посредством люминесцентной связи быть добавлена к фотогенерированному току узкозонного субэлемента.

Таблица 2. Параметры люминесцентной связи для трёхпереходного GaInP/GaAs/Ge МП СЭ.

пара субэлементов	$\gamma_s$	$J_{rd}, A/cm^2$
GaInP-GaAs	0.07	$7.0 \cdot 10^{-2}$
GaAs-Ge	0.5	$1.1 \cdot 10^{-1}$

### 2.2.3. Вольт-амперная характеристика МП СЭ с учётом люминесцентной связи

Рассмотрим метод получения ВАХ МП СЭ с учётом ЛС. Как будет показано, задавая токи насыщения р-п переходов субэлементов и  $\gamma_s$  можно, проводя рекурсивный расчёт, получить напряжения, вырабатываемые всеми субэлементами. На Рисунке 20 приведена эквивалентная схема МП СЭ с учётом ЛС. Согласно этой схеме, для любого фотовольтаического р-п перехода ток состоит из двух компонент и описывается двухэкспоненциальной моделью (19 б). По форме выражение (19 б) - это квадратное уравнение относительно  $\exp\left(\frac{V}{2kT}\right)$ , решая которое получим:

$$V = \frac{2kT}{q} \cdot \ln\left(\frac{\sqrt{J_{02}^2 + 4J_{01}(J_{pn} + J_{01} + J_{02})} - J_{02}}{2J_{01}}\right) \quad (28)$$

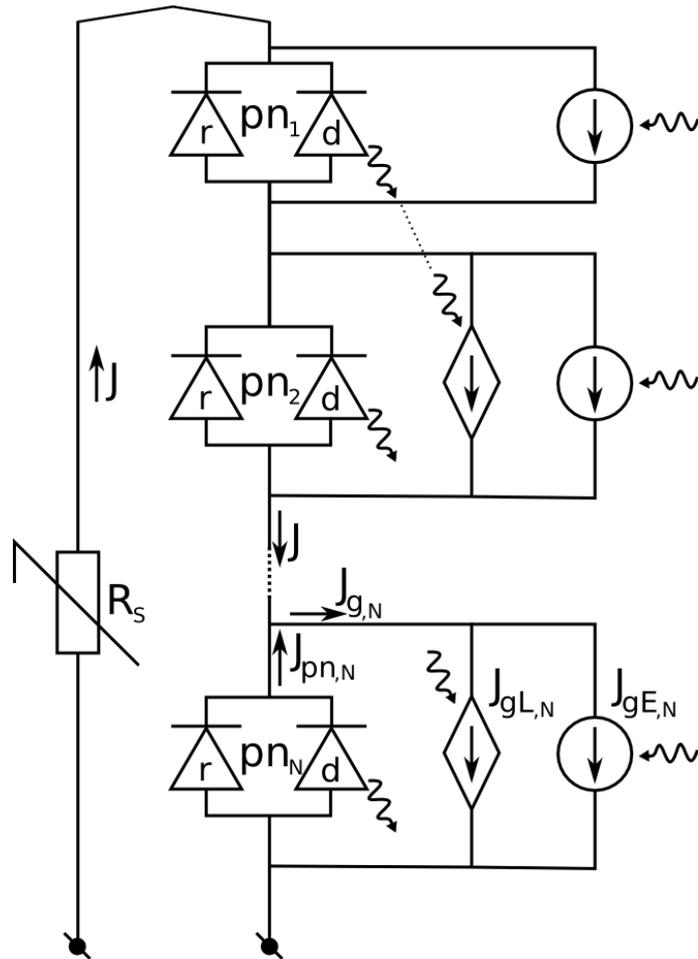


Рисунок 20. Эквивалентная электрическая схема МП СЭ с учётом фотогенерированных токов, наведённых люминесценцией  $J_{gL}$ .

При освещении:  $J_{pn} = J_g - J$ , где  $J_g = J_{gE} + J_{gL}$ ,  $J_{gE}$  — фотогенерированный ток, индуцированный внешним освещением,  $J_{gL}$  — ток, индуцированный люминесценцией соседнего широкозонного р-п перехода,  $J$  — ток во внешней цепи (Рисунок 20). При наличии люминесцентной связи, имеем:

$$J_{gL,i+1} = \gamma_i(J_{pn,i}) \cdot J_{pn,i}, \quad (29)$$

где  $i=1..N$  — индекс субэлемента,  $N$  — число субэлементов. Выражение справа включает в себя функцию  $\gamma_i(J_{pn,i})$ , которая с использованием базовых параметров

люминесцентной связи ( $J_{rd}$  и  $\gamma_s$ ) может быть рассчитана по формуле (25 b) для любых  $J_{pn,i}$ . Применяя выражение (29), можно получить  $J_{pn}$  для любого p-n перехода и, следовательно, его напряжение (28). На практике расчёт сводится к следующей процедуре:

1. Задаётся ток  $J$ , для которого будет производиться расчёт.
2. Вычисляется  $J_{pn,1}$  - ток через первый p-n переход. Так как первый субэлемент самый широкозонный, то в нём нет наведённых люминесцентной связью токов. В результате, ток через его p-n переход:  $J_{pn,1} = J_{g,1} - J$ , где  $J_{g,1}$  - ФГ ток первого субэлемента.
3. При помощи (29) вычисляется  $J_{gL,2}$  - ток, индуцированный люминесценцией первого субэлемента во втором субэlemente.
4. Вычисляется  $J_{pn,2}$  - ток через второй p-n переход. Учитывая, что ФГ ток второго субэлемента  $J_{g,2}$  увеличивается на  $J_{gL,2}$ , получаем  $J_{pn,2} = J_{gL,1} + J_{g,1} - J$ .
5. Повторяем операции аналогично п.3 и п.4 для остальных субэлементов. В результате получаем набор токов через p-n переходы всех субэлементов от  $J_{pn,1}$  до  $J_{pn,n}$ , где  $n$  - количество субэлементов.
6. При помощи (29) производится расчёт напряжений всех субэлементов.

В результате проведения процедуры для всех субэлементов получаются пары: “ток - напряжение”. Изменяя ток и повторяя расчёт, получаем множество значений пар “ток - напряжение”, т.е. ВАХ всех субэлементов. Сложение ВАХ всех p-n переходов даёт безрезистивную ВАХ МП СЭ.

Отметим частный случай работы СЭ, при котором все токи, индуцированные внешним освещением ( $J_{gE}$ ), равны между собой. Такой режим - полного баланса внешних (наведённых внешним излучением) фотогенерированных токов будем называть внешне-сбалансированным. Одним из способов получения ВАХ во внешне-сбалансированном режиме является измерение ВАХ при отсутствии внешнего освещения (измерение темновой

ВАХ). В этом случае все соответствующие источники тока на эквивалентной схеме (Рисунок 20) равны нулю  $J_{gE,i}=0$  ( $i=1..N$ ). Из Рисунка 20 видно, что если ввести ненулевые, равные между собой индуцированные внешним освещением токи ( $J_{gE,i}=J_{gE}$   $i=1..N$ ), то получим внешне-сбалансированную ВАХ. В безрезистивном случае это соответствует положительному токовому сдвигу темновой характеристики на величину  $J_{gE}$ . Такая сдвиговая связь между темновой и внешне-сбалансированной световой ВАХ является очевидной при отсутствии ЛС ( $J_{gL,i} = 0$ ,  $i=1..N$ ). Отметим, что она остаётся справедливой и при учёте люминесценции р-п переходов. Так, в соответствии с эквивалентной схемой (Рисунок 20) и видом связи наведенного тока в узкозонном р-п переходе от относительно широкозонного (27), можно записать следующие выражения для токов через р-п переходы МП СЭ:

$$\begin{aligned}
 J_{pn,1} &= J_{gE} - J \\
 J_{pn,2} &= J_{gE} - J + J_{gL,2} = J_{pn,1} - \gamma_{1 \rightarrow 2}(J_{pn,1}) \cdot J_{pn,1} \\
 J_{pn,3} &= J_{gE} - J + J_{gL,3} = J_{pn,1} - \gamma_{2 \rightarrow 3}(J_{pn,2}) \cdot J_{pn,2} \\
 &\dots \\
 J_{pn,N} &= J_{pn,1} - \gamma_{N-1 \rightarrow N}(J_{pn,N-1}) \cdot J_{pn,N-1}
 \end{aligned} \tag{30}$$

где  $\gamma_{N-1 \rightarrow N}$  - результативность люминесцентной связи между р-п переходами N-1 и N субэлементов. Как видно,  $J_{pn,2}$  является функцией  $J_{pn,1}$ , т.е.  $J_{pn,2} = f_1(J_{pn,1})$ . В свою очередь,  $J_{pn,3}$  явно зависит от  $J_{pn,1}$  и  $J_{pn,2} = f_1(J_{pn,1})$ , т.е. тоже является функцией от  $J_{pn,1}$ . Таким образом,  $J_{pn,3} = f_2(J_{pn,1})$ ; продолжая такое размышление, приходим к тому, что в случае внешне-сбалансированного условия  $J_{pn,N} = f_{N-1}(J_{pn,1})$ , т.е. токи и, соответственно, напряжения всех р-п переходов определяются через ток р-п перехода первого субэлемента  $J_{pn,1} = J_{gE} - J$ , который является самым широкозонным и не зависит от эффекта ЛС. Поэтому, как и в случае ОП СЭ,

напряжение  $V$  для любого тока  $J$  в МП СЭ является функцией от  $J_{gE} - J$ . Соответственно, при этом будет сохраняться и сдвиговая связь между темновой и внешне-сбалансированной световой ВАХ.

Это утверждение было экспериментально подтверждено для характеристик GaInP/GaAs/Ge МП СЭ. На Рисунке 21 приведён набор световых ВАХ, имеющих одинаковую величину тока короткого замыкания ( $\sim 13.2 \pm 1 \text{ mA/cm}^2$ ), но разное значение ФГ токов, индуцированных внешним освещением. Также на рисунке представлена темновая ВАХ, сдвинутая по току на указанную величину. Варьирование соотношений ФГ токов производилось до тех пор, пока не достигался внешне-сбалансированный режим. Видно, что характеристика, полученная при таком режиме, совпадает со сбалансированной темновой ВАХ (в темновом режиме все инициированные внешним освещением ФГ токи равны нулю, что соответствует режиму баланса ФГ токов). Таким образом, эффект люминесцентной связи при балансе фотогенерированных токов, индуцированных внешним освещением, сохраняет базовую связь между ВАХ.

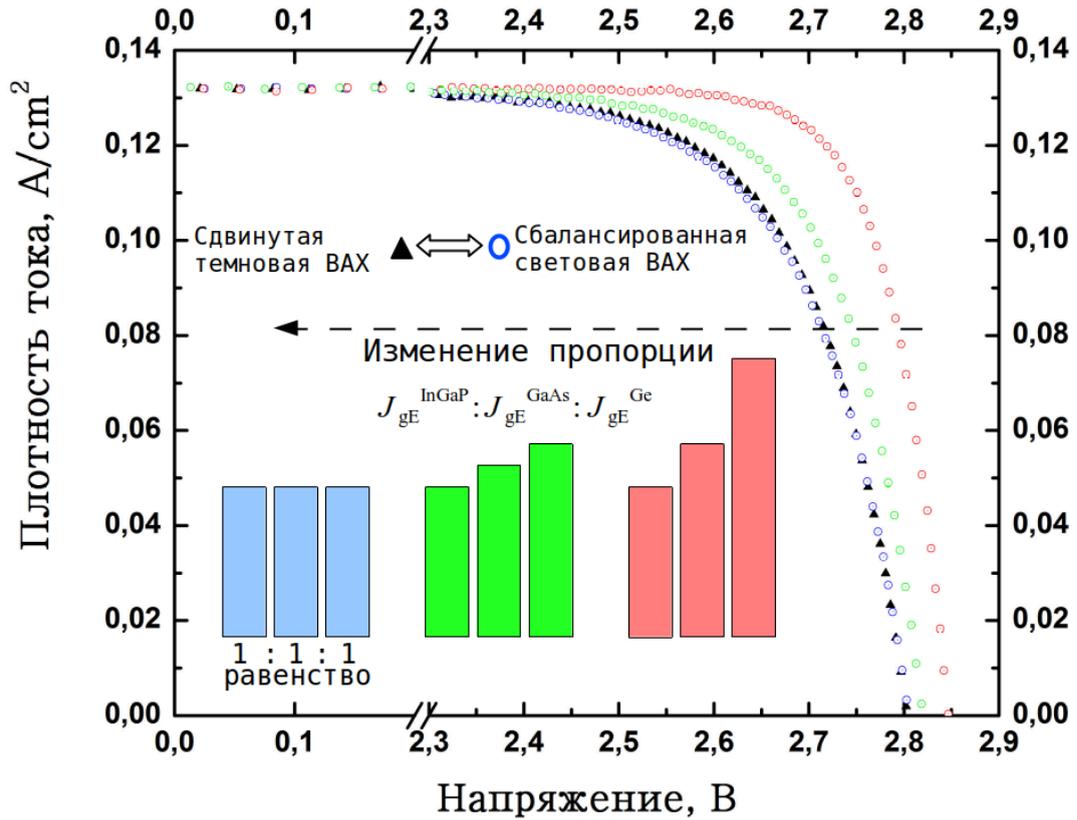


Рисунок 21. Экспериментальная внешне-сбалансированная световая (синие кружочки) и совпадающая с ней сдвинутая темновая (чёрные треугольники) ВАХ, а также ВАХ, полученные при дисбалансе фотогенерированных токов (зелёные и красные символы). Столбчатые диаграммы показывают уровень дисбаланса фотогенерированных токов, цвета диаграмм соответствуют цветам, которыми построены экспериментальные зависимости.

#### 2.2.4. Определение потерь, связанных с дисбалансом фотогенерированных токов субэлементов МП СЭ

Важным следствием наличия сдвиговой связи между темновой и внешне-сбалансированной световой ВАХ является тот факт, что эта связь позволяет оценивать потери, связанные с дисбалансом ФГ токов субэлементов

МП СЭ. Очевидно, что при дисбалансе излишняя часть фототока перейдет в ток через p-n переход разбалансированного субэлемента. В случае, если рядом с этим субэлементом есть более узкозонный субэлемент, то за счёт люминесцентной связи часть этого тока будет передана ему. В общем случае, эффективность этого процесса не превышает 50% (потому что обычно только половина излучения идёт в сторону узкозонного субэлемента, вторая половина идёт в сторону поверхности СЭ), кроме того, в случае избыточного тока в наиболее узкозонном субэлементе его электролюминесценция не может быть поглощена ни одним другим субэлементом. Таким образом, во всех случаях наличие добавочного люминесцентного фототока у субэлемента менее эффективно, чем если бы этот фототок был равномерно распределен по всем субэлементам МП СЭ.

Очевидно, что в идеализированном случае величиной предельно сбалансированного фотогенерированного тока субэлементов  $J_{g,bal}$  является среднее арифметическое значение всех ФГ токов. Под идеализацией подразумевается, что фотон поглощается либо в одном, либо в другом субэлементе, т.е. приращение/убыль фототока в одном из субэлементов равно убыли/приращению в другом. В предельном случае возникает равенство ФГ токов, индуцированных внешним освещением (внешне-сбалансированный случай), что соответствует максимальной эффективности МП СЭ. Получить такую характеристику можно, используя сдвиговую связь между темновой и внешне-сбалансированной световой ВАХ. Для этого надо произвести смещение темновой ВАХ на ФГ ток, равный  $J_{g,bal}$ . Сравнение этой характеристики с экспериментальной световой ВАХ позволяет оценить потери, вызванные дисбалансом ФГ токов. На Рисунке 22 приведено сравнение таких характеристик.

Стоит отметить, что сдвиговая связь полностью справедлива для генераторной ВАХ МП СЭ. На рисунке выше (Рисунок 21) ВАХ были получены при небольших ФГ токах, поэтому ошибка, связанная с отсутствием учёта резистивного вклада соединительной части МП СЭ, незаметна. На практике, для оценки влияния дисбаланса ФГ токов на эффективность МП СЭ требуется достигать кратностей СИ, при которых достигается максимум эффективности МП СЭ. В этих режимах влияние на ВАХ соединительной части не может считаться незначительной. Ниже соединительная часть описана моделью сосредоточенного линейного эквивалента. Как было показано ранее (Рисунок 17), эта модель применима для кратностей солнечного излучения, при которых достигается максимум эффективности. В результате, к безрезистивной внешне-сбалансированной ВАХ (полученной сдвигом темновой ВАХ на

среднеарифметический ФГ ток  $J_{g,bal} = \frac{\sum_{i=1}^N J_{g,i}}{N}$ ) добавлялась резистивная поправка.

Для этого по методу, описанному в разделе 3.3.1, был определен линейный сосредоточенный эквивалент последовательного сопротивления  $R_s = 0.019 \text{ Ом}\cdot\text{см}^2$ . Используя его, из темновой ВАХ была получена сначала безрезистивная темновая (ко всем напряжениям была добавлена величина  $J \cdot R_s$ ) ВАХ, а после её сдвига из полученной безрезистивной световой ВАХ уже получалась резистивная световая (из всех напряжений была вычтена величина  $J \cdot R_s$ ).

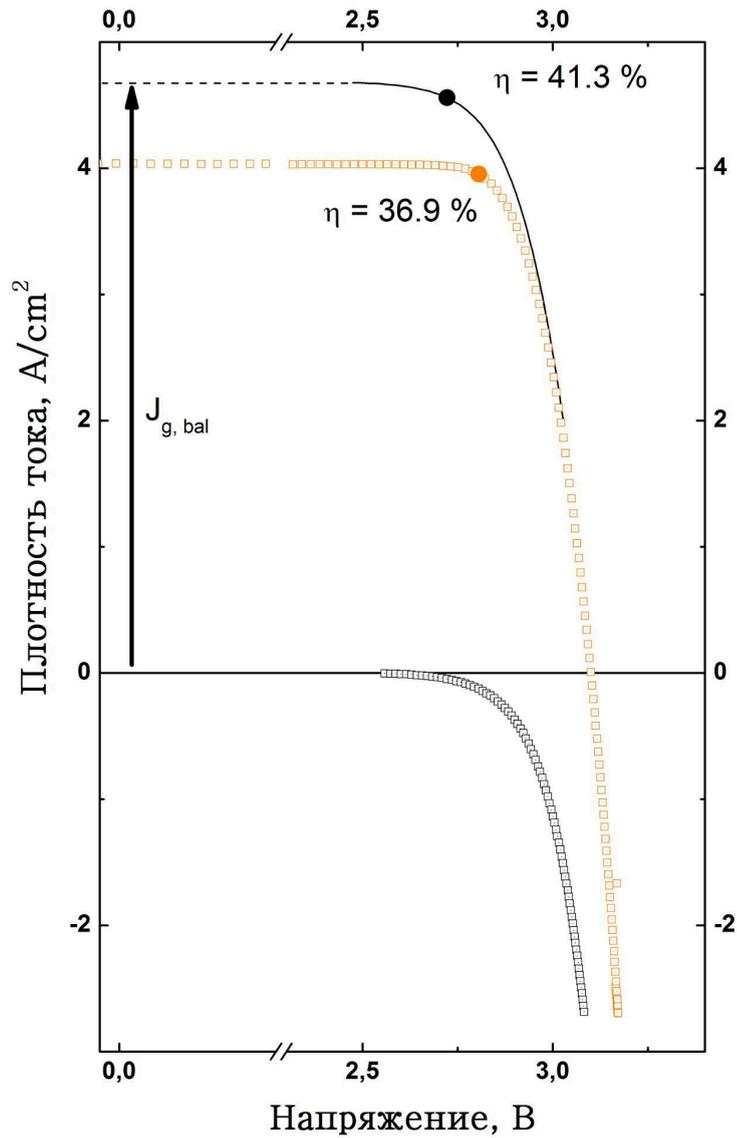


Рисунок 22. Вольт-амперные характеристики трёхпереходного GaInP/GaAs/Ge СЭ: темновая экспериментальная ВАХ - чёрные квадратики, световая экспериментальная ВАХ в условиях максимальной эффективности - оранжевые квадратики, предельная балансная ВАХ (полученная из темновой ВАХ) - чёрные треугольники.

Сравнение полученной внешне-сбалансированной световой ВАХ позволяет оценить потери, связанные с дисбалансом ФГ токов. Так, в приведенном примере измеренная эффективность GaInP/GaAs/Ge МП СЭ

составляла 36.9%. Достижение баланса позволило бы получить эффективность, равную 41.3%. Следовательно, потери, связанные с дисбалансом ФГ токов, приводят к снижению эффективности на заметную величину (в данном случае на 4.4%).

Таким образом, в главе рассмотрены отличительные особенности генераторной части МП СЭ - дисбаланс фотогенерированных токов и эффект люминесцентной связи. Предложен сегментный подход для расчёта ВАХ и ФВ зависимостей МП СЭ и показана применимость этого подхода для описания экспериментальных характеристик трёхпереходного GaInP/GaAs/Ge СЭ. Детально описано влияние ЛС на характеристики МП СЭ, предложен метод расчёта ВАХ с учётом этого эффекта и установлена связь между экспериментальными темновой и внешне-сбалансированной ВАХ, а также предложен метод оценки потерь МП СЭ, связанных с дисбалансом ФГ токов. Предложенные в главе методы расчёта будут использованы в следующих главах. Особенно стоит отметить раздел 4.1, в котором произведен теоретический расчёт, позволяющий наглядно показать, как именно эффекты дисбаланса ФГ токов и ЛС изменяют ВАХ и ФВ характеристики МП СЭ.

## ГЛАВА 3. Соединительная часть многoperеходных солнечных элементов

Формально соединительная часть многoperеходного СЭ отличается от однопереходного только наличием туннельных диодов. В остальном, она так же, как и в ОП случае содержит последовательное сопротивление подложки, слоёв, сопротивление растекания и сопротивления гетероинтерфейсов. Однако стоит отметить ряд существенных отличий соединительной части МП СЭ от ОП СЭ.

Во-первых, из-за увеличения числа гетероинтерфейсов, их вклад в последовательное сопротивление фотопреобразователя значительно возрастает. Также в МП СЭ значительнее проявляется связь между сосредоточенным линейным эквивалентом последовательного сопротивления и резистивными параметрами, определяющими процессы растекания тока между контактами. Как будет показано, эта связь зависит от числа субэлементов МП СЭ. Туннельные диоды, включенные в соединительную часть МП СЭ, создаются на основе p-n переходов, поэтому могут быть фотоактивными, в результате чего соединительная часть МП СЭ может включать в себя генераторы напряжения, что приводит к усложнению генераторной части МП СЭ. Это влияет на методы характеристики соединительной части: в результате, либо ухудшается их точность, либо усложняются процедуры получения ВАХ соединительной части.

Все перечисленные элементы соединительной части МП СЭ и проблемы, связанные с её характеристикой, рассмотрены в данной главе.

### 3.1. Туннельные диоды

#### 3.1.1. Фотоактивные и пассивные туннельные диоды

Как было отмечено выше, для соединения различных субэлементов в структуру МП СЭ включаются дополнительные слои, формирующие туннельные диоды. Наличие туннельных диодов является основным отличием соединительной части МП СЭ, по сравнению с однопереходными структурами. Туннельные диоды могут влиять не только на соединительную, но и на генераторную часть (могут генерировать встречное фотонапряжение) МП СЭ (см. раздел 2.2). В общем случае, их структура в составе МП СЭ формируется таким образом, чтобы при рабочих условиях (при рабочих кратностях солнечного излучения) резистивный вклад в соединительную часть был незначительным. Это достигается при больших пиковых токах и малых пиковых напряжениях туннельного диода. Для концентраторных МП СЭ пиковый ток туннельного диода всегда больше  $20 \text{ A/cm}^2$  (достигает  $80 \text{ A/cm}^2$ ), а пиковое напряжение не превышает  $0.2 \text{ V}$  [91–94]. В МП СЭ встречаются два типа туннельных диодов - фотоактивные и пассивные. Фотоактивность возникает в туннельных диодах со слоями, ширина запрещённой зоны которых не превышает ширину зоны субэлементов, между которыми вставляется туннельный диод. Такие туннельные диоды используются в СЭ, работающих при больших кратностях солнечного излучения, при которых требуется достижение больших пиковых токов. Полупроводниковые слои, выполненные из материалов с узкой шириной запрещенной зоны, обеспечивают высокое значение пикового тока туннельного диода, но, несмотря на свою малую толщину, частично поглощают спектр, предназначенный для расположенного ниже субэлемента. Так, в структуре типичного GaInP/GaAs/Ge СЭ верхний туннельный диод

(расположенный между GaInP и GaAs субэлементами) изготавливается из слоёв AlGaAs-p+/GaAs-n+, и GaAs-n+ слой поглощает незначительную часть излучения GaAs субэлемента, что делает туннельный диод фотоактивным. Нижний же туннельный диод (между GaAs и Ge субэлементами) изготавливается из слоёв GaAs-p+/GaAs-n+ и располагается ниже GaAs субэлемента. Всё излучение, которое может поглотиться в слоях GaAs уже поглощается в среднем субэlemente и не доходит до нижнего туннельного диода. В результате, такой туннельный диод, состоящий из полупроводников более широкозонных, чем расположенный ниже субэлемент, является в структуре МП СЭ пассивным.

Фотоактивность верхнего и пассивность нижнего туннельного диода была установлена экспериментально, для чего были выращены две части трёхпереходного СЭ, которые были выполнены в виде двухпереходных “модельных” СЭ: первая структура, GaInP/GaAs, содержала слои двух верхних субэлементов (верхнего и среднего), а вторая структура, GaAs/Ge, содержала слои двух нижних субэлементов (среднего и нижнего). Туннельный диод в обоих случаях был выращен с невырожденной n-областью. Это позволяло достичь нулевого пикового тока и регистрировать проявление такого “туннельного” диода на ВАХ СЭ даже при достаточно низких фотогенерированных токах.

На Рисунке 23 приведены экспериментальные характеристики “модельных” СЭ.

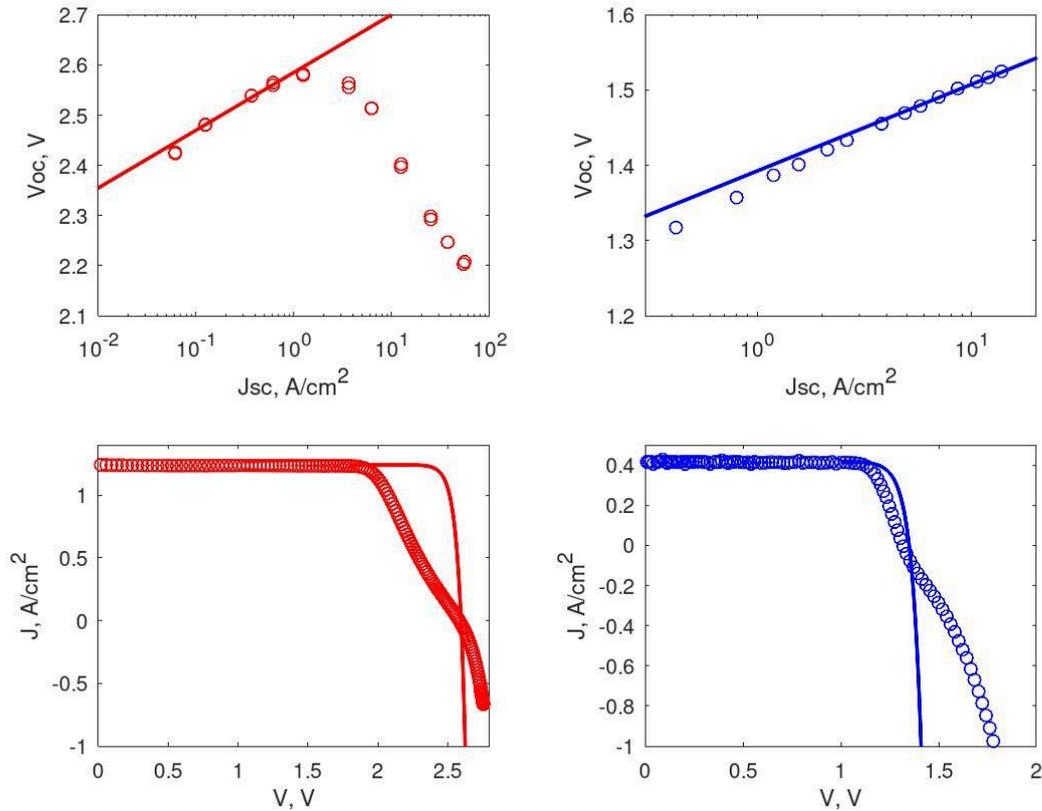


Рисунок 23. Фотовольтаические зависимости «напряжение холостого хода» — «ток короткого замыкания» (вверху) и вольт-амперные характеристики (внизу) для “модельных” двухпереходных СЭ: слева  $GaInP/GaAs$  (демонстрирует признаки фотоактивного туннельного диода с нулевым пиковым током), справа  $GaAs/Ge$  (демонстрирует признаки пассивного туннельного диода с нулевым пиковым током). Сплошной линией показаны характеристики генераторной части, полученные при аппроксимации однодиодным вариантом многодиодной модели (12), параметры модели:  $A=2$  (при выбранном фотогенерированном токе оба субэлемента работают в режиме доминирования диффузионного механизма протекания тока),  $J_0=8.0 \cdot 10^{-13} A/cm^2$  для  $GaAs/Ge$  СЭ и  $J_0=3.5 \cdot 10^{-23} A/cm^2$  для  $GaInP/GaAs$  СЭ.

Видно, что на ВАХ обоих образцов проявляется ВАХ туннельного диода с нулевым пиковым током. При этом только на  $V_{oc}$ - $J_g$  характеристике GaInP/GaAs СЭ проявляется эффект встречной фото-эдс (напряжение холостого хода имеет участок падения). Таким образом, нижний туннельный диод является пассивным, а верхний фотоактивным.

### 3.1.2. Конструкция соединительной части МП СЭ и эффект встречной фото-эдс

Влияние конструкции соединительной части МП СЭ на фотоактивность верхнего туннельного диода трёхпереходного СЭ была исследована экспериментально. Для этого был создан набор двухпереходных GaInP/GaAs СЭ, отличающихся конструкцией слоёв между субэлементами, и исследованы их характеристики. Всего было исследовано три образца МП СЭ, обозначенных далее как А, В и С. Структуры и зонные диаграммы отличающихся слоёв соединительной части приведены на Рисунке 24.

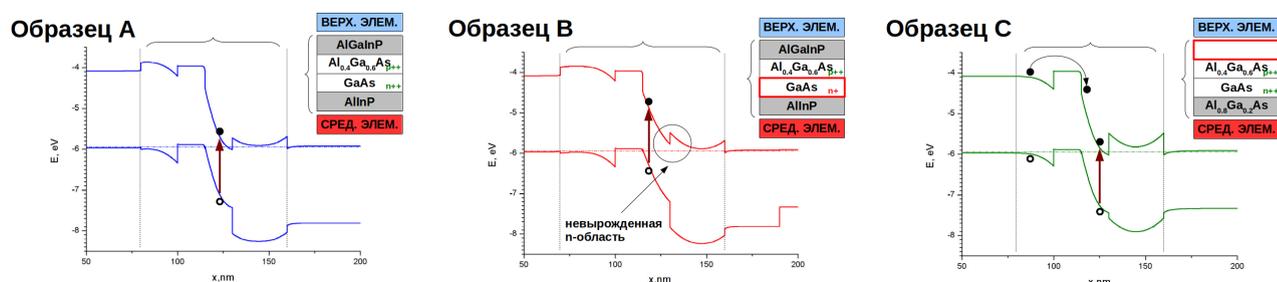


Рисунок 24. Зонные диаграммы и структуры слоёв между субэлементами исследуемых структур.

Все образцы включали в себя эффективный широкозонный гетеробарьер в n-области, препятствующий инжекции фотогенерированных носителей из GaAs субэлемента в туннельный диод. Образец А был выполнен стандартным

способом (без особенностей), образцы В и С имели требуемые для исследования структурные особенности. Так, образец В имел невырожденную GaAs *n*-область туннельного диода, а у образца С отсутствовал эффективный гетеробарьер между слоями туннельного диода и субэлемента в *p*-области.

Для исследуемых образцов был измерен набор световых ВАХ, вплоть до сверхвысоких кратностей (максимальная кратность составляла 10000 солнц). На основе этих измерений были построены  $V_{oc}-J_g$  зависимости. Полученные характеристики приведены на Рисунке 25.

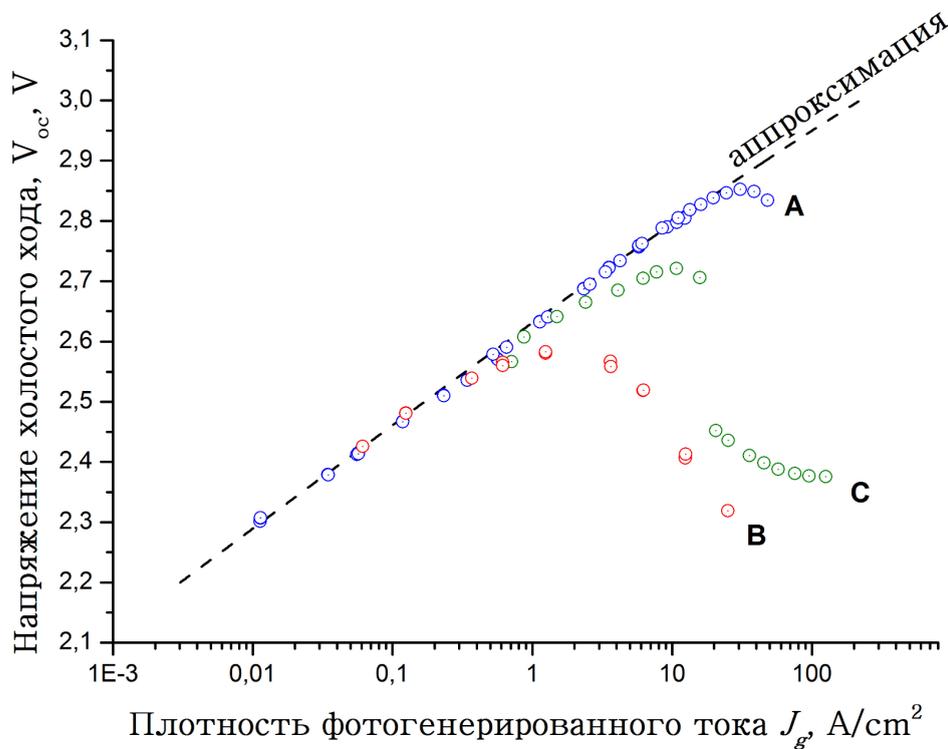


Рисунок 25. Экспериментальные  $V_{oc}-J_g$  зависимости для двухпереходных *GaInP/GaAs* СЭ, которые из-за встречной фото-эдс отклоняются от расчётной зависимости, описываемой двухдиодным вариантом формулы (12) с набором  $A=2$  и  $3$ , а также соответствующими токами насыщения  $J_{02}=8.0 \cdot 10^{-25} \text{ A/cm}^2$ ,  $J_{03}=5.5 \cdot 10^{-16} \text{ A/cm}^2$ .

Видно, что все исследуемые туннельные диоды фотоактивные и производят генерацию встречной фото-эдс - напряжение холостого хода имеет участок падения. Однако в зависимости от конструкции соединительной части, эффект имеет разное влияние на характеристики. Видно, что вне участка влияния данного эффекта  $V_{oc}-J_g$  зависимости совпадают, что говорит об одинаковости генераторной части СЭ. Эти участки использовались для определения  $V_{oc}-J_g$  зависимости без влияния эффекта встречной фото-эдс (пунктирная линия на рисунке) и получения модельных параметров генераторной части. Полученные модельные параметры позволили получить модельную ВАХ генераторной части и выделить ВАХ соединительной части из полной ВАХ. Выделение производилось путём вычитания из экспериментальной ВАХ, рассчитанной генераторной ВАХ (подробно применимость такого метода для МП СЭ рассмотрена в разделе 4.1.3). Результат приведён на Рисунке 26.

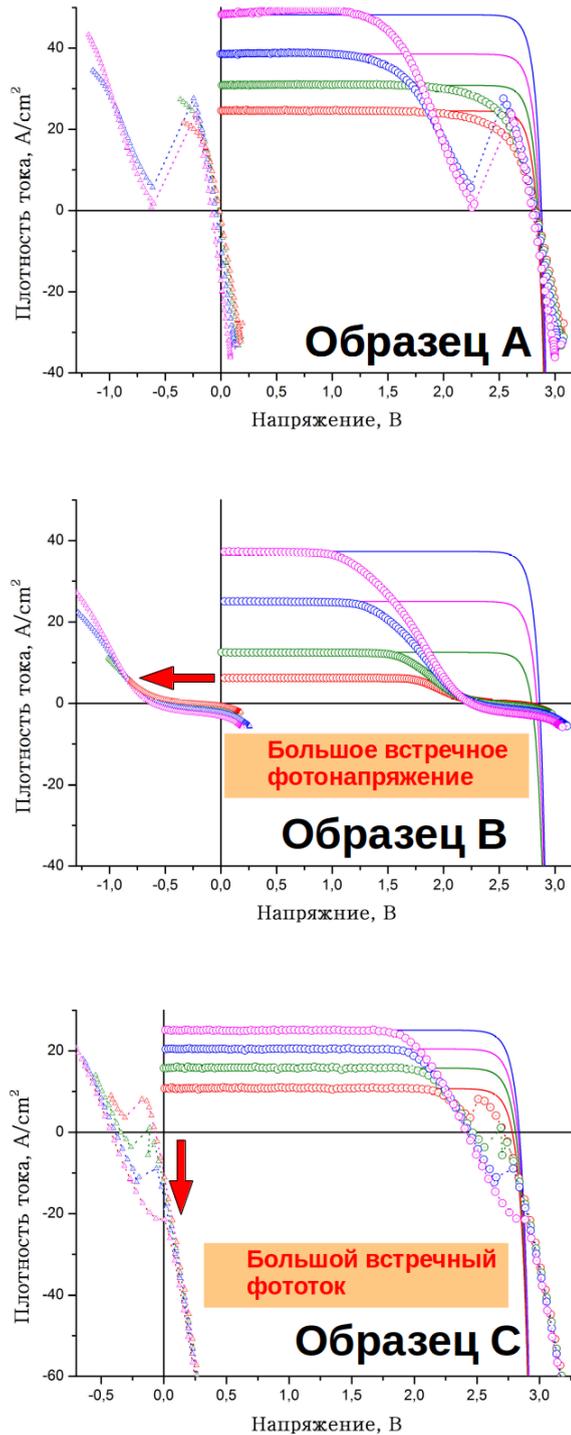


Рисунок 26. Световые ВАХ при разных освещённостях: кружки – экспериментальные ВАХ; сплошные линии – ВАХ генераторной части (построенные при помощи формулы (12) с параметрами, взятыми из анализа неискажённой  $V_{oc}$ - $J_g$  характеристики); треугольники – ВАХ соединительной

части, полученные вольтовым вычитанием ВАХ экспериментальной и генераторной частей.

Во всех случаях ВАХ соединительной части движется в противоположную сторону («вниз») относительно ВАХ фотовольтаических субэлементов (особо отчетливо это видно там, где на ВАХ проявляется вершина туннельного диода). При этом можно отметить, что величина генерации встречной фото-эдс зависит от того, на каком участке ВАХ туннельного диода находится его напряжение холостого хода. Пока напряжение находится на изоэнергетическом (линейном) участке, встречная фото-эдс незначительна. При величине тока встречной фото-генерации, большей пикового, туннельный диод работает в режиме избыточного тока (нелинейный участок). Фото-эдс нелинейного участка значительно больше. Переход между двумя участками происходит скачком, что отчетливо видно на Рисунке 25, где у образца С при токе порядка  $20 \text{ A/cm}^2$  наблюдается резкое падение  $V_{oc}$ , т.е. возрастание встречной фото-эдс. Такое поведение характеристики удалось наблюдать благодаря большому ФГ току, возникающему из-за особенности структуры образца С (отсутствие верхнего гетеробарьера), приводящей к дополнительной инжекции фотогенерированных носителей из GaInP субэлемента в туннельный диод. Особенность образца В - нулевой пиковый ток (вследствие невырожденного слоя туннельного диода), поэтому у него фото-эдс генерируется участком избыточного тока даже при малых фотогенерированных токах. Структура образца А не обладает особенностями, поэтому эффект встречной фото-эдс на нём можно наблюдать только при сверхбольших освещённостях (более 1000 солнц).

### 3.1.3. Описание принципов формирования $V_{oc}$ - $J_g$ зависимости МП СЭ при фотоактивных туннельных диодах

Для описания принципов формирования  $V_{oc}$ - $J_g$  зависимости было использовано аналитическое выражение для расчёта ВАХ туннельного диода, предложенное в [82]. Выражение было дополнено слагаемым  $J_{gt}$ , описывающим фотогенерированный ток туннельного диода:

$$J = J_p \left( \frac{V}{V_p} \right) \exp \left( 1 - \frac{V}{V_p} \right) + J_{0t} \left( \exp \left( \frac{V}{E_t} \right) - 1 \right) - J_{gt}, \quad (31)$$

где,  $J_p$  и  $V_p$  - пиковый ток и напряжение,  $J_{0t}$  и  $E_t$  - ток насыщения и диодный вольтовый коэффициент туннельного р-п перехода, описывающий экспоненциальную составляющую ВАХ туннельного диода. Таким образом, первое слагаемое описывает изоэнергетический режим работы туннельного диода, а второе - режим избыточного тока. Отрицательный знак перед фотогенерированным током характеризует встречную, относительно базовых фотовольтаических р-п переходов, генерацию фото-эдс.

Используя параметры генераторной части, полученные выше, и выражения (12) и (31), было произведено моделирование ВАХ двух СЭ: в одном случае туннельный пиковый ток равнялся  $20 \text{ A/cm}^2$ , в другом  $0 \text{ A/cm}^2$ . Остальные параметры для расчёта туннельной части были одинаковыми в обоих случаях ( $V_p = 0.05 \text{ V}$ ,  $J_{0t} = 2.5 \text{ A/cm}^2$ ,  $E_t = 0.2 \text{ V}$ ).

На Рисунке 27 показан результат расчётов, который иллюстрирует принцип формирования  $V_{oc}$ - $J_g$  зависимости МП СЭ с фотоактивными туннельными диодами. Справа приведены ВАХ туннельных диодов с пиковым током, равным  $20 \text{ A/cm}^2$  (слева вверху) и  $0 \text{ A/cm}^2$  (слева внизу). Величина встречной фото-эдс на рисунках помечена символами с цифрами. Справа приведен расчёт зависимости  $V_{oc}$ - $J_g$ . Чёрная пунктирная линия – зависимость при отсутствии встречной

фото-эдс, зелёная и синяя пунктирные линии - встречная фото-эдс генерируется туннельной частью с пиковым током, равным 20 и 0  $A/cm^2$  соответственно. Цифрами и символами отмечены точки, соответствующие точкам на графике слева. Как видно, туннельный диод с ненулевым пиковым током генерирует малую фото-эдс (точки 1, 2, 3', Рисунок 27). Это происходит до тех пор, пока вершина пикового тока находится выше 0, и генерация фото-эдс происходит за счёт изоэнергетического слагаемого туннельной ВАХ. Далее, генерация фото-эдс происходит на другом участке ВАХ туннельного диода (точки 3'', 4, 5, 6). Переход от одной части ВАХ к другой (между точками 3'' и 3') выражается в скачке на  $V_{oc}-J_g$  зависимости. Для случая, когда туннельный диод в соединительной части обладает нулевым пиковым током (Рисунок 27, слева вверху), изоэнергетическое слагаемое туннельной ВАХ отсутствует, поэтому сразу генерируется большая встречная фото-эдс.

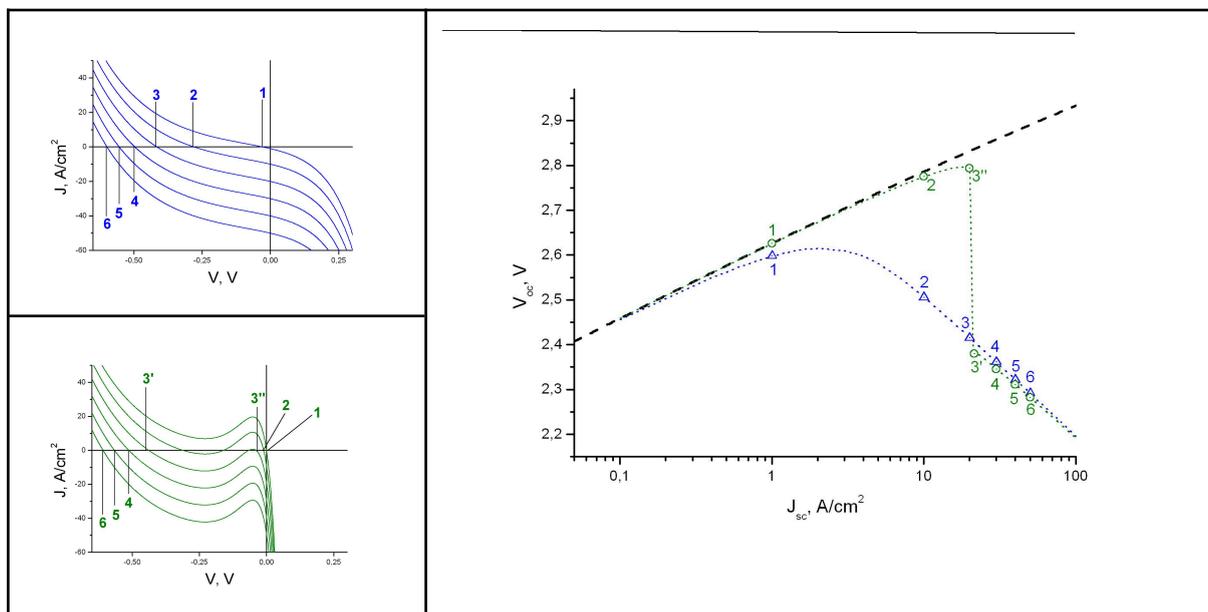


Рисунок 27. Принцип образования зависимости  $V_{oc}-J_g$  (справа) для МП СЭ со встречной фото-эдс. Принцип проиллюстрирован путём симуляции двухпереходного GaInP/GaAs СЭ с двумя различными видами туннельной части:

с наличием пикового тока (слева вверху) и без него (слева внизу). Показана связь между наличием пикового тока и образованием «скачка» на аномальной  $V_{oc}-J_g$  зависимости.

### 3.1.3. Описание резистивного вклада в соединительную часть фотоактивных и пассивных туннельных диодов

С точки зрения резистивного вклада туннельного диода, его можно рассматривать как добавку к линейному сосредоточенному сопротивлению соединительной части МП СЭ. В рабочих режимах туннельный диод с ненулевым пиковым током работает за счёт изоэнергетического механизма и обладает ВАХ, близкой к линейной. В фотоактивном режиме с ростом освещения ВАХ туннельного диода смещается на величину фотогенерированного тока. На Рисунке 28 показаны расчётные ВАХ туннельного диода при разной кратности солнечного излучения. Расчёт произведен на основе выражения (31).

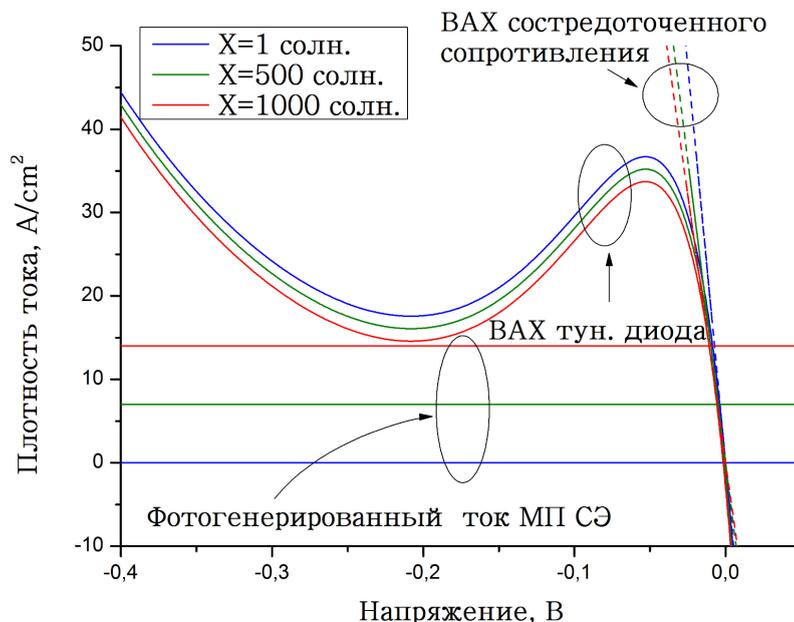


Рисунок 28. Расчётные ВАХ туннельного диода при разной кратности солнечного излучения  $X$ . Горизонтальными линиями показан фотогенерированный ток GaInP/GaAs/Ge СЭ при соответствующих  $X$ , пунктирные линии - ВАХ сосредоточенного сопротивления.

В представленном расчёте при  $X=1$ ,  $J_{gt}=3 \text{ mA/cm}^2$  ФГ ток МП СЭ  $J_g=14 \text{ mA/cm}^2$ . Такое значение  $J_{gt}$  - экстремально, и было выбрано только для оценки влияния эффекта фотогенерации на вклад туннельного диода в соединительную часть. Остальные величины выбраны типичными  $J_p=35 \text{ A/cm}^2$ ,  $V_p = 0.05 \text{ V}$ ,  $J_{0t} = 5 \text{ A/cm}^2$ ,  $E_t=0.175 \text{ V}$ .

Кроме ВАХ туннельного диода на Рисунке 28 горизонтальными линиями показана величина фотогенерированного тока МП СЭ. Видно, что во всем диапазоне токов, от 0 до фотогенерированного тока, ВАХ туннельного диода близка к линейной, поэтому её вклад в соединительную часть может быть описан сосредоточенным линейным эквивалентом. Величина эквивалента определена графически (как тангенс угла наклона линии), для этого проведены линии (пунктирные линии), проходящие через начало координат и точку пересечения ВАХ туннельного диода с линией ФГ тока МП СЭ. Видно, что сосредоточенное сопротивление туннельного диода, вычисленное таким способом, меняется при изменении кратности солнечного излучения. Расчёт зависимости сосредоточенного эквивалента от кратности  $X$ , для разных пиковых токов и напряжений приведён на Рисунке 29.

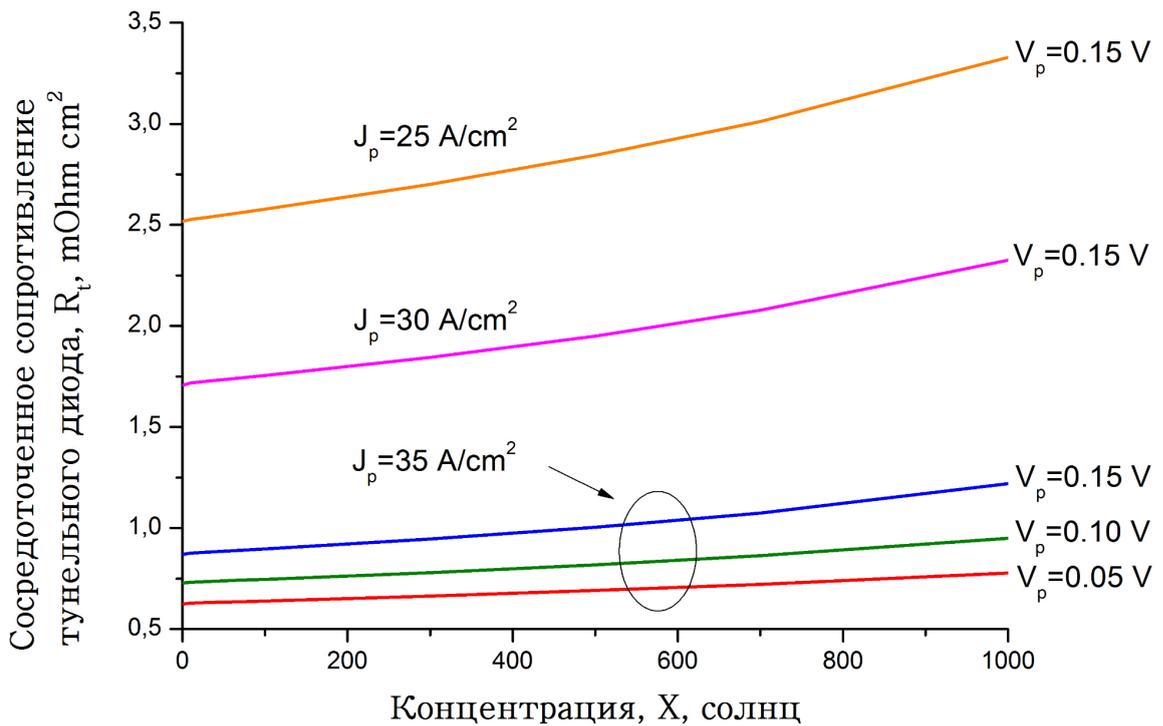


Рисунок 29. Рост сосредоточенного линейного сопротивления туннельного диода с увеличением кратности солнечного излучения при разных параметрах (различных пиковых значениях тока и напряжения) туннельного диода.

Величина эквивалента и скорость его роста с увеличением кратности зависит как от пикового тока, так и от пикового напряжения. При этом при типичных значениях ( $J_p > 30 \text{ A/cm}^2$ ,  $V_p \approx 0.15 \text{ V}$ ) величина эквивалента не превышает  $1.5 \text{ мОм} \cdot \text{см}^2$ , что значительно меньше значений сопротивления солнечного элемента (порядка  $10\text{-}20 \text{ мОм} \cdot \text{см}^2$ ). Однако этот вклад нужно учитывать при расчёте последовательного сопротивления с помощью моделей растекания тока (распределённые схемы). Также стоит отметить, что рост сопротивления с увеличением кратности концентрирования солнечного излучения незначительный, даже при сравнении значений сопротивлений для

диапазона кратностей от 1 до 1000 солнц, они отличаются не более чем в 1.5 раза.

Таким образом, даже в фотоактивном режиме резистивный вклад туннельного диода может быть аппроксимирован как добавка к сосредоточенному эквиваленту последовательного сопротивления. При этом у пассивного туннельного диода величина добавки не зависит от освещенности, а у фотоактивного зависит, но меняется незначительно относительно изменения сопротивления растекания ФЭП (см. раздел 3.3).

## 3.2. Гетероинтерфейсы

### 3.2.1. Влияние высокорезистивных гетероинтерфейсов на фотовольтаические характеристики СЭ

Кроме туннельных диодов, соединительная часть МП СЭ включает в себя нелинейное сопротивление гетеробарьеров, которое в определённых случаях может вносить значительный вклад в общее сопротивление прибора. Вклад гетеробарьеров можно наблюдать и в однопереходных СЭ, однако в них количество встроенных гетероинтерфейсов значительно меньше, поэтому вероятность возникновения на них гетеробарьера, обладающего большим сопротивлением, мала. Значительный вклад в сопротивление возникает тогда, когда гетеробарьер, образовавшийся на гетероинтерфейсе, препятствует протеканию основных носителей заряда. Такие гетероинтерфейсы здесь и далее называются высокорезистивными. В этом случае ВАХ гетероинтерфейса всегда нелинейна [95] и проявляется на общей ВАХ СЭ как нелинейный изгиб характеристики в области нулевого напряжения [4–6,96].

Внешне проявление высокорезистивного гетероинтерфейса схоже с рассматривавшимся ранее проявлением туннельного диода с нулевым пиковым

током (Рисунок 27), однако, как будет показано ниже (раздел 3.2.2), несмотря на внешнюю схожесть, высокорезистивный гетероинтерфейс (ГИ) имеет ряд дополнительных особенностей. Одной из них является полное отсутствие фотоактивности, что, по аналогии с пассивными туннельными диодами, можно наблюдать, исследуя зависимость  $V_{oc}-J_g$ . Пример  $V_{oc}-J_g$  зависимости и ВАХ для СЭ с высокорезистивным ГИ приведён на Рисунке 30. Как видно, ВАХ содержит типичную для высокорезистивных гетероинтерфейсов особенность при логарифмической зависимости  $V_{oc}-J_g$ . Для проверки отсутствия или наличия дополнительной фото-эдс достаточно убедиться, что участок  $V_{oc}-J_g$  характеристики при больших фотогенерированных токах описывается однодиодной моделью с диодным коэффициентом, равным количеству p-n переходов. Это условие должно соблюдаться, т.к., в соответствии с разделом 2.1, на  $V_{oc}-J_g$  характеристике любой сегмент, вне зависимости от дисбаланса фотогенерированных токов субэлементов, имеет диодный коэффициент (A), равный сумме диодных коэффициентов субэлементов. При больших фотогенерированных токах все субэлементы работают на диффузионном участке ВАХ, следовательно, их диодный коэффициент  $A=1$ , поэтому суммарный диодный коэффициент сегмента, где все субэлементы работают в диффузионном режиме, будет равен сумме единиц, т.е. равен количеству субэлементов:  $A=n$ , где n-количество субэлементов. Соответственно, для обнаружения отсутствия фотоактивности гетероинтерфейса достаточно определить, отклоняется ли при больших ФГ токах  $V_{oc}-J_g$  зависимость от логарифмической с диодным коэффициентом  $A=n$ . На Рисунке 30 приведена такая зависимость. Видно, что  $V_{oc}-J_g$  зависимость не отклоняется от расчётной с диодным коэффициентом  $A=3$ . Отсутствие отклонения  $V_{oc}-J_g$  характеристики при наличии проявлений нелинейности на ВАХ СЭ говорит о наличии в его структуре высокорезистивного гетероинтерфейса. Стоит отметить, что пассивный (не

фотоактивный) туннельный диод может также влиять на указанные характеристики. Способ определения различий этих двух объектов внутри структуры МП СЭ рассмотрен далее.

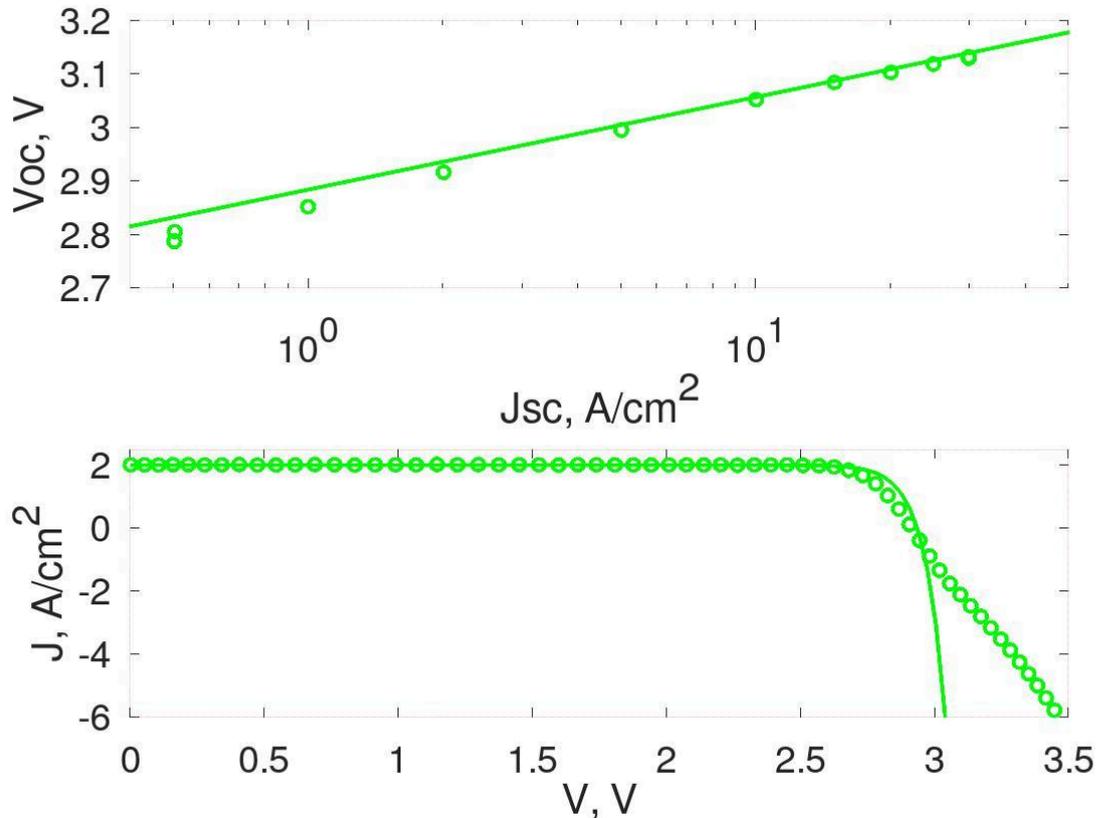


Рисунок 30. Проявление высокорезистивного гетероинтерфейса на ВАХ GaInP/GaAs/Ge СЭ. Сверху - фотовольтаические зависимости  $V_{oc}$ - $J_{sc}$ , внизу - ВАХ. Кружки - эксперимент, линии - расчёт для случая, когда преобладает диффузионный механизм протекания тока (диодный коэффициент всех субэлементов  $A=1$ , суммарный диодный коэффициент  $A=3$ ).

### 3.2.2. ВАХ и основные признаки высокорезистивного гетероинтерфейса

Основной отличительной особенностью высокорезистивного ГИ среди других объектов с нелинейной ВАХ является чувствительность формы его ВАХ к

температуре. Действительно, изменение температуры критично влияет на толщину гетеробарьера (поскольку она зависит от концентрации основных носителей) и на высоту барьера (вследствие изменения ширины запрещённой зоны). К тому же, с изменением температуры изменяются условия термоактивационного преодоления барьера. Эти и другие температурные явления влияют на процесс преодоления носителями гетеробарьера, что значительно влияет на форму ВАХ ГИ. Исследование поведения ВАХ ГИ при различных температурах было проведено как для стандартных структур МП СЭ, так и для “модельных” структур, содержащих только высокорезистивные гетероинтерфейсы. На Рисунке 31 приведены ВАХ при разных температурах для структуры, содержащей только высокорезистивные ГИ.

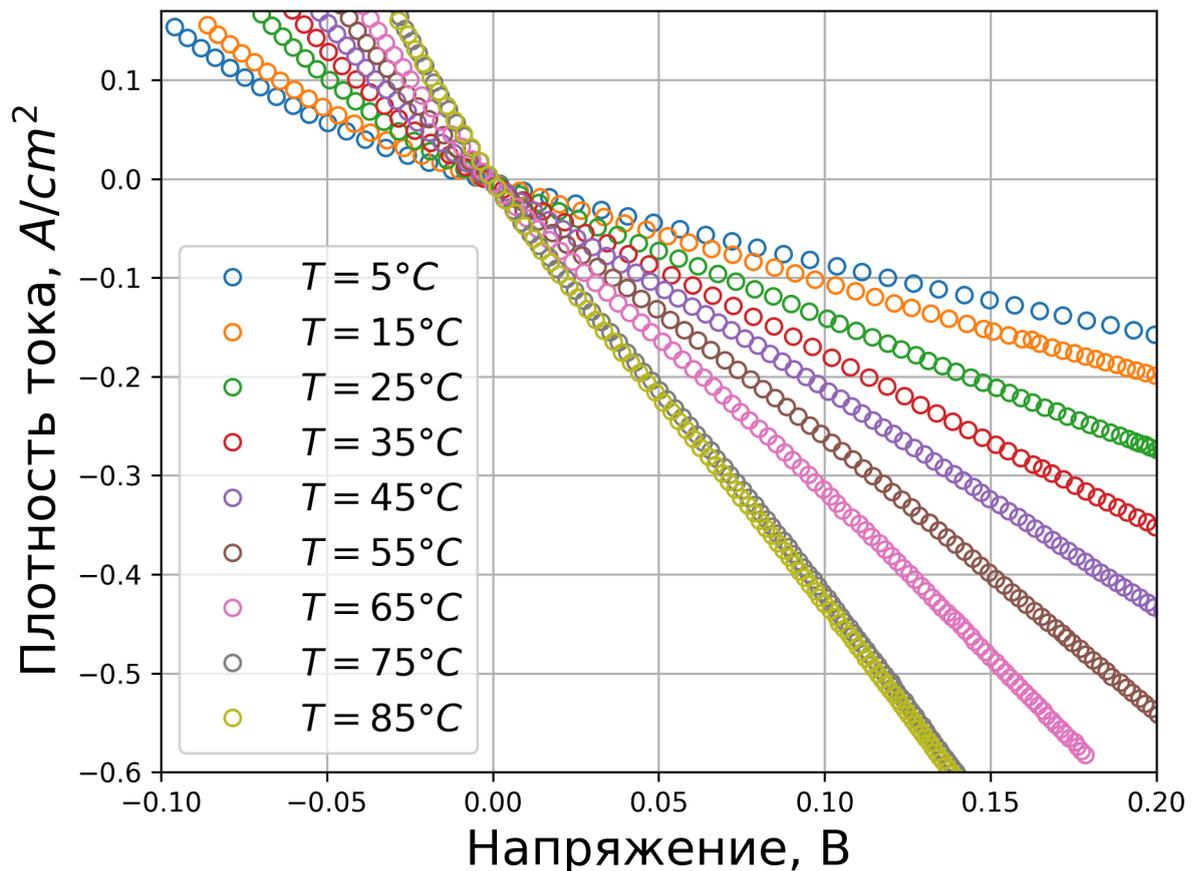


Рисунок 31. ВАХ при разных температурах (от 5<sup>o</sup>C до 85<sup>o</sup>C) для структуры, состоящей из двух высокорезистивных гетероинтерфейсов, соединенных последовательно: p-GaAs/p-GaInP и p-GaInP/p-AlGaAs.

Видно, что даже незначительное изменение температуры (на 10<sup>o</sup> C) приводит к значительному изменению формы ВАХ и дифференциального сопротивления в нулевой точке. Схожая реакция ВАХ наблюдается и для структуры МП GaInP/GaAs/Ge СЭ с такими же ГИ (Рис. 32а).

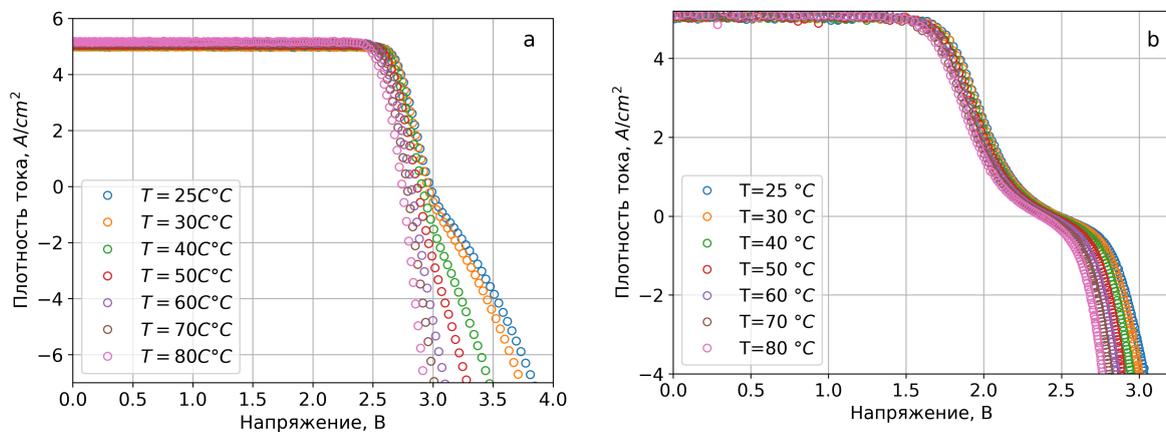


Рисунок 32. Зависимость от температуры формы ВАХ многопереходных СЭ, с различными типами объектов, ответственных на нелинейные особенности на характеристиках: а - МП СЭ с высокорезистивными гетероинтерфейсами, б - МП СЭ с некачественным туннельным диодом.

Видно, что с ростом температуры ВАХ МП СЭ значительно изменяет форму: чем выше температура, тем меньше на ней проявляется характерный для неоптимизированного ГИ изгиб. Это происходит вследствие того, что барьер, возникающий на ГИ, перестаёт препятствовать транспорту основных носителей заряда. На Рисунке 32б приведена температурная зависимость ВАХ, для структуры GaInP/GaAs СЭ содержащим ТД с нулевым пиковым током. Видно,

что в отличии от структуры с неоптимизированным ГИ форма ВАХ такого МП СЭ практически не изменяется. Таким образом температурная резкое изменение с температурой формы ВАХ является основным признаком высокорезистивных гетероинтерфейсов в составе МП СЭ.

### 3.2.3. Структуры для исследования и оптимизации высокорезистивных гетероинтерфейсов в структурах МП СЭ

В исследовании, приведённом ниже, показано, что один и тот же высокорезистивный ГИ может по разному проявлять себя на ВАХ различных МП СЭ. Поэтому для исследований особенностей конкретного гетероинтерфейса наиболее эффективным подходом является выращивание модельных структур, содержащих подложку, исследуемый ГИ и контактный слой. Данные, приведённые выше (Рисунок 31) были получены именно на таких “модельных” структурах.

Как пример, рассмотрим оптимизацию приведённых ГИ, возникающих на границах раздела между фосфидами и арсенидами металлов III группы p-типа проводимости [97]. Такие ГИ наблюдались в трёхпереходных GaInP/GaAs/Ge СЭ, причём первый образовывался на границе слоёв базы p-GaAs субэлемента и его двойного тыльного потенциального барьера p-GaInP/p-AlGaInP, а второй - на границе этого же двойного потенциального барьера с высоколегированным p-слоем туннельного диода - p<sup>++</sup>-AlGaAs. Расчетные зонные диаграммы соответствующих барьеров приведены на Рисунке 33.

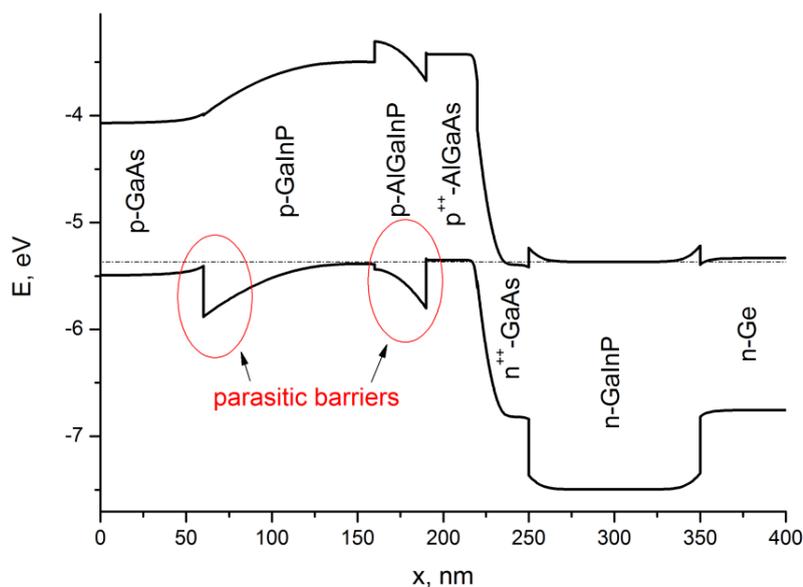


Рисунок 33. Фрагмент зонной диаграммы трёхпереходного GaInP/GaAs/Ge СЭ, содержащий участок с высокорезистивными гетероинтерфейсами.

В рамках исследования указанный фрагмент структуры (два гетеробарьера) был включён в однопереходный GaAs, двухпереходный GaAs/Ge, трёхпереходный GaInP/GaAs/Ge СЭ, а также в специализированную модельную структуру, состоящую только из GaAs подложки, фрагмента с высокорезистивными гетероинтерфейсами, p-GaAs слоем и контактным слоем. Последняя структура была изготовлена без фоточувствительной поверхности (на обе стороны структуры был нанесен сплошной металлический контакт). Исследование ВАХ ГИ внутри структур СЭ производилось при помощи анализа соединительной ВАХ (предполагая, что основной вклад в резистивность соединительной части даёт высокорезистивный ГИ). Выделение ВАХ производилось аналогичным, представленным выше (Рисунок 30) способом - путём вольтового вычитания ВАХ генераторной части из экспериментальной

ВАХ. ВАХ генераторной части описывалась двухдиодной моделью. Параметры для модели получались при помощи аппроксимации безрезистивных  $V_{oc}-J_g$  характеристик. При расчётах не учитывались эффекты дисбаланса ФГ токов и ЛС. Влияние такого упрощения на результат детально рассмотрено в Главе 4. Как будет показано (раздел 4.1.2 и 4.1.3), когда речь идёт о выделении ВАХ соединительной части, то ошибка зависит от величины тока и максимальна при токе, равном току короткого замыкания, а при понижении тока ошибка незначительна. Метод применён для значений токов, вдвое меньших тока короткого замыкания (ошибка составляет не более 0.02 V). На Рисунке 34 представлен результат аппроксимации  $V_{oc}-J_g$  характеристик, полученные параметры генераторной части для всех образцов приведены в Таблице 3.

Таблица 3. Модельные параметры для исследуемых СЭ.

Солнечный элемент	$A_1$	$J_1, A/cm^2$	$A_2$	$J_2, A/cm^2$
GaInP/GaAs/Ge	3	$1.9 \cdot 10^{-17}$	5	$4.0 \cdot 10^{-11}$
GaAs/Ge	2	$6.9 \cdot 10^{-13}$	4	$4.1 \cdot 10^{-7}$
GaAs	1	$3.0 \cdot 10^{-18}$	2	$1.0 \cdot 10^{-9}$

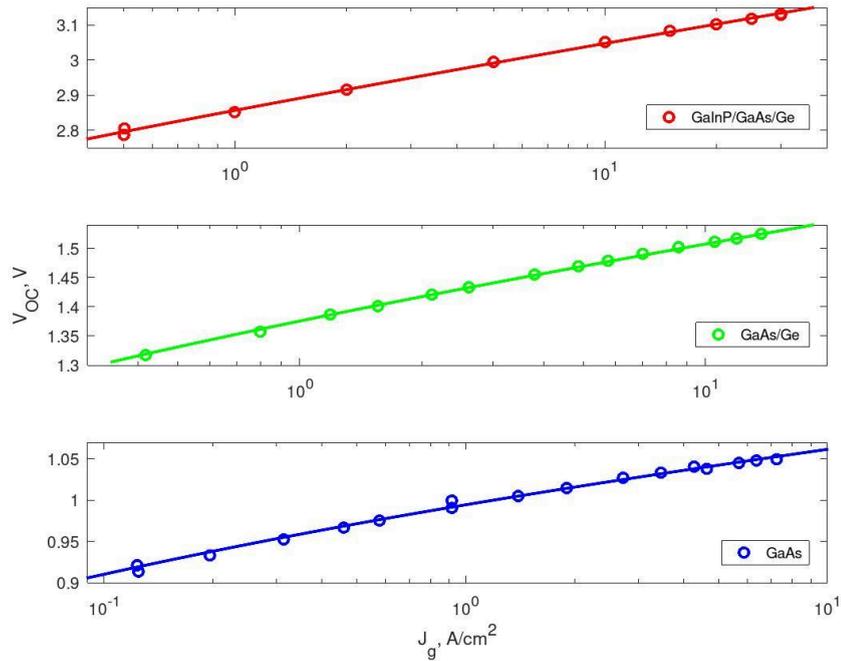


Рисунок 34. Экспериментальные (символы) и расчётные (линии) зависимости напряжения холостого хода от фотогенерированного тока ( $V_{oc}-J_g$ ) для трёх солнечных элементов: GaInP/GaAs/Ge, GaAs/Ge и GaAs с включенными в них с высокорезистивными гетероинтерфейсами.

На Рисунке 35 (слева) приведено сопоставление экспериментальных ВАХ для всех СЭ с их ВАХ соединительной части, а на Рисунке 35 (справа) показан результат их вольтовой разницы - т.е. ВАХ соединительной части СЭ.

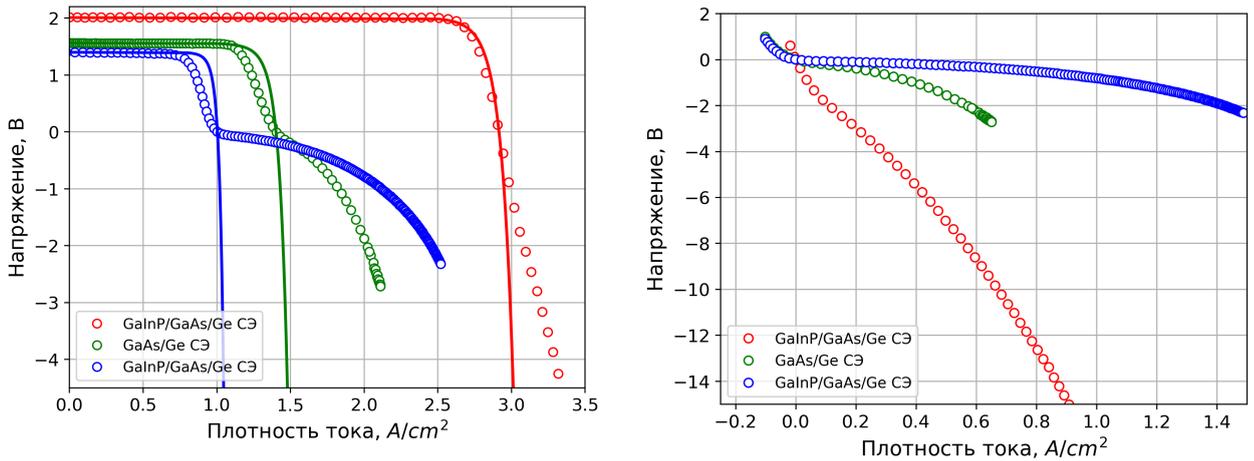


Рисунок 35. ВАХ для трёх СЭ, содержащих разное количество субэлементов и фрагмент с высокорезистивными гетероинтерфейсами (зонн

ая диаграмма фрагмента приведена на Рисунке 33): красный цвет - GaInP/GaAs/Ge МП СЭ, зелёный - GaAs/Ge МП СЭ и синий - GaAs СЭ. Слева: экспериментальная ВАХ солнечных элементов (символы) и расчётная ВАХ их генераторной части (линии). Справа: ВАХ соединительных частей СЭ.

Как видно из Рисунка 35 (справа), ВАХ соединительных частей всех СЭ включают в себя ВАХ высокорезистивных ГИ, однако сами по себе ВАХ не совпадают между собой, несмотря на то, что СЭ содержат одинаковые гетеробарьеры. Такое расхождение вызвано изменением в других составляющих соединительной части. Тем не менее, ВАХ высокорезистивного ГИ проявляется отчётливо для всех типов СЭ. Поэтому данный метод подходит для поиска оптимальных конструкций ГИ.

Другим способом является исследование темновых ВАХ модельных структур (структур, содержащих только исследуемые слои, расположенные между контактном слоем и подложкой). На Рисунке 36 (слева) приведены зонные диаграммы двух исследуемых наборов слоёв. Одна структура включает в

себя участок с высокорезистивными гетероинтерфейсами, другая - участок с уже оптимизированными барьерами. Оптимизированная структура содержит барьеры для неосновных носителей заряда, но не содержит барьеры, создающие высокорезистивные ГИ для основных носителей, что видно на зонной диаграмме. На правой части рисунка приведены темновые ВАХ обеих структур, которые наглядно демонстрируют результат оптимизации участка с высокорезистивными ГИ.

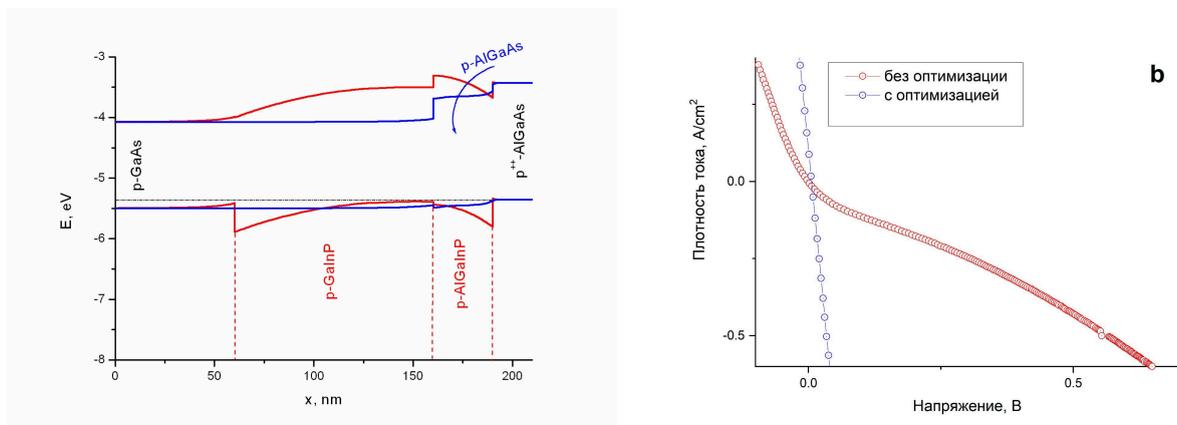


Рисунок 36. Слева: зонные диаграммы исследуемых слоев двух структур. Справа: темновые ВАХ структур.

Видно, что ВАХ структуры с оптимизированным набором слоёв - линейная, т.е. чисто резистивная. При этом простота модельных структур позволяет сделать вывод о том, какие именно изменения привели к устранению высокорезистивного ГИ. В противовес этому, в случае исследования структур СЭ, резистивная ВАХ определяется не только ГИ, но и последовательным сопротивлением, основной вклад в который даёт подложка и сопротивление растекания. Поэтому полученная ВАХ структуры с высокорезистивными гетеробарьерами с точностью до указанных сопротивлений совпадает с ВАХ

гетероинтерфейсов. Формально, величины этих сопротивлений могут быть определены независимо из ВАХ оптимизированной структуры, выращенной на такой же подложке и с такой же конструкцией контактов. Однако технологически эта задача не является простой. Таким образом, высокорезистивные гетероинтерфейсы могут исследоваться как по ВАХ соединительной части СЭ, так и при помощи модельных структур. Причём, для задачи оптимизации или исследования ГИ использование модельных структур предпочтительно, т.к. позволяет выделить ВАХ исследуемых гетероинтерфейсов без других резистивных элементов, входящих в соединительную часть любого СЭ.

### 3.3. Резистивные потери в МП СЭ

Подходы, позволяющие описать резистивные потери в МП СЭ, в целом, схожи с подходами, применяемыми для ОП СЭ. Однако из-за значительного отличия генераторной и соединительной части, полное описание резистивных потерь возможно только при помощи сложных алгоритмов расчёта распределённых эквивалентных электрических цепей. Учёт влияния всех эффектов МП СЭ в рамках такого анализа - сложная задача, которая на данный момент времени не решена.

Однако как было показано в разделе 1.1.2, резистивные потери в ОП СЭ достаточно точно и физически наглядно можно описать либо выбором одного сосредоточенного линейного эквивалента последовательного сопротивления, либо распределённой эквивалентной схемой. В данном разделе будет рассмотрена и обоснована применимость обоих подходов к МП СЭ. Важно отметить, что, как было показано выше, ВАХ оптимизированных туннельных диодов (раздел 3.1) и гетероинтерфейсов (раздел 3.2) линейна и может рассматриваться как добавочное линейное последовательное сопротивление. Именно поэтому в большинстве случаев при описании ВАХ МП СЭ

эквивалентную схему соединительной части можно представить в виде линейных резисторов или одного суммарного линейного сосредоточенного сопротивления.

### 3.3.1. Применение модели сосредоточенного сопротивления для случая МП СЭ

Представление соединительной части МП СЭ в виде набора резисторов позволяет в общем виде считать эквивалентную схему МП СЭ аналогичной упрощенной эквивалентной схемой ОП СЭ, где все резистивные компоненты соединены последовательно и могут быть описаны одним сосредоточенным резистивным эквивалентом. Однако из-за особенностей генераторной части элементы эквивалентной схемы МП СЭ оказывают друг на друга взаимное влияние. Например, фотогенерированный ток каждого p-n перехода (представленного в эквивалентной схеме диодом) может существенно зависеть от тока, протекающего через соседний диод из-за эффекта люминесцентной связи между субэлементами. В итоге, несмотря на упрощение схемы соединительной части МП СЭ, эквивалентная схема МП СЭ всегда будет отличаться. Рассмотрим, насколько эти отличия влияют на методы определения сосредоточенного эквивалента последовательного сопротивления и на применимость найденного эквивалента для описания экспериментальных вольт-амперных и фотовольтаических характеристик.

В качестве метода определения эквивалента последовательного сопротивления будет использована модель, основанная на поиске эквивалента в точке оптимальной нагрузки ВАХ [12]. В этом случае сосредоточенный эквивалент наиболее адекватно описывает ФВ характеристики, вплоть до фотогенерированного тока, при котором производился поиск сосредоточенного эквивалента. В концентрационной фотовольтаике рациональнее производить

такой поиск при оптимальной кратности солнечного излучения. Рассмотрим сначала общие выражения, поясняющие применимость метода [12] для однопереходных СЭ и для случая баланса ФГ токов МП СЭ. В соответствии с (4), зависимость безрезистивного напряжения оптимальной нагрузки  $V_{m,R_s=0}$  от фотогенерированного тока  $J_g$  и тока оптимальной нагрузки  $J_{m,R_s=0}$ :

$$V_{m,R_s=0} = \frac{AkT}{q} \cdot \ln\left(\frac{J_g - J_{m,R_s=0}}{J_0}\right) = E \cdot \ln\left(\frac{J_g - J_{m,R_s=0}}{J_0}\right), \quad (32)$$

где  $E = \frac{AkT}{q}$  - вольтовый диодный коэффициент сегмента ВАХ. Введя сосредоточенный эквивалент сопротивления  $R_s$  и полагая зависимость тока в оптимальной нагрузке от сопротивления слабой ( $J_m \approx J_{m,R_s=0}$ ), получаем выражение резистивного напряжения оптимальной нагрузки  $V_m$ :

$$V_m = V_{m,R_s=0} - J_m \cdot R_s = E \cdot \ln\left(\frac{J_g - J_m}{J_0}\right) - J_m \cdot R_s \quad (33)$$

Очевидно, что увеличение ФГ тока, ведёт также к практически пропорциональному увеличению тока оптимальной нагрузки, поэтому с ростом  $J_g$  первый член выражения (33) логарифмически растёт. Второе слагаемое вычитается из первого, при этом  $J_m$ , вплоть до максимального значения эффективности, практически равно  $J_g$ . В результате, второе слагаемое линейно растёт с  $J_g$ . Разница указанных логарифмической и линейной зависимостей имеет максимум. В максимуме  $V_m$  производная по любому из следующих аргументов  $J_g$ ,  $J_g - J_m$ ,  $J_m$  обращается в 0. Однако наиболее удобно выбрать координаты  $J_g - J_m$ , в этом случае на безрезистивном участке характеристика  $V_m(J_g - J_m)$  будет совпадает с зависимостью  $V_{oc}-J_g$ . Как показано в [12], взятие производной приводит к следующему результату:

$$\frac{dV_m}{d(J_g - J_m)} = \frac{dV_m}{dJ_m} \cdot \frac{dJ_m}{d(J_g - J_m)} = \left(\frac{E}{J_g} - R_s\right) \left(1 + \frac{V_{m,R_s=0}}{E}\right) \quad (34)$$

Приравняв (34) к нулю, получим основное выражение для сосредоточенного эквивалента последовательного сопротивления:

$$R_s = \frac{E_L}{J_{g,L}}, \quad (35)$$

где  $J_{g,L}$  - это значение ФГ тока  $J_g$ , при котором  $V_m$  достигает максимума, а  $E_L$  - это вольтовый диодный коэффициент сегмента ВАХ, на котором при достижении максимума находится точка оптимальной нагрузки. Для ОП СЭ этот коэффициент находится исходя из того, что  $V_{oc} - J_g$  характеристика имеет те же границы сегментов, что и характеристика  $V_m(J_g - J_m)$ . Соответственно, достаточно найти сегмент на  $V_{oc} - J_g$ , при котором достигается максимум  $V_m(J_g - J_m)$  характеристики. Данная процедура представлена на Рисунке 37, где приведено сравнение рассматриваемых характеристик. Величина тока  $J_{g,L}$  находится по положению максимума на характеристике  $V_m - J_g$  (точка "L"), а величина  $E_L$  находится на сегменте, соответствующем положению максимума  $V_m(J_g - J_m)$  характеристики, (содержащем точку "А" на Рисунке 37).

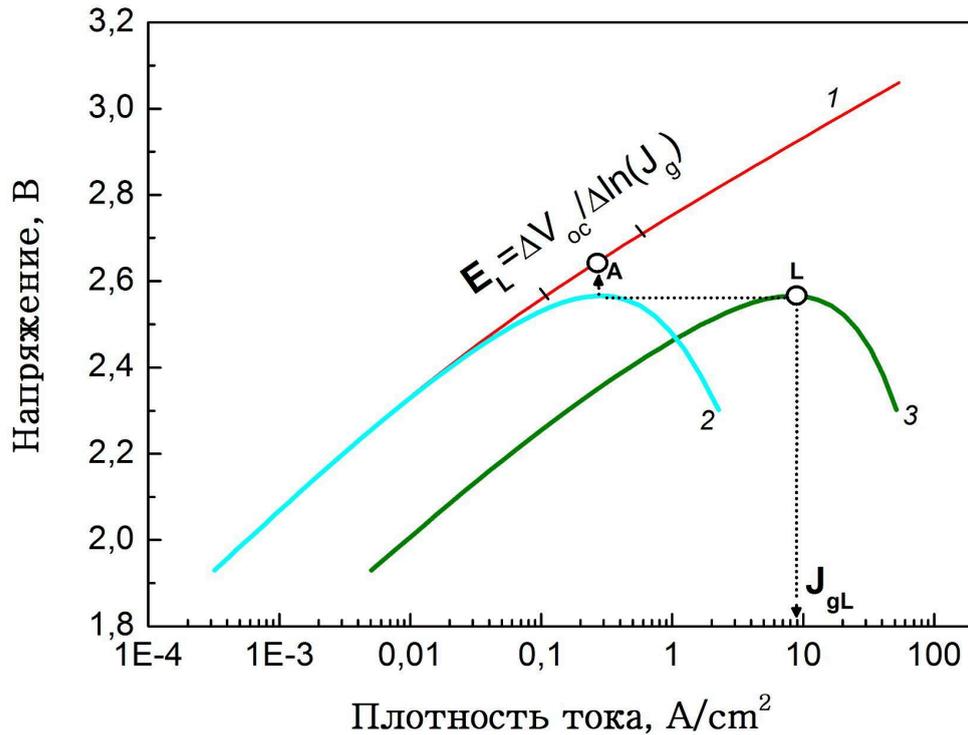


Рисунок 37. Графическая иллюстрация метода поиска сосредоточенного эквивалента последовательного сопротивления. На рисунке приведены три фотовольтаические характеристики 1 -  $V_{oc}-J_g$ , 2 -  $V_m(J_g-J_m)$ , 3 -  $V_m(J_g)$ . Также показан способ определения двух величин ( $J_{gL}$ ,  $E_L$ ), требуемых для определения сосредоточенного сопротивления, согласно выражению (35).

Вид зависимостей, приведенных на Рисунке 37, необходимых для поиска величины сосредоточенного последовательного сопротивления, полностью справедлив для ОП СЭ и для случая полного баланса ФГ-токов МП СЭ. Особо стоит отметить тот факт, что на величину вольтового диодного коэффициента  $E$  сегментов  $V_{oc}-J_g$  характеристики не влияет эффект дисбаланса (уравнение (18) глава 2.2.3) и эффект люминесцентной связи (подробно рассмотрено ниже в разделе 4.1.3). Оба эффекта могут слабо влиять только на токовые границы сегментов, при этом влияние люминесцентной связи

незначительно. Эффект дисбаланса более критично влияет на величину вольтовой добавки. Эта ситуация проиллюстрирована на Рисунке 37, где представлен расчёт ФВ характеристик для МП СЭ при полном балансе (сплошные линии) и дисбалансе ФГ токов.

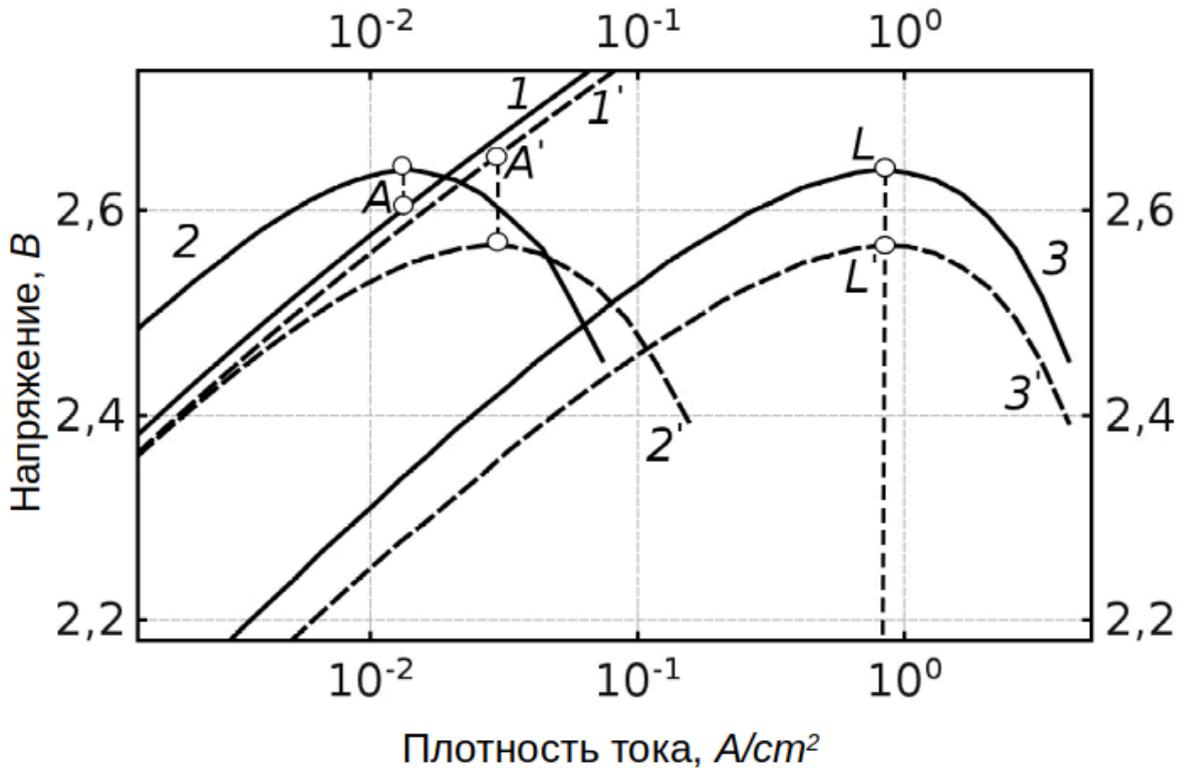


Рисунок 38. Взаимное расположение фотовольтаических характеристик в несбалансированном МП СЭ (сплошные линии) и сбалансированном (пунктирные). 1,1' -  $V_{oc}(J_g)$ , 2,2' -  $V_m(J_g - J_m)$ , 3,3' -  $V_m(J_g)$ . В несбалансированном случае  $V_m(J_g - J_m)$  характеристика на безрезистивном участке сдвинута вверх относительно  $V_{oc}(J_g)$ , в отличие от сбалансированного случая.

Из расчёта видно, что дисбаланс не влияет на токовое положение точки “L”, следовательно, определение величины  $J_{gL}$  остаётся полностью корректным. Однако из-за смещения границ сегментов  $V_{oc}-J_g$  и  $V_m(J_g - J_m)$  характеристик, изменяется токовое положение точки “A”, поэтому при токовом дисбалансе

возможно некорректное определение сегмента, на котором наблюдается максимум  $V_m$  и величины  $E_L$ , также необходимой для определения сосредоточенного эквивалента сопротивления. Исключить такое расхождение характеристик можно расчётно при помощи измерения уровня дисбаланса и проведения расчёта добавочного напряжения дисбаланса, согласно выражению (17). Однако на практике это достаточно сложно сделать. С другой стороны, можно допустить, что погрешность, связанная с определением вольтового диодного коэффициента  $E_L$ , незначительна. Действительно, как видно из Рисунка 38, точки  $A$  и  $A'$  для обоих случаев находятся достаточно близко, поэтому можно допустить, что величина  $E_L$ , определённая на соответствующих  $V_{oc}-J_g$  характеристиках, будет близка.

Последнее предположение было проверено экспериментально. Для трёхпереходного InGaP/GaAs/Ge СЭ было измерено несколько семейств ВАХ при существенно различающихся спектральных составах падающего излучения и построены фотовольтаические характеристики  $V_{oc}(J_g)$ ,  $V_m(J_g-J_m)$ ,  $V_m(J_g)$  (Рисунок 39). Измерения проводились при четырёх видах спектра, обозначенных как А,В,С,Д. Спектр А - стандартный AM1.5D, В - спектр нефильрованной ксеноновой импульсной лампы, С - спектр с красным светофильтром KG-2, обогащённый излучением синего диапазона длин волн (300-650 нм), Д - спектр с синим светофильтром RG-8, обогащённый излучением красного диапазона длин волн (650-1000 нм).

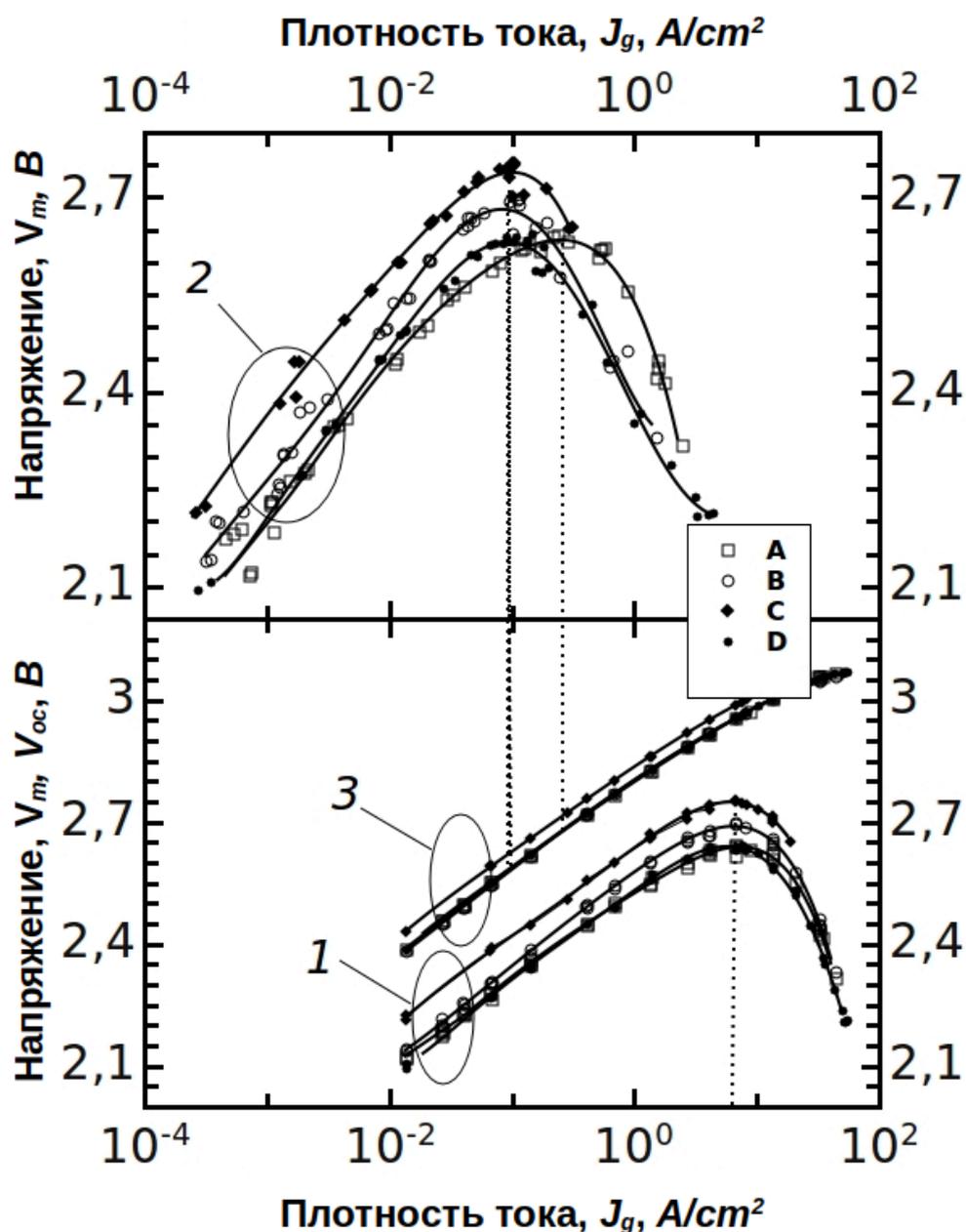


Рисунок 39. Экспериментальные фотовольтаические характеристики: 1 -  $V_m(J_g)$ , 2 -  $V_m(J_g - J_m)$ , 3 -  $V_{oc}(J_g)$  при различных спектрах освещения (А, В, С, D).

Как и для расчётного случая (Рисунок 38), максимумы зависимостей  $V_m(J_g)$  расположены примерно при одном значении фотогенерированного тока ( $J_{gL}$  - Таблица 4; линии 1 - Рисунок 39). Расположение максимумов  $V_m(J_g - J_m)$  характеристик несколько различно ( $J_{gA}$  - Таблица 4; линии 2 - Рисунок 39), однако

соответствующие значения наклона  $\Delta V_{oc}/\Delta \lg(J_g)=E_L$  на  $V_{oc}(J_g)$  характеристике практически одинаковы ( $E_L$  - Таблица 4; линии 3 - Рисунок 39). Наблюдаемое расположение максимумов характеристик  $V_m(J_g)$  подтверждает сделанное предположение. Некоторое различие в положении максимумов характеристик  $V_m(J_g-J_m)$  не оказывает влияния на результат определения  $R_s$  (Таблица 4). Из Таблицы 4 видно, что последовательное сопротивление равно  $(14.0 \pm 0.3) \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ , т.е. относительная погрешность метода составляет 2% для случая дисбаланса ФГ-токов в МП СЭ.

Таблица 4. Результаты определения последовательного сосредоточенного сопротивления  $R_s$  *GaInP/GaAs/Ge* СЭ при разных спектрах падающего излучения.

Спектр	$J_{gL}, \text{ A/cm}^2$	$J_{gA}, \text{ A/cm}^2$	$E_L, \text{ V}$	$R_s, \text{ Ohm} \cdot \text{cm}^2$
A	6.76	0.26	0.092	$13.6 \cdot 10^{-3}$
B	6.78	0.092	0.097	$14.3 \cdot 10^{-3}$
C	6.70	0.095	0.092	$13.8 \cdot 10^{-3}$
D	6.75	0.096	0.096	$14.2 \cdot 10^{-3}$

Таким образом, на примере метода [12] показано, что ошибка при определении сосредоточенного эквивалента последовательного сопротивления в МП СЭ, вызванная дисбалансом ФГ токов - незначительная. Поэтому при определении величины сосредоточенного эквивалента последовательного сопротивления как рассмотренными методом, так и другими методами, справедливо для МП СЭ без учёта особенностей формирования его ВАХ. Применимость найденного эквивалента продемонстрирована на Рисунке 40, где представлены характеристики, полученные на основе рассчитанных ранее

сегментным подходом ВАХ (гл. 2.1.3) с использованием полученного линейного эквивалента последовательного сопротивления (из всех рассчитанных безрезистивных ВАХ было произведено вольтовое вычитание напряжения, равного  $J \cdot R_s$ , (здесь  $J$  - токовая составляющая ВАХ), падающего на сосредоточенном эквиваленте последовательного сопротивления).

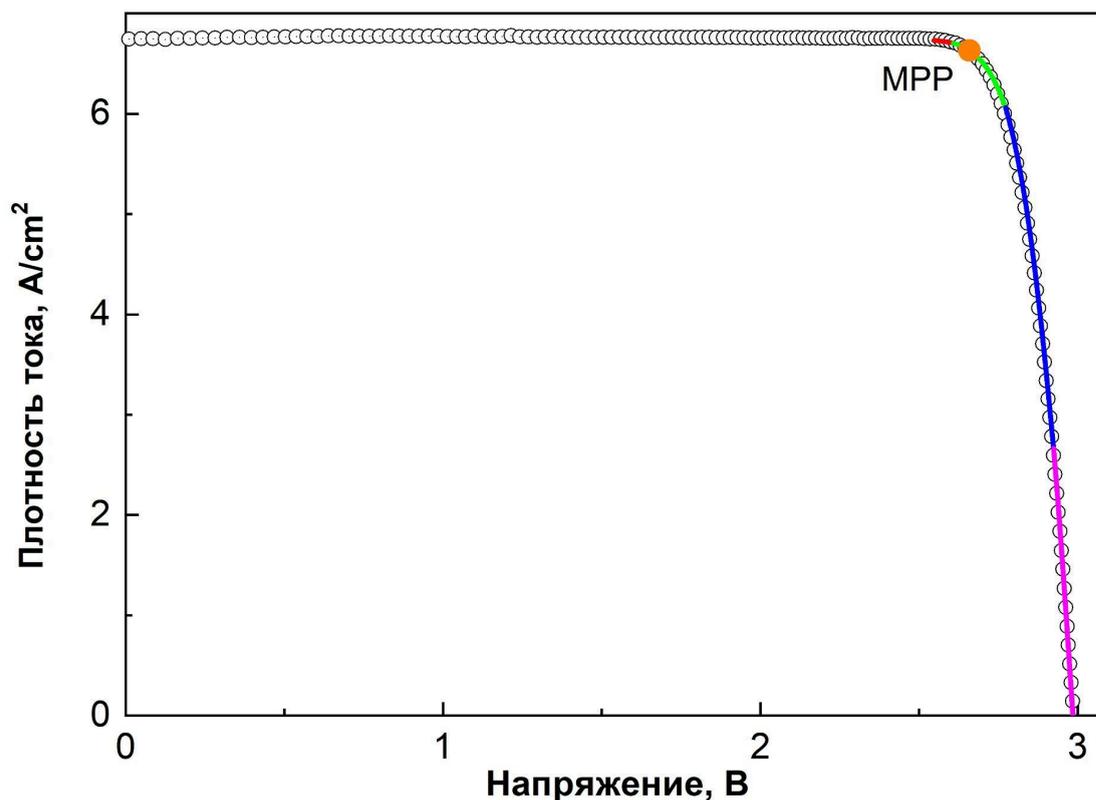


Рисунок 40. ВАХ при достижении максимальной эффективности МП СЭ. Символы - эксперимент, линии - аппроксимация сегментным методом - параметры и номера сегментов представлены в Таблице 1 (1 - чёрный, 2 - красный, 3 - зелёный, 4 - синий).

Отчетливо видно, что, как и в ОП СЭ, применение сосредоточенного линейного эквивалента позволяет точно описывать ВАХ и ФВ характеристики МП СЭ, вплоть до уровня освещения, при котором достигается максимум эффективности преобразования солнечной энергии в электрическую. Описание

ВАХ во всем диапазоне ФГ-токов требует учёта механизма растекания тока и применение распределённых эквивалентных схем соединительной части МП СЭ.

### 3.3.2. Применение распределённых электрических схем для описания резистивных потерь МП СЭ

В общем виде расчёты, основанные на распределённой схеме СЭ, оперируют большим числом параметров, описывающих все элементы схемы, такие, как слоевые сопротивления, параметры р-п переходов субэлементов, сопротивления металлических контактов и их геометрия. При этом требуется либо задавать эти параметры при расчётах ВАХ, либо включать эти параметры в общий расчёт эквивалентной схемы (подбирать параметры). Оба подхода имеют свои недостатки. Так, для первого случая пока не существует простой методики, позволяющей экспериментально получить все требуемые для расчёта параметры. Во втором случае количество параметров подбора увеличивается пропорционально числу субэлементов, что сказывается на точности определения всех параметров, в том числе и резистивных элементов схемы.

Одним из возможных выходов, позволяющим как полностью сохранить общность методов расчёта с ОП СЭ, так и получить реалистичные значения резистивных параметров эквивалентной схемы, является такое преобразование схемы, которое соответствует сегментному описанию ВАХ соединительной части. Как было показано выше (раздел. 2.1.3), все параметры сегментов могут быть найдены экспериментально.

В качестве модели, к которой применено сегментное представление, выбрана так называемая трубковая модель [7], но, в целом, применение сегментного подхода возможно и для других способов расчёта распределённых схем. Преимуществом трубковой модели является, то, что расчёт эквивалентной

схемы сводится к поиску двух резистивных величин, которые в общем случае могут быть измерены экспериментально. Этими величинами являются  $R_L$  – латеральное сопротивление, приведенное к единице площади, и  $R_V$  – «вертикальное» сопротивление. Величина  $R_L$  имеет простую связь с слоевым сопротивлением слоя растекания, которое может быть измерено экспериментально [10].  $R_V$  - в подавляющем числе случаев определяется удельным сопротивлением подложки. Недостатком модели является то, что она описывает растекание тока только в одном слое и для случая, когда расстояние между токоотводящими контактными шинками на всей поверхности СЭ одинаковое (все контактные полосы идут параллельно друг другу и располагаются друг от друга на одинаковом расстоянии).

Приведём краткое описание основных принципов трубковой модели. В общем виде модель основывается на представлении о линиях тока (о «трубках» тока). Последние представлены модельными траекториями, изломанными под прямыми углами (41). Введение «трубок тока» является распространенным приемом [11]: соленоидальный характер постоянного тока в отсутствие источников тока позволяет всегда провести такое разбиение. При типичной конструкции СЭ толщина области, в которой происходит растекание тока ( $h_s$ ), значительно меньше расстояния между центрами контактных полос ( $W$ ) и меньше ширины каждой полосы ( $W_d$ ). Исходя из указанного условия (условия вертикальной «сжатости» картины линий тока), полагается, что линии тока можно представить набором прямолинейных отрезков (горизонтальных и вертикальных, пренебрегая их более сложной «гладкой» формой).

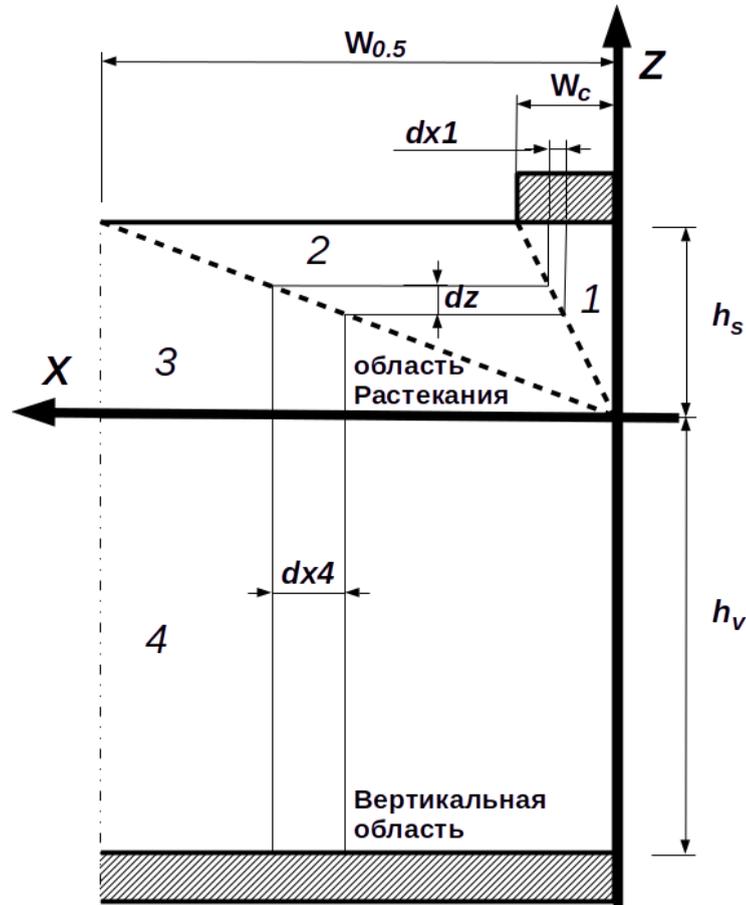


Рисунок 41. Трубковая модель растекания тока в СЭ, который представлен в виде нескольких областей: 1, 2, 3 – области, в которых происходит растекание (область растекания) тока, трубки тока идут как вертикально (3, 1), так и горизонтально (2); 4 (вертикальная область) – область, в которой трубки тока идут только вертикально. Металлические контакты – штриховка. Р-п переход расположен по оси «Х», его ширина не изображена.

Соответственно, каждая трубка состоит из 4 участков: 1 - вертикальный, с высотой  $h_1$  в области растекания тока под контактом; 2 - горизонтальный, с длиной  $l_2$  в области растекания тока; 3 - вертикальный, с длиной  $h_3$  в этой же области; 4 - вертикальный, с длиной  $h_4$ . Проводимости области растекания тока и вертикальной области обозначим  $\rho_s$  и  $\rho_v$  соответственно. Также введём обозначения:  $W_c = W_d/2$  - полуширина контактной

полоски,  $W_{0.5}=W/2$  – половина расстояния между центрами контактных полосок. Считая трубки тока тонкими, и, учитывая характер их траектории (Рисунок 41), расчёт трубковой модели сводится к решению геометрической задачи по поиску длин и ширин трубок, в зависимости от порядкового номера трубки ( $i$ ) и их общего количества ( $n$ ). Подробное решение задачи приведено в [7], результат её вычисления приводит к выражению для сопротивления  $i$ -й трубки тока:

$$R_i = R_V \cdot n + R_L \cdot i, \quad (36)$$

где

$$R_V = \rho_s \cdot h_s \frac{W_{0.5}}{W_c} + \rho_v \cdot h_v \quad (37)$$

$$R_L = \frac{\rho_s \cdot (W_{0.5})^2}{h_s} \left(1 - \frac{W_c}{W_{0.5}}\right) \left(1 - \frac{h_s^2}{W_c W_{0.5}}\right)$$

и  $W_c/W_{0.5} \approx 0.04 \div 0.07$ . Стоит отметить, что для большинства приборов высота слоя растекания  $h_s$  много меньше толщины всего прибора  $h_v$ , поэтому  $R_V$  определяется только вторым слагаемым (37). При этом основной вклад в вертикальную составляющую сопротивления даёт подложка, поэтому можно считать, что  $\rho_v = \rho_w$  и  $h_v = h_w$ , где  $\rho_w$  – удельное сопротивление подложки,  $h_w$  – толщина подложки. Кроме того,  $W_{0.5} \gg h_s$ , и  $h_s$  - одного порядка с  $W_c$ . Применяя перечисленное к (37), получаем следующие выражения:

$$R_V = \rho_w \cdot h_w \quad (38)$$

$$R_L = \frac{\rho_s}{h_s} (W_{0.5})^2$$

Множитель  $\frac{\rho_s}{h_s}$  является слоевым сопротивлением верхнего слоя, которое может быть определено из независимых измерений,  $\rho_w$  и  $W_{0.5}$  - параметры шаблона контактной сетки СЭ,  $h_w$  и  $\rho_w$  - известные параметры подложки. Таким образом, величина  $R$  для трубок тока определяется параметрами, которые могут быть измерены экспериментально. Применение трубковой модели с сегментами ВАХ МП СЭ рассмотрено ниже.

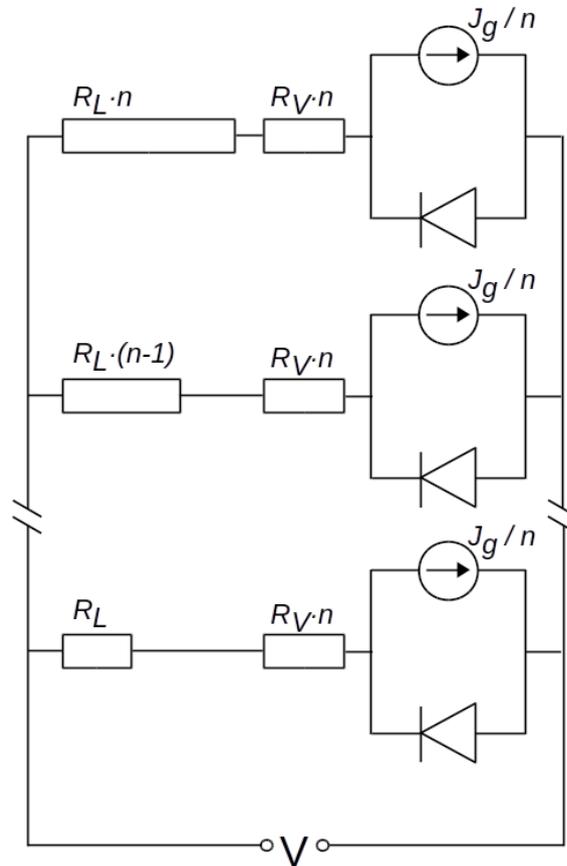


Рисунок 42. Распределённая эквивалентная схема работы МП СЭ в рамках одного сегмента, используемая в трубкой модели.

В соответствии с трубковой моделью, эквивалентная схема МП СЭ, соответствующая одному сегменту ВАХ, состоит из параллельных веток с одинаковым диодом и разными сопротивлениями. Сопротивление  $i$ -й ветви рассчитывается по формуле (36). В случае полного баланса ФГ токов ВАХ каждой ветки может быть вычислено следующим образом:

$$J_i = \frac{J_g - J_0 \left[ \exp\left(\frac{qV - J_i R_s}{AkT}\right) \right]}{n} \quad (39)$$

При дисбалансе ФГ токов, к каждому сегменту добавляется соответствующая вольтовая добавка  $V_a$  (п 2.1). Следовательно, расчет по трубковой модели производится так же, как и ОП СЭ, а именно - вначале определяются величины  $R_L$  и  $R_V$  (либо методом подбора, либо экспериментально), далее, выбирается число трубок  $n_i$ , и для каждой  $i=1..n_i$  при помощи уравнения (39) рассчитываются ВАХ. Полученные ВАХ складываются согласно эквивалентной схеме СЭ (Рисунок 42), т.е. при одинаковых напряжениях складываются токи. Результатом сложения является сегмент резистивной ВАХ МП СЭ. Далее, для учёта дисбаланса ФГ токов к полученному сегменту добавляется соответствующая вольтовая добавка  $V_a$  (17). Проведение подобной операции для всех сегментов позволяет составить искомую световую резистивную ВАХ МП СЭ.

Применимость описанного подхода продемонстрирована на Рисунке 43, где представлены характеристики, полученные в результате применения трубковой

модели к полученным ранее сегментам ВАХ (раздел 2.1.3).

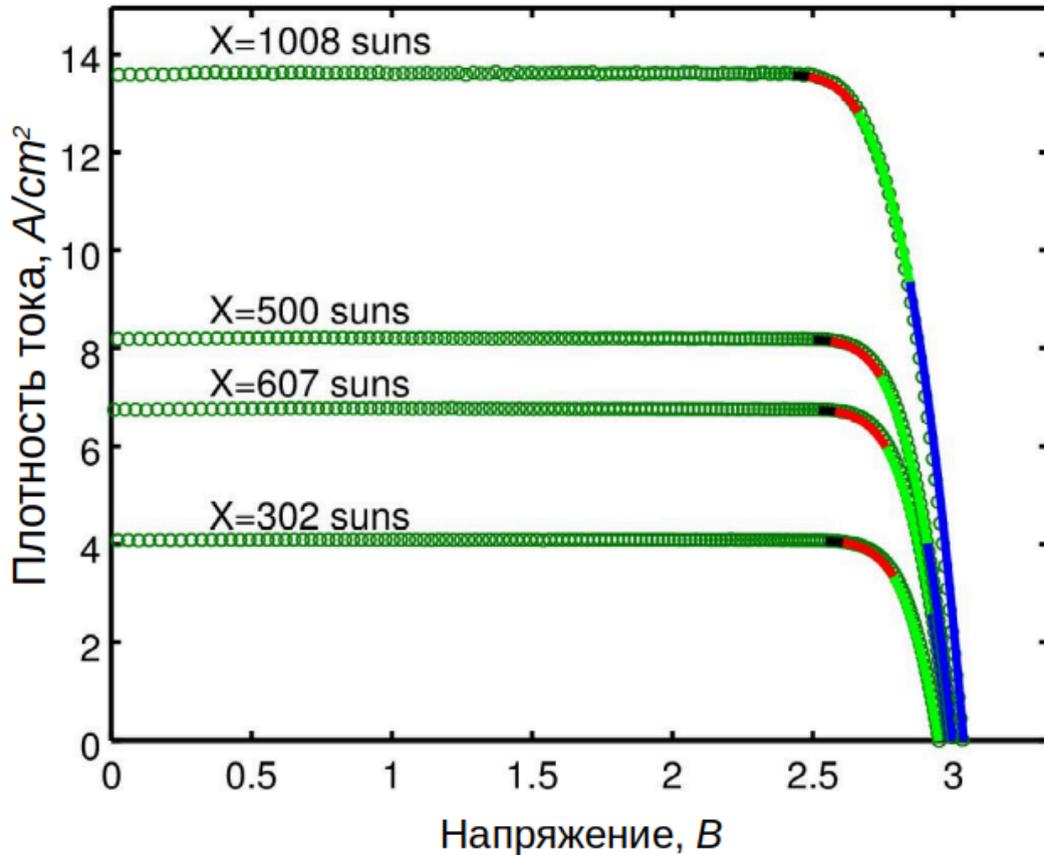


Рисунок 43. Экспериментальные (символы) и расчётные (линии) ВАХ при различных кратностях солнечного излучения. Параметры и номера сегментов представлены в Таблице 1 (1 - чёрный, 2 - красный, 3 - зелёный, 4 - синий).

Как видно, применение процедуры расчета эквивалентных схем СЭ, составленных согласно трубковой модели, позволило с высокой точностью аппроксимировать экспериментальную ВАХ во всём диапазоне кратностей (в том числе, в диапазоне кратностей за пределами максимума эффективности МП СЭ). При этом важно отметить, что сам метод расчёта распределённой схемы полностью аналогичен расчёту для ОП СЭ. Отличие процедуры расчёта ВАХ заключается только в специфичных для МП СЭ особенностях, а именно, в

сегментности ВАХ и учёте дисбаланса ФГ токов. Таким образом, определение параметров сегментов и дисбалансной поправки позволяет распространить методы расчёта растекания тока, разработанные для ОП СЭ на случай многопереходных приборов.

3.3.3. Влияние количества субэлементов на процессы растекания тока и на сосредоточенный эквивалент последовательного сопротивления

Распределённый характер эквивалентной схемы (Рисунок 42) обуславливает зависимость величин токов, протекающих в ветвях цепи, не только от сопротивления трубок, но и от параметров диодов, включенных в трубки. Другими словами, изменение всех диодов в эквивалентной схеме, при сохранении всех сопротивлений, приведет к изменению картины распределения тока по трубкам. Интересной особенностью МП СЭ является то, что, согласно (16), диодный коэффициент всех сегментов ВАХ прямо зависит от количества субэлементов. Так, к примеру, для чисто диффузионного сегмента (все субэлементы работают в диффузионном режиме протекания тока, т.е.  $A=1$  для всех субэлементов) коэффициент идеальности равен числу субэлементов  $A=n$ . Это, в соответствии с (15), сказывается на линейном росте с числом субэлементов напряжения, вырабатываемого МП СЭ. По этой причине с ростом числа субэлементов картина распределения тока внутри МП СЭ будет меняться при сохранении всех резистивных составляющих, влияющих на процесс растекания тока. Это означает, что распределение токов по ветвям эквивалентной схемы трубковой модели СЭ будет меняться. При этом очевидно, что ВАХ генераторной части остаётся неизменной, значит, изменения будут проявляться в ВАХ соединительной части МП СЭ.

Для определения влияния эффекта увеличения числа субэлементов на ВАХ соединительной части МП СЭ была использована трубковая модель, применённая к упрощенному случаю работы МП СЭ - односегментной ВАХ, когда все субэлементы работают в диффузионном режиме (диодный коэффициент идеальности всех субэлементов  $A=1$ ). Расчёт ВАХ МП СЭ был произведен для различного (от 1 до 8) числа субэлементов. Число трубок тока в расчётах было выбрано равным 50. Стоит отметить, что с изменением числа субэлементов изменяется и ток насыщения сегмента. Во всех расчётах величина фотогенерированного тока  $J_g$  была постоянной и равнялась  $7 \text{ А/см}^2$  (соответствует ФГ току, при котором в среднем экспериментально достигается максимальная эффективность у трёхпереходного СЭ). Стоит отметить, что выбор этой величины может быть произвольным и не влияет на основные результаты расчёта. Величина  $J_0$  была также постоянной во всех расчётах:  $J_0=1 \cdot 10^{-20}$ . Это связано с тем, что, согласно (16), этот ток задаётся как среднее геометрическое токов насыщения всех субэлементов. Учитывая (8) нетрудно убедиться, что результат (16) определяется средней шириной запрещённой зоны субэлементов, которая с ростом числа субэлементов примерно сохраняется [98,99]. При расчётах резистивных потерь величины  $R_L$  и  $R_V$  фиксировались. В качестве базовых величин были использованы значения, полученные из анализа экспериментальных данных для GaInP/GaAs/Ge СЭ (раздел 3.3.2). Принципиально результаты расчётов не изменятся при других параметрах  $R_L$  и  $R_V$ . Частично это будет продемонстрировано на Рисунке 47.

На Рисунке 44 приведено распределение тока по трубкам для СЭ с различным количеством субэлементов. Видно, что с увеличением числа субэлементов распределение становится всё более равномерным. Это связано с тем, что при увеличении числа субэлементов роль последовательного сопротивления уменьшается, по сравнению с сопротивлением диодов.

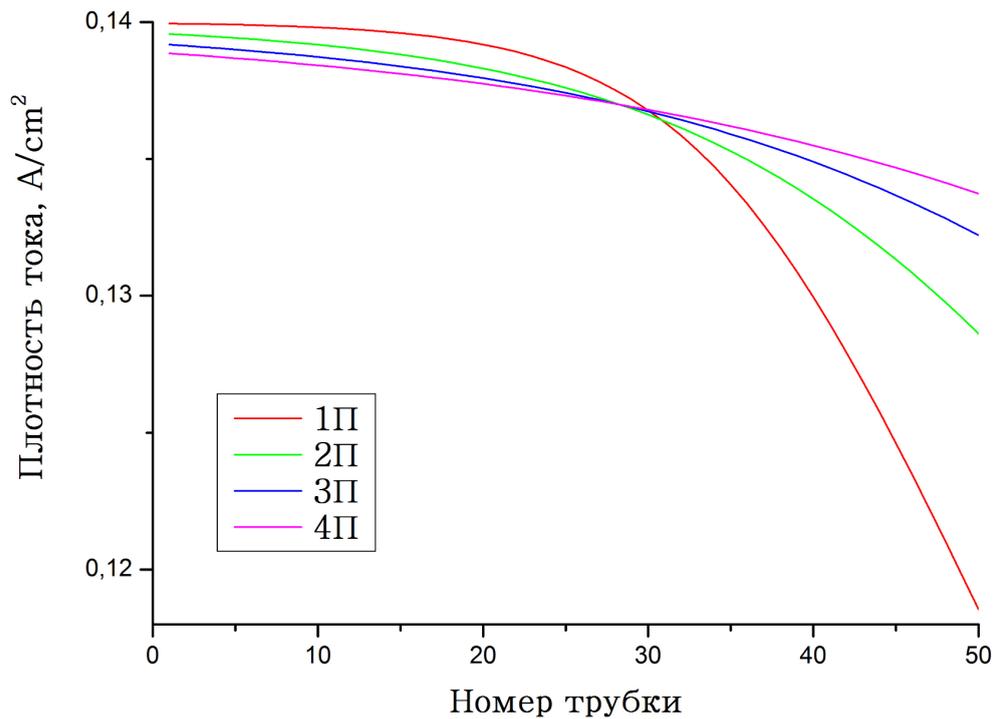


Рисунок 44. Распределение тока по трубкам для СЭ с различным количеством субэлементов (от 1 (1J) до 4 (4J)).

Изменение распределения токов по трубкам влияет на вид ВАХ соединительной части. Результаты расчётов ВАХ для разного количества субэлементов приведены Рисунке 45. Видно, что форма ВАХ изменяется, при этом существуют как диапазоны тока, в которых с ростом количества р-п переходов падение напряжения на соединительной части увеличивается (примерно от 0 до 5 А/см² на рис 45), так и наоборот, где оно уменьшается (от 5 до 7 А/см²). Практический интерес представляет вторая область, т.к. именно она содержит оптимальную рабочую точку и определяет эффективность МП СЭ.

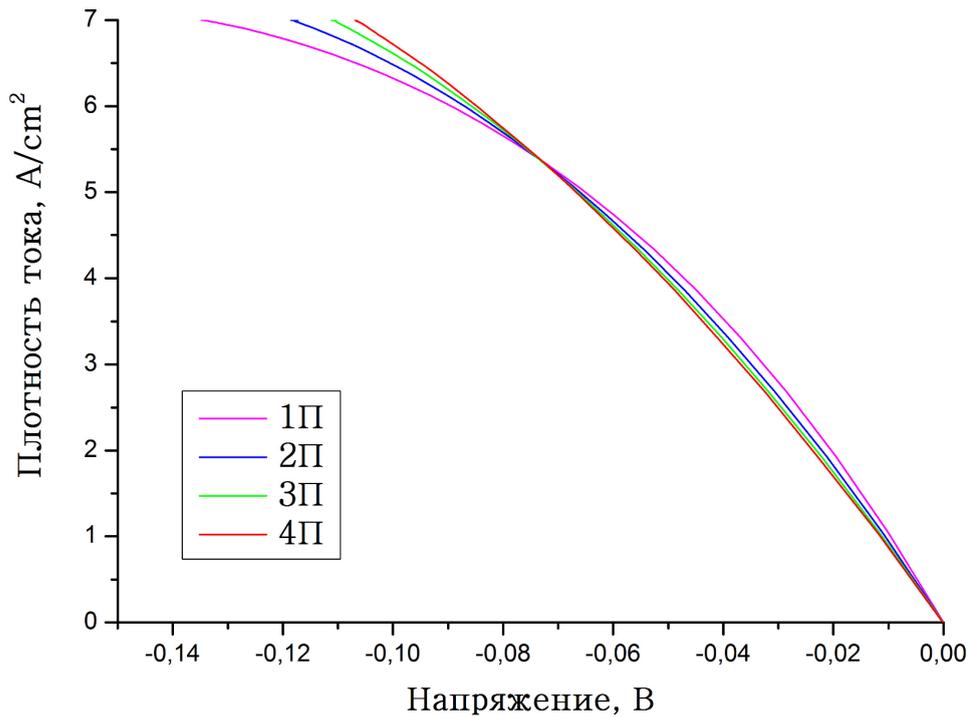


Рисунок 45. Вольт-амперные характеристики соединительной части МП СЭ с разным количеством субэлементов. Соединительная часть во всех случаях одинаковая. Изменение формы ВАХ связано с изменением процессов растекания тока, в зависимости от числа субэлементов.

Как видно, величина напряжения в области рабочей точки с ростом числа субэлементов уменьшается. Оценим сопротивление растекания в рабочей точке  $R_s$ , вычисляемое как отношение напряжения в этой точке к току. Расчёт зависимости  $R_s$  от числа субэлементов приведен на Рисунке 46. Видно, что это сопротивление уменьшается с ростом числа субэлементов.

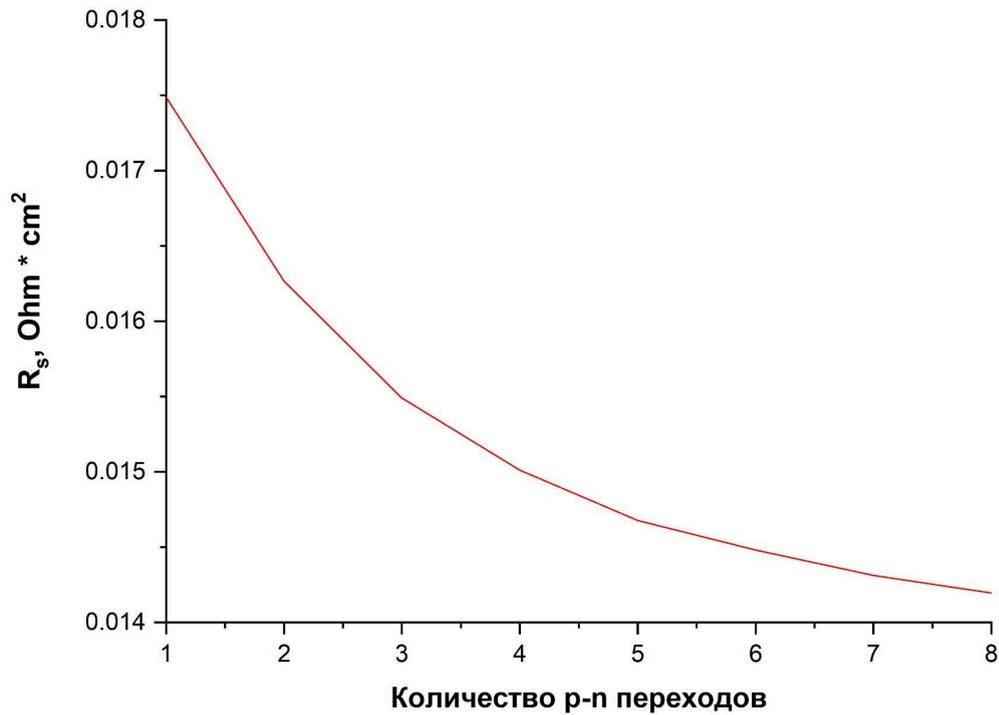


Рисунок 46. Величина сосредоточенного эквивалента последовательного сопротивления для МП СЭ с разным количеством p-n переходов (субэлементов).

Таким образом, изменение распределения токов в трубках МП СЭ (Рисунок 44) при росте числа субэлементов снижает резистивные потери в рабочей точке, что уменьшает сосредоточенный эквивалент сопротивления  $R_s$ . На Рисунке 47 показан результат схожего расчёта, только в зависимости от параметров, определяющих сопротивление растекания ( $R_L$  и  $R_V$ ). Параметры  $R_L$  и  $R_V$  изменялись при помощи отклонения от стандартных (для  $R_L$ : от  $0.7 \cdot R_L$  до  $10.7 \cdot R_L$ , для  $R_V$ : от  $1 \cdot R_V$  до  $20 \cdot R_V$ ).

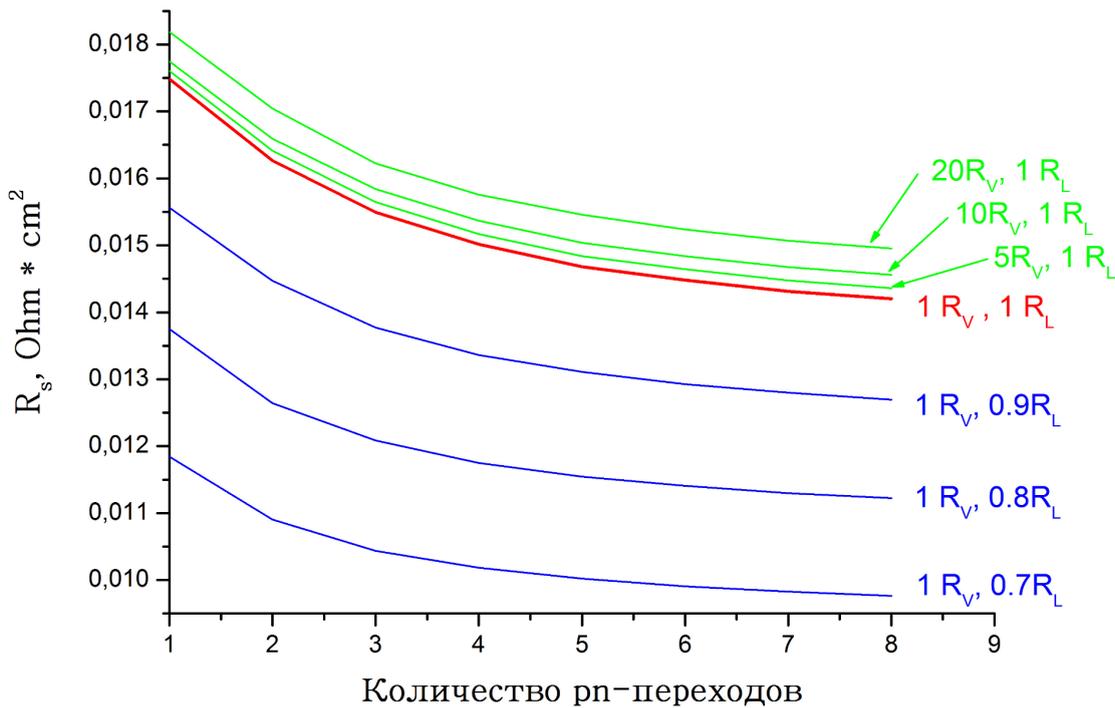


Рисунок 47. Влияние параметров сопротивления растекания ( $R_L$  и  $R_V$ ) на зависимость сосредоточенного эквивалента последовательного сопротивления для МП СЭ с разным количеством p-n переходов (субэлементов).

Видно, что  $R_s$  заметно больше зависит от  $R_L$ , чем от  $R_V$ . При этом общий вид закономерности сохраняется. Так, при любых значениях параметров  $R_L$  и  $R_V$  с увеличением числа субэлементов наблюдается тенденция к насыщению величины  $R_s$ , что вызвано уменьшением роли сопротивления трубок, по сравнению с увеличивающимся суммарным сопротивлением p-n переходов.

Таким образом, увеличение количества субэлементов в МП СЭ влияет на процесс растекания тока под контактной сеткой - распределение токов с увеличением числа субэлементов становится всё более равномерным, что связано с тем, что при увеличении числа субэлементов роль последовательного сопротивления уменьшается по сравнению с сопротивлением диодов. Вследствии изменения распределения токов, изменяется ВАХ соединительной

части МП СЭ. При этом в области токов, близких к току оптимальной нагрузки, сопротивление растекания уменьшается с ростом числа субэлементов. Полученные результаты сделаны на основе расчёта процессов растекания тока при помощи трубковой модели. Схожие выводы могут быть получены и при применении других распределённых схем.

## ГЛАВА 4. Проблемы получения и анализа ВАХ и ФВ зависимостей МП СЭ

Как было показано в предыдущих главах, на фотовольтаические характеристики МП СЭ оказывает влияние ряд факторов, специфичных именно для МП СЭ. К подобным факторам относится влияние туннельных диодов (возможность проявления нелинейности или генерации встречной фото-эдс), наличие люминесцентной связи и дисбаланса фотогенерированных токов субэлементов. Все эти факторы подробно описаны выше. Однако не смотря на их существенность, на практике в большинстве случаев вид ФВ характеристик многопереходных СЭ не отличается от вида этих же характеристик для однопереходных ФЭП. Например, в условно безрезистивных случаях (когда влиянием резистивных потерь можно пренебречь) ВАХ как МП, так и ОП СЭ выглядят как экспоненциальные функции, а зависимости эффективности, напряжения холостого хода, напряжения оптимальной нагрузки и фактора заполнения - логарифмически зависят от кратности солнечного излучения и от фотогенерированного тока. Влияние резистивности при этом в обоих случаях также примерно одинаковое, и в большинстве случаев может быть описано сосредоточенным линейным эквивалентом.

Именно указанная выше схожесть поведения ФВ характеристик МП и ОП СЭ является причиной того, что часто анализ характеристик МП СЭ

производится методами, разработанными для ОП СЭ. В данной главе проведен анализ границ применимости, справедливых для ОП СЭ моделей при описании ФВ характеристик МП СЭ, а также предложен метод получения ФВ характеристик, полностью корректный как для ОП так и для МП СЭ.

## 4.1. Применимость многодиодных моделей для описания ВАХ и ФВ характеристик МП СЭ

### 4.1.1. Анализ световых ВАХ МП СЭ

Как было показано в разделе 2.1., основным эффектом, существенно влияющим на отличие генераторной ВАХ МП СЭ от ОП СЭ, является дисбаланс фотогенерированных токов. При этом для сохранения общего вида выражения ВАХ (как для ОП СЭ так и для МП СЭ) было предложено использовать многодиодную (сегментную) модель ВАХ с дисбалансом вольтовой добавки, которая обращается в ноль при полном балансе ФГ токов. Ниже эта модель применена для расчёта вольт-амперных и основных ФВ характеристик генераторной части МП СЭ. Для простоты анализа расчёт сделан для двухпереходного СЭ, токи p-n переходов которого определяются только диффузионным механизмом протекания тока. В качестве субэлементов выбраны GaInP и GaAs, в которых ФГ токи при единичной кратности составляли  $J_{g,1}=0.015 \text{ A/cm}^2$  и  $J_{g,2}=0.02 \text{ A/cm}^2$ . Дисбаланс ФГ токов взят типичным для трёхпереходных СЭ, на практике именно двухпереходные СЭ обычно являются сбалансированными. Диффузионные токи насыщения в расчётах равны  $J_{01}=1 \cdot 10^{-25} \text{ A/cm}^2$  и  $J_{02}=1 \cdot 10^{-20} \text{ A/cm}^2$  для GaInP и GaAs p-n переходов, соответственно.

На Рисунке 48 показан результат расчёта ВАХ. Для каждого субэлемента расчёт выполнен при помощи однодиодной модели. Вначале, для обоих субэлементов было рассчитано две ВАХ: темновая и световая. Далее, было произведено вольтовое сложение соответствующих ВАХ и получены суммарные темновая и световая ВАХ двухпереходного СЭ (Рисунок 48b). Также были получены и другие световые ВАХ - путём токового сдвига темновой ВАХ на величину тока короткого замыкания СЭ. Исходя из выбранных значений ФГ, ток первого субэлемента (на Рисунке 48 обозначен как  $J_{g,1}$ ) является наименьшим и равен току короткого замыкания СЭ. Поэтому операция сдвига для этого субэлемента совпадает с его световой ВАХ. У второго субэлемента ФГ ток выбран избыточным, поэтому сдвиг его темновой ВАХ на тот же ток приведёт к получению ВАХ, обозначенной на Рисунке 48b пунктирной линией. Такой ВАХ обладал бы второй субэлемент в случае полного баланса ФГ токов. Такая же операция сдвига была сделана и для общей ВАХ СЭ, результат - пунктирная линия Рисунке 48c. Из показанных построений очевидно, что эта ВАХ является сбалансированной и может быть получена также и путём вольтового сложения световой ВАХ первого субэлемента с световой ВАХ второго субэлемента в условиях полного баланса (показана пунктирной линией).

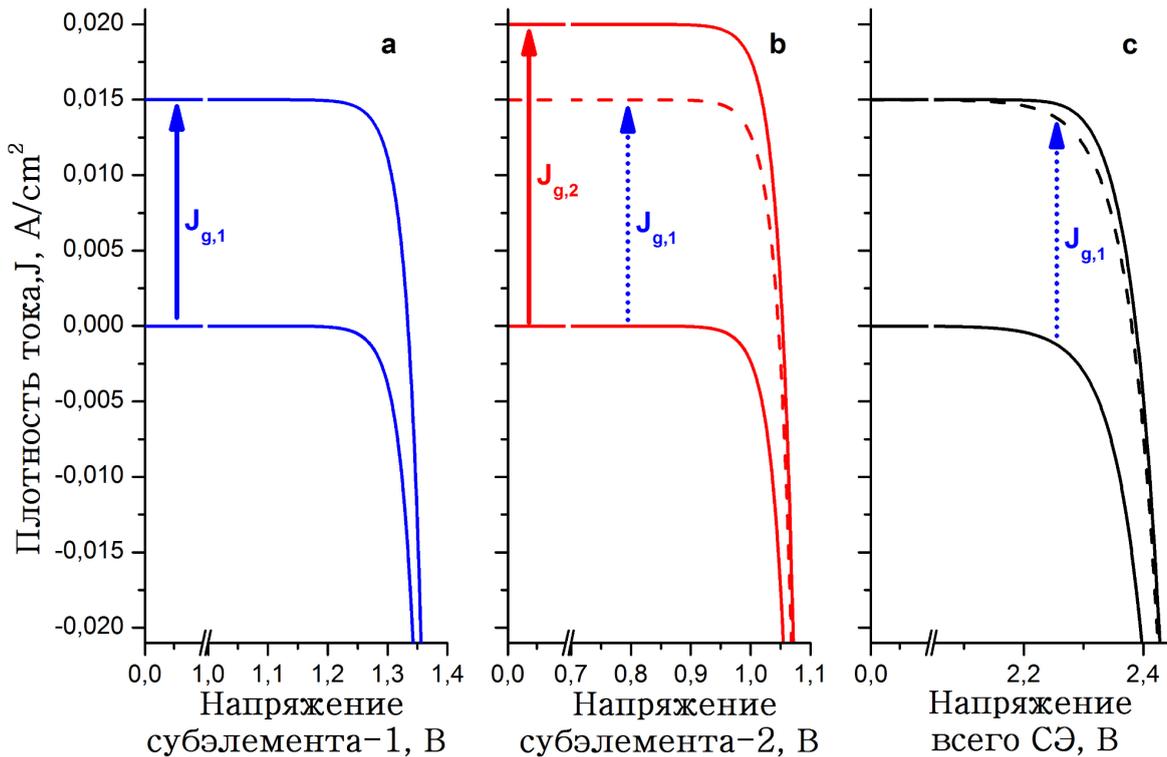


Рисунок 48. Расчёт набора ВАХ для субэлементов и МП СЭ моделируемой структуры: а - верхний GaInP субэлемент, б - нижний GaAs субэлемент, с - двухпереходный GaInP/GaAs СЭ. Самые нижние ВАХ на графике - темновые ВАХ. Сплошные ВАХ, идущие выше темновых - световые ВАХ для условия дисбаланса ФГ токов ( $J_{g,GaInP}=0.015 \text{ A/cm}^2$  и  $J_{g,GaAs}=0.02 \text{ A/cm}^2$ ). ВАХ, показанные пунктирными линиями, получены путём смещения темновой ВАХ на ток короткого замыкания СЭ.

Наблюдаемая разница полной световой ВАХ и сбалансированной ВАХ (полученной методом сдвига темновой) нарушает сдвиговую связь ВАХ и является базовым отличием поведения ВАХ МП СЭ и ОП СЭ. Очевидно, что вольтовая разница световых ВАХ на Рисунке 48с равна вольтовой разнице световых ВАХ второго субэлемента, обладающего избыточным током (Рисунок

48b) и, в соответствии с п. 2.1.2 (Уравнение (17)), описывается добавочным напряжением дисбаланса. Применение (17) к рассматриваемому случаю даёт:

$$V_a = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{\kappa J_g - J}{J_g - J}\right), \quad (40)$$

где  $J_g$  - ФГ МП СЭ равен наименьшему из ФГ токов (в рассматриваемом расчёте  $J_g = J_{g,1}$ ),  $\kappa = \frac{J_{g,2}}{J_{g,1}}$  - коэффициент дисбаланса. На Рисунке 49 построена указанная добавка. Видно, что добавочное напряжение растёт с током и значительно отличается для режимов напряжения холостого тока ( $V_{a,oc}$ ) и напряжения оптимальной нагрузки ( $V_{a,m}$ ).

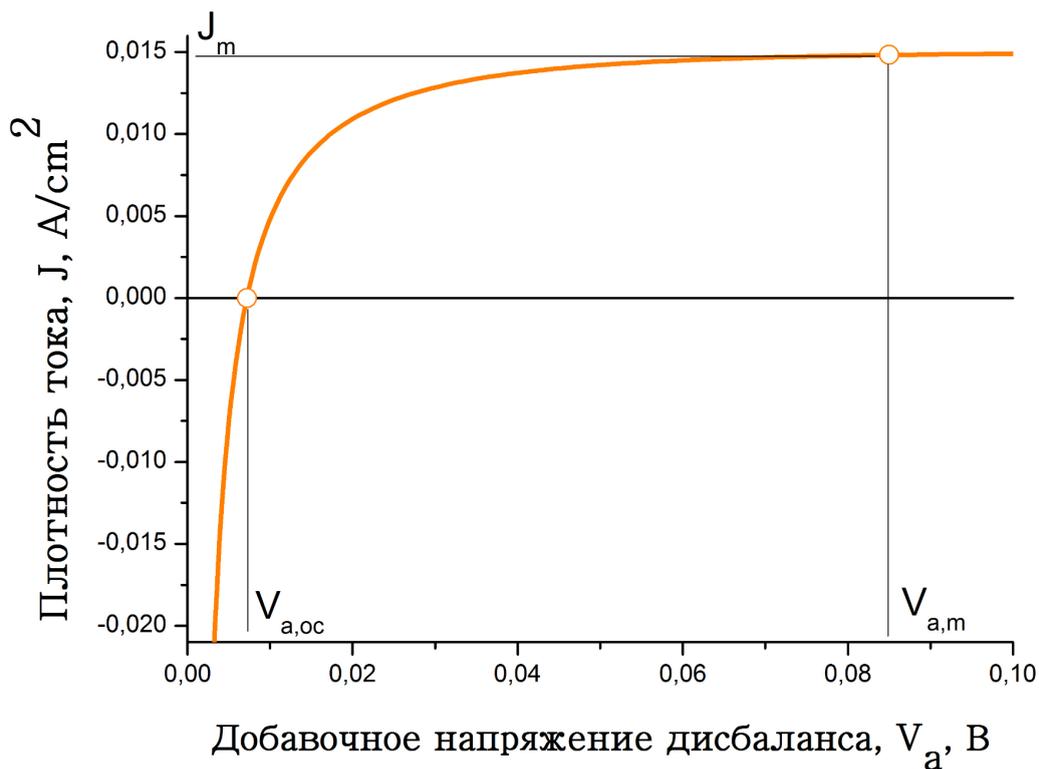


Рисунок 49. Расчёт добавочного напряжения дисбаланса для случая, рассмотренного на Рисунке 48.

В линейном по току масштабе (Рисунок 48b) наличие добавочного напряжения незначительно изменяет форму световой ВАХ, однако, по факту, изменение характеристики критично для применения многодиодных моделей ВАХ. На Рисунке 50 приведено сравнение темновой и световых ВАХ, рассчитанных для разных концентраций падающего излучения (кривая с  $X=1$  соответствует световой ВАХ, приведённой на Рисунке 48c). Сравнение проведено в логарифмическом масштабе. Для этого ток всех световых ВАХ уменьшен на величину фотогенерированного тока. Такая операция равна обратному сдвигу световой ВАХ и для ОП СЭ приводит к совмещению световой и темновой ВАХ. При этом, как видно, в случае МП СЭ такое совмещение отсутствует (нарушается сдвиговая связь ВАХ).

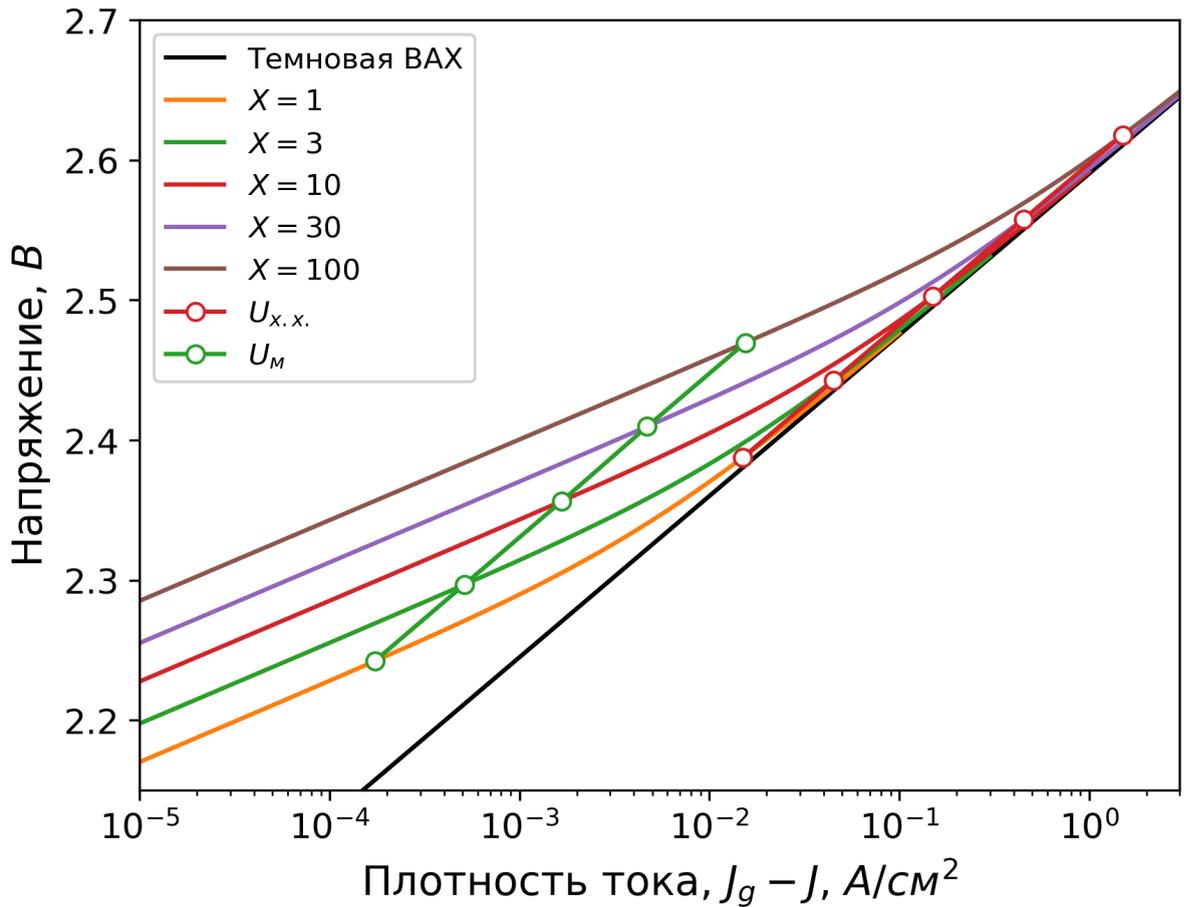


Рисунок 50. Расчёт темновой и световых ВАХ генераторной части моделируемой структуры МП СЭ. Световые ВАХ построены как функция  $V(J_g - J)$ , где  $V$  - напряжение световой ВАХ,  $J_g$  - фотогенерированный ток,  $J$  - ток световой ВАХ. Световые ВАХ построены для разных концентраций расчётного падающего излучения  $X$ . Также символами на рисунке указаны положения на световых ВАХ точек напряжения холостого хода (красные кружочки) и напряжения оптимальной нагрузки (зелёные кружочки).

Кроме нарушения сдвиговой связи, существует также отклонение хода ВАХ от логарифмического. Так как в проводимых расчётах рекомбинационный ток насыщения во всех субэлементах считался нулевым, то общая ВАХ МП СЭ должна состоять из одного сегмента, и выглядеть линейной функцией в

логарифмическом по току масштабе. На Рисунке 50 отчётливо видно, что этим критериям соответствует только темновая ВАХ, которая является сбалансированной по ФГ токам характеристикой (все ФГ токи равны нулю). Световые ВАХ значительно отклоняются, причём отклонение происходит в сторону увеличения напряжения с уменьшением тока - что не может быть описано многодиодной моделью СЭ. Таким образом, можно заключить, что, несмотря на схожесть (в линейном масштабе по току) внешней формы световых ВАХ МП СЭ с ОП СЭ, они не могут быть корректно описаны многодиодными моделями.

#### 4.1.2. Анализ основных ФВ характеристик МП СЭ

Все значения основных ФВ характеристик (эффективность, максимальная выделяемая мощность, оптимальное напряжение нагрузки, фактор заполнения и напряжение холостого хода), фактически, определяются двумя точками ВАХ - точкой оптимальной нагрузки и точкой напряжения холостого хода. На Рисунке 50 показаны (символы) зависимости напряжения оптимальной нагрузки и холостого хода, построенные от плотности фотогенерированного тока  $J_g$  (пропорционален кратности падающего излучения  $X$ ). Видно, что ход обеих характеристик относительно тока идёт параллельно темновой ВАХ, что является признаком логарифмической зависимости и означает, что к ним можно применить стандартные многодиодные модели СЭ, т.е. к ним, в отличие от световых ВАХ, применимы многодиодные модели. Рассмотрим подробнее причину наблюдаемого факта. Для этого исследуем величину добавочного напряжения дисбаланса. Введем коэффициент  $\alpha = J/J_g$ , равный отношению тока, протекающего через СЭ, к величине фотогенерированного тока, тогда (40) может быть записано в виде:

$$V_a = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{\kappa J_g - J}{J_g - J}\right) = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{\kappa J_g - \alpha J_g}{J_g - \alpha J_g}\right) = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{\kappa - \alpha}{1 - \alpha}\right) \quad (41)$$

Выражение (41) не содержит величин тока, а определяется только коэффициентом дисбаланса  $\kappa$  и коэффициентом  $\alpha$ . Из этого следует, что при изменении кратности падающего излучения добавочное напряжение дисбаланса остаётся одинаковым для тока, равного  $J = \alpha J_g$ . На Рисунке 51 показан расчёт фотовольтаических зависимостей напряжения СЭ при токе  $J = \alpha J_g$  для разных коэффициентов  $\alpha$ . Отметим, что для согласования токовых осей характеристик, их ток преобразовывался таким образом, чтобы совпадать с током темновой ВАХ. Это достигается при замене в любой  $V(J)$  характеристике тока на  $V(J_g - J)$ . Т.е. при токовом сдвиге точек характеристик на фотогенерированный ток. Таким образом, на Рисунке 51 отложены фотовольтаические характеристики вида  $V(J_g - \alpha J_g)$ .

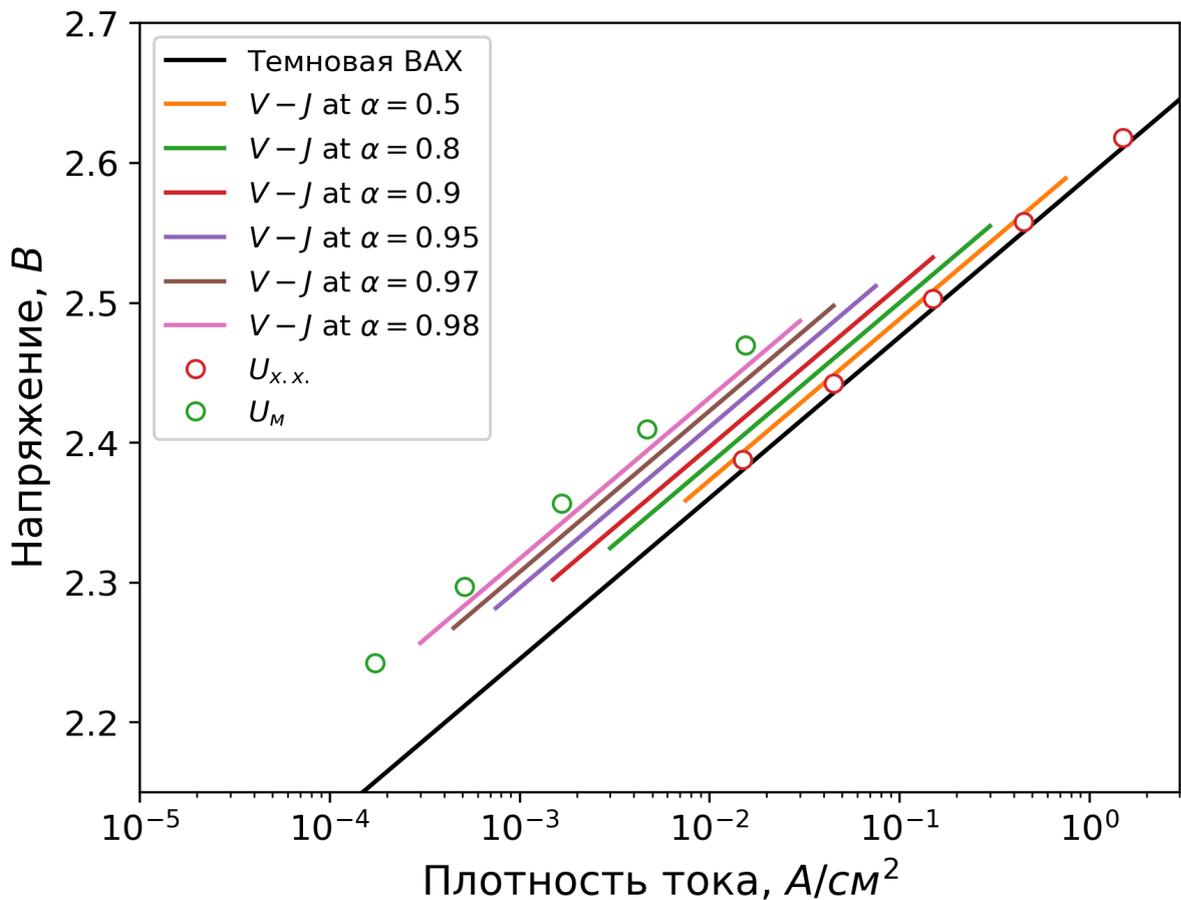


Рисунок 51. Расчёт темновой ВАХ и фотовольтаических зависимостей  $V(J_g - \alpha J_g)$  для МП СЭ. Символами на рисунке указаны положения на световых ВАХ (приведённых выше на Рисунке 50) точек напряжения холостого хода (красные кружочки) и напряжения оптимальной нагрузки (зелёные кружочки).

Отчётливо видно, что для всех значений  $\alpha$  характеристики идут параллельно темновой ВАХ. Соответственно, можно предположить, что параллельность  $V_m$  и  $V_{oc}$  характеристик темновой ВАХ связана с тем, что токовые коэффициенты этих напряжений - константы ( $\alpha_m = const$   $\alpha_{oc} = const$ ). В режиме холостого хода ток всегда равен нулю  $J=0$ , поэтому очевидно, что  $\alpha_{oc} = const = 0$ . В случае  $\alpha_m$  ситуация сложнее, т.к. зависимость тока оптимальной нагрузки  $J_m$  от ФГ тока  $J_g$  не очевидна. По определению ток и напряжение оптимальной нагрузки определяются из условий максимальной мощности, т.е. когда произведение  $J \cdot V$  максимально. Получим производную этого произведения и рассмотрим её равенство нулю. Для этого выразим напряжение от тока и рассмотрим производную по току. Выражение сделано для любого сегмента ВАХ (в рассматриваемом в данном разделе расчёте ВАХ МП СЭ обладает одним сегментом, поэтому результат будет полностью справедлив).

$$\frac{d}{dJ}(J \cdot V) = \frac{d}{dJ} \left( J \cdot \frac{AkT}{q} \ln \left( \frac{J_g - J}{J_0} \right) \right) = 0$$

$$\frac{AkT}{q} \ln \left( \frac{J_g - J}{J_0} \right) - J \frac{AkT}{q} \left( \frac{1}{J_g - J} \right) = 0$$

Сократим на  $\frac{AkT}{q}$  и произведём замену  $J = \alpha_m J_g$ , тогда:

$$\ln \left( \frac{J_g - \alpha_m J_g}{J_0} \right) - \frac{\alpha_m J_g}{J_g - \alpha_m J_g} = 0$$

$$\ln \left( \frac{J_g}{J_0} \right) + \ln(1 - \alpha_m) - \frac{\alpha_m}{1 - \alpha_m} = 0$$

Ток оптимальной нагрузки  $J_m$  всегда близок к ФГ току  $J_g$ , поэтому второй член выражения много меньше третьего. Пренебрежём членом  $\ln(1-\alpha_m)$  и выразим  $\alpha_m$  через  $J_g$ .

$$\alpha_m = \frac{\ln\left(\frac{J_g}{J_0}\right)}{1 + \ln\left(\frac{J_g}{J_0}\right)} \quad (42)$$

Полученная зависимость определяется  $\ln\left(\frac{J_g}{J_0}\right)$ . Отметим, что значение  $J_0$  является константой. Для МП СЭ значение  $J_0$ , в зависимости от сегмента ВАХ, варьируется от  $1 \cdot 10^{-10} \text{ A/cm}^2$  (все р-п переходы работают в рекомбинационном режиме протекания тока) до  $1 \cdot 10^{-20} \text{ A/cm}^2$  (все р-п переходы работают в диффузионном режиме протекания тока). Типичные значения  $J_g$  - от  $1 \cdot 10^{-2} \text{ A/cm}^2$  до  $1 \cdot 10^1 \text{ A/cm}^2$ . Таким образом,  $\ln\left(\frac{J_g}{J_0}\right)$  для всех сегментов определяется в основном  $J_0$  и слабо зависит от  $J_g$ . Соответственно, и  $\alpha_m$ , определяемое (42), также слабо зависит от  $J_g$  и может считаться константой. К примеру, для приведённой на Рисунке 51 зависимости  $V_m$ , фактически,  $\alpha_m$  изменялось от 0.988 до 0.989. При этом расчёт  $\alpha_m$  по формуле (42) даёт изменения от 0.979 до 0.981. Незначительные отличия объясняются допущениями, сделанными при выводе выражения (42). Таким образом, ФВ зависимости напряжения холостого хода и напряжения оптимальной нагрузки для МП СЭ имеют такой же вид, как и для ОП СЭ и могут быть описаны многодиодными моделями. Отметим, что многодиодные модели могут быть применены и к эффективности, и к фактору заполнения, а также к другим ФВ характеристикам, основанным на базовых точках ВАХ. При этом в случае дисбаланса ФГ токов сегменты разных ФВ характеристик смещаются на соответствующую им константу - добавочное напряжение, определяемое коэффициентом  $\alpha$ .

#### 4.1.3. Влияние люминесцентной связи на ВАХ и связанные с ней ФВ характеристики

Наличие ЛС значительно усложняет математический анализ. Это, прежде всего, связано с тем, что наводимый электролюминисценцией ток - разный в каждой точке ВАХ, и для полного учёта эффекта требуется расчёт каскада переизлучений (люминисценция исходит из всех субэлементов и влияет на токи соседних относительно-узкозонных субэлементов). Подробно построение ВАХ с учётом ЛС рассмотрено в 2.2.3. В этой главе методика, предложенная в 2.2.3. применена для расчета ВАХ и ФВ зависимостей исследуемого выше МП СЭ. При расчётах предельная результативность люминесцентной связи была взята как максимально возможная  $\gamma_s=1$ . Такая величина соответствует случаю, когда весь ток, текущий через р-п переход широкозонного субэлемента, посредством ЛС, перейдёт в ФГ ток узкозонного субэлемента. На практике величина  $\gamma_s$  редко превышает 0.5, что связано с тем, что люминесцентное излучение испускается во всех направлениях, таким образом в сторону относительно указанного субэлемента направляется не более половины излучения. Завышение в расчётах  $\gamma_s$  позволяет рассмотреть предел влияния ЛС.

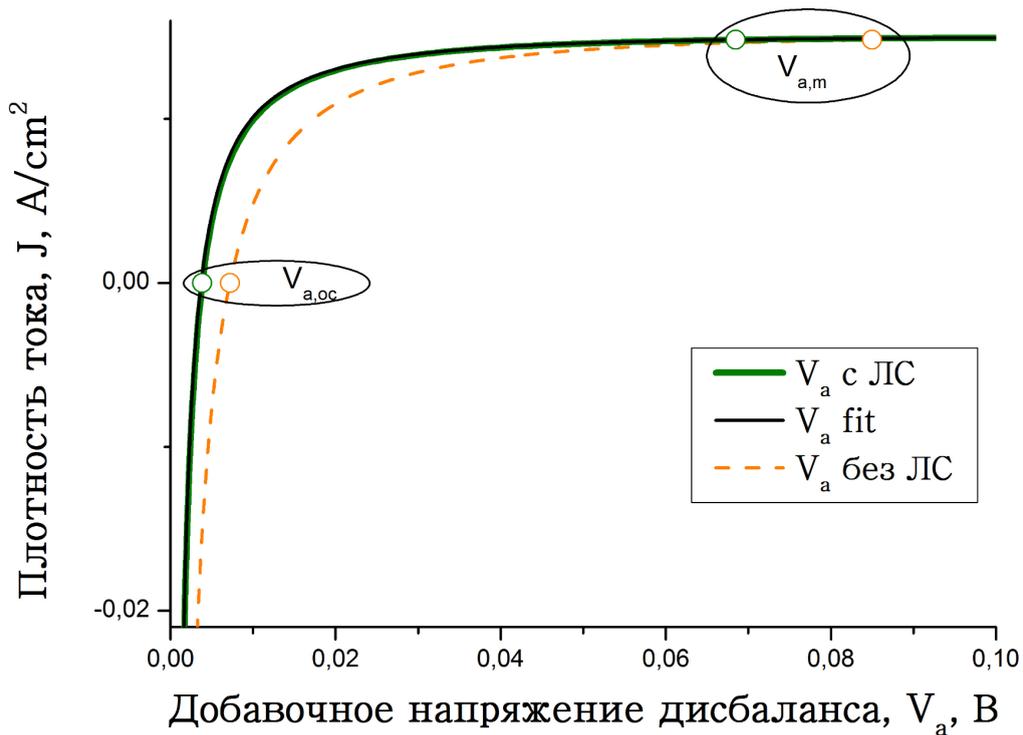


Рисунок 52. Добавочное напряжения дисбаланса. Зеленая линия - полученное непосредственно из сравнения сбалансированной и дисбалансной ВАХ при учёте ЛС. Синяя линия - расчет по формуле (40) с корректировкой коэффициента дисбаланса ( $\kappa$  уменьшен в 0.87 раза). Пунктирная оранжевая линия - приведенная ранее на Рисунке 49 зависимость, полученная для случая отсутствия эффекта ЛС. Также на рисунке отмечены точки, соответствующие величине дисбалансных добавок в режиме холостого хода ( $V_{a,oc}$ ) и оптимальной нагрузки ( $V_{a,m}$ ).

На Рисунке 52 приведено сравнение результата получения дисбалансной добавки как с учётом эффекта ЛС, так приведённой ранее (Рисунок 49) зависимостью без учёта ЛС. Отчётливо видно, что ЛС уменьшает добавочное напряжение дисбаланса. Рассмотрим этот эффект. По определению, добавочное напряжение дисбаланса - это вольтовая разница между

сбалансированной и дисбалансной ВАХ. В проведённом расчёте избыточным током  $J_{g2}$  обладает второй субэлемент. Ток баланса всегда равен наименьшему ФГ току, т.е. в рассматриваемом случае равен току первого субэлемента  $J_{g1}$ . Добавочное напряжение равно разнице вольт-амперных характеристик второго субэлемента при избыточном токе ( $J_{g2}$ ) и при токе баланса ( $J_{g1}$ ). В случае отсутствия ЛС эта разница описывается уравнением (40). При наличии ЛС ток генерации второго субэлемента в каждой точке ВАХ будет увеличиваться на величину, пропорциональную току через первый р-п переход  $\gamma \cdot (J_{pn,1} = J_{g1} - J)$ , где  $\gamma$  - результативность ЛС, описываемая выражением (27). При этом дисбалансная добавка может быть записана следующим образом:

$$V_{a,LC} = \frac{kT}{q} \ln \left( \frac{\kappa J_g - J + \gamma \cdot (J_g - J)}{J_g - J + \gamma \cdot (J_g - J)} \right) \quad (43)$$

При  $\gamma=0$  выражение (43) переходит в (40). Для объяснения того, что люминисцентная связь уменьшает добавочное напряжение дисбаланса, достаточно показать, что при любых  $\gamma=0..1$  (43) меньше (40). Введём  $n = (\kappa J_g - J) / (J_g - J)$ ,  $\kappa \geq 1$ , поэтому  $n \geq 1$ . Докажем, что условие  $V_{a,LC} \leq V_a$  приводит к указанному неравенству:

$$\frac{kT}{q} \ln \left( \frac{\kappa J_g - J + \gamma \cdot (J_g - J)}{J_g - J + \gamma \cdot (J_g - J)} \right) \leq \frac{kT}{q} \ln \left( \frac{\kappa J_g - J}{J_g - J} \right)$$

$$\frac{n(J_g - J) + \gamma \cdot (J_g - J)}{(J_g - J) + \gamma \cdot (J_g - J)} \leq \frac{n(J_g - J)}{(J_g - J)}$$

$$\frac{n + \gamma}{1 + \gamma} \leq n$$

$$n + \gamma \leq n\gamma + n$$

$$1 \leq n$$

Таким образом, при всех токах  $J$  добавочное напряжение дисбаланса уменьшается. Стоит также отметить, что форма дисбалансной поправки не изменяется значительно, и она приближённо может быть описана выражением,

не учитывающим влияние ЛС. Так, на Рисунке 52 показана аппроксимация полученной зависимости выражением (40) (не учитывающим эффект ЛС). Видно хорошее совпадение, при этом математически оно достигнуто за счёт уменьшения коэффициента дисбаланса  $k$  в 0.87 раз.

Таким образом, ЛС существенно не изменяет вид дисбалансной ВАХ, ожидаемо, также не изменяется принципиальный вид ФВ характеристик, базирующихся на ВАХ. На Рисунке 53 приведен результат расчёта ВАХ с учётом эффекта ЛС, а также произведено сравнение хода основных характеристик со схожим расчётом, но без учёта эффекта ЛС (полный обзор расчета представлен в предыдущем пункте 4.1.2). Видно, что, принципиально, вид всех характеристик и их взаимное расположение одинаково в обоих расчётах. Отметим также, что влияние ЛС на напряжение оптимальной нагрузки  $V_m$  незначительно, что связано с тем, что основной ток в этом режиме течёт через нагрузку, а не через р-п переходы МП СЭ. Соответственно, интенсивность электролюминесценции незначительна. Влияние на напряжение темновой ВАХ и на напряжение холостого хода, наоборот, заметно.

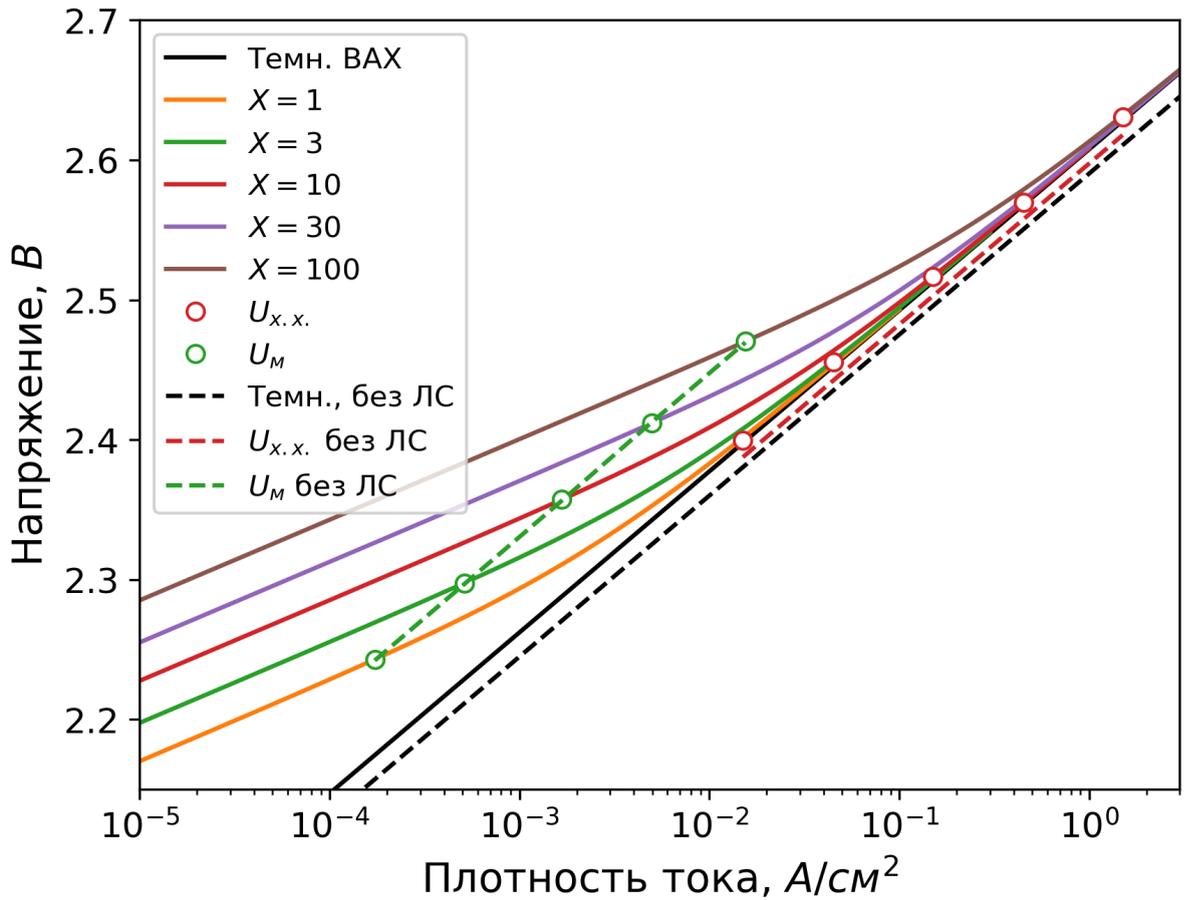


Рисунок 53. Расчёт темновой и световых ВАХ генераторной части моделируемой структуры МП СЭ. Световые ВАХ построены как функция  $V(J_g - J)$ , где  $V$  - напряжение световой ВАХ,  $J_g$  - фотогенерированный ток,  $J$  - ток световой ВАХ. Световые ВАХ построены для разных концентраций расчётного падающего излучения  $X$ . Сплошными линиями показаны характеристики, рассчитанные с учётом эффекта ЛС. Также символами на рисунке указаны положения на световых ВАХ точек напряжения холостого хода (красные кружочки) и напряжения оптимальной нагрузки (зелёные кружочки). Пунктирными линиями показаны схожие характеристики, рассчитанные выше (Рисунок 50) с теми же параметрами МП СЭ, но без учёта эффекта ЛС.

Несмотря на упрощения, сделанные при расчётах выше, поведение экспериментальных характеристик (Рисунок 54), в целом, такое же, как и в расчётах. Экспериментальные световые ВАХ отклоняются от темновой ВАХ

схожим, как и в расчёте (Рисунок 50), образом. При этом в представленном токовом диапазоне темновая ВАХ состоит из двух сегментов с разными диодными коэффициентами ( $A=12$  и  $A=4$ ). Соответственно, на каждом сегменте добавочное напряжение дисбаланса различно, поэтому сдвиг точек  $V_{oc}$  и  $V_m$  должен различаться.

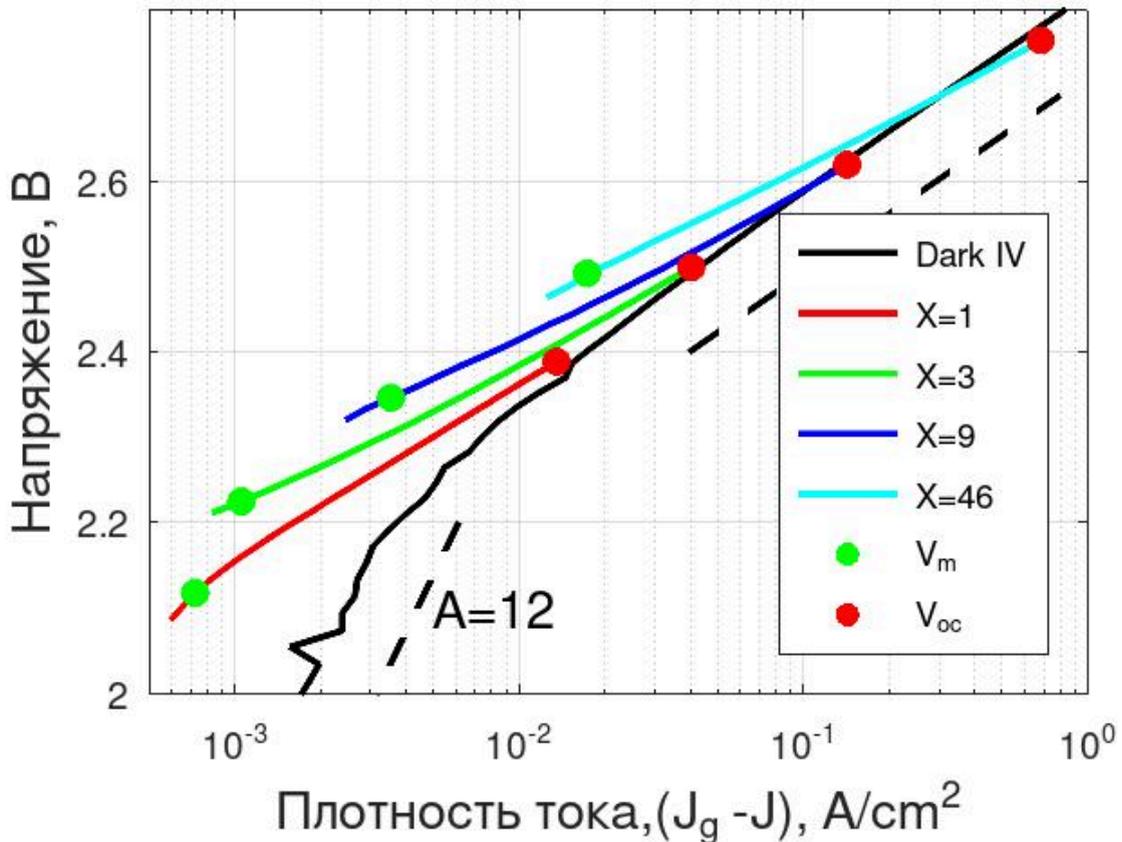


Рисунок 54. Экспериментальные зависимости темновой и световых ВАХ генераторной части трёхпереходного GaInP/GaAs/Ge МП СЭ. Все построения выполнены таким же образом, как и для расчётных ВАХ (Рисунок 50). Пунктирными линиями показаны характеристики с диодными коэффициентами  $A=12$  и  $A=4$ .

Таким образом, в данном разделе было рассмотрено, насколько применимы подходы для расчёта ВАХ и ФВ зависимостей однопереходных СЭ к

многoperеходным структурам. Было показано, что эти модели применимы к основным ФВ характеристиками и сбалансированным ВАХ. Наличие люминесцентной связи при этом существенно не влияет на все указанные особенности. В случае дисбаланса ФГ токов - базовые ФВ характеристики имеют постоянную вольтовую добавку, что принципиально сохраняет возможность их анализа многодиодными моделями. Стоит отметить, что вольтовая добавка в многодиодных моделях будет отнесена к изменению тока насыщения соответствующего диода. Во всём остальном модель будет полностью справедлива. (При этом надо учитывать, что разные характеристики могут обладать разными токами насыщения, к примеру, токи насыщения  $V_{oc}-J_g$  характеристики будут меньшими, чем те же токи, но полученные с темновой ВАХ).

Основным отрицательным фактором дисбаланса ФГ токов является значительное искажение световых ВАХ. В результате, получение параметров генераторной части МП СЭ, основанное на применении однопереходных (без учёта дисбаланса ФГ токов) моделей, является некорректным. Важным следствием из этого является то, что осложняется также и получение ВАХ соединительной части МП СЭ. Действительно, получение экспериментальных ВАХ соединительной части путём разницы полной и генераторной ВАХ содержит также и разницу вольтовых добавок характеристик. Рассмотрим случай, когда в качестве генераторной ВАХ (по аналогии с ОП случаем) берётся ВАХ, полученная из  $V_{oc}-J_g$  характеристики. На каждом сегменте характеристика будет иметь разный константный сдвиг ( $V_{a,oc}$ ). Световая ВАХ будет иметь добавку, схожую с зависимостью  $V_a$  на Рисунке 52. Очевидно, что вольтовая разница двух характеристик будет содержать, кроме ВАХ соединительной части, также и разницу зависимости  $V_a$  и константы  $V_{a,oc}$ . Таким образом, ошибка определения разницы определяется величиной  $V_a$ , и она (согласно Рисунку 52)

тем больше, чем больше ток. В представленных расчётах коэффициент дисбаланса был типичным для МП СЭ, при этом в окрестности тока оптимальной нагрузки ошибка, связанная с неучётом дисбаланса, будет составлять порядка 0.1 V. Таким образом, методы получения соединительной ВАХ при помощи разницы между генераторной и полной ВАХ справедливы при малых токах.

## 4.2. Электролюминесцентный метод получения ВАХ генераторной части СЭ

Выше было показано, что, в общем случае (случай дисбаланса ФГ токов), базовые ФВ характеристики генераторной части МП СЭ описываются многодиодными моделями, но имеют разный постоянный вольтовый сдвиг, зависящий от коэффициентов дисбаланса ФГ токов. Световые же ВАХ генераторной части МП СЭ имеют вольтовый сдвиг, зависящий от тока, по причине чего световая ВАХ не может быть описана многодиодной моделью. Важным следствием такого поведения световых ВАХ и ФВ характеристик является факт отсутствия простой модельной связи между ними. На практике это значительно усложняет способы получения безрезистивных ВАХ. Так, в противоположность этому, в ОП случае все характеристики связаны между собой, поэтому безрезистивная часть одной характеристики всегда может быть сравнена с другой характеристикой. К примеру,  $V_{oc}-J_g$  ФВ характеристика всегда совпадает с темновой ВАХ генераторной части МП СЭ, а световые ВАХ могут быть определены путём токового сдвига темновой ВАХ (или  $V_{oc}-J_g$  характеристики) на требуемый фотогенерируемый ток. В МП СЭ такие простые связи отсутствуют, и, как следует из предыдущего раздела, подобные совмещения характеристик не дадут требуемого результата. Поэтому получение

световых ВАХ является сложной задачей, требующей привлечения расчетов влияния на ВАХ дисбаланса ФГ токов. И если для случая, рассмотренного выше (раздел 4.1), это сделать достаточно просто, т.к. ВАХ субэлементов состояли только из однотоковой составляющей — диффузионной, то для реального эксперимента подобные расчёты составляют определённую сложность. Ведь ВАХ каждого субэлемента имеет обычно и рекомбинационную составляющую, а часто и несколько туннельных.

В этой главе описан разработанный электролюминесцентный метод получения ВАХ генераторной части СЭ, не требующий применения сложных модельных расчётов. Важным достоинством метода является неизменность его процедуры для любых типов СЭ (ОП и МП СЭ). Кроме того, как будет показано ниже, метод не чувствителен не только к последовательному сопротивлению (основная составляющая соединительной части СЭ), но также и к эффекту генерации туннельными диодами встречной фото-эдс.

#### 4.2.1 Электролюминесценция р-п перехода и ВАХ МП СЭ (сущность метода)

Как было отмечено ранее, (раздел 2.2.1 первое выражение из (19) ), для любого р-п перехода межзонная электролюминесценция ( $L$ ) экспоненциально зависит от его напряжения ( $V_{pn}$ ) и определяется одной предэкспонентой ( $L_0$ ). Перепишем выражение, представленное в (19), и представим его в обратной форме:

$$L_i = L_{0,i} \exp\left(\frac{qV_{pn,i}}{kT}\right) \text{ или } V_{pn,i} = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{L_i}{L_{0,i}}\right) \quad (44)$$

где  $i$  - индекс субэлемента. Тогда суммарное напряжение на всех субэлементах ( $V_{pn,total}$ ) будет равно:

$$V_{pn,total} = \sum_{i=1}^n V_{pn,i} = \frac{kT}{q} \sum_{i=1}^n \ln\left(\frac{L}{L_{0,i}}\right) = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{\prod_{i=1}^n L}{\prod_{i=1}^n L_{0,i}}\right) = \frac{kT}{q} \ln \Phi, \quad (45)$$

где  $n$  - количество субэлементов,  $\Phi = \prod_{i=1}^n L$  - произведение интенсивностей

субэлементов,  $\Phi_{0,i} = \prod_{i=1}^n L_{0,i}$  - предэкспоненциальный фактор произведения

интенсивностей. Отметим, что получившееся выражение (45) для МП СЭ полностью обращается в (44) при  $n=1$ . Т.е. по форме связь  $V_{pn, total}$  с произведением интенсивностей  $\Phi$  совпадает с этой же связью для ОП СЭ.

Сущность метода основывается на возможности измерения безрезистивного участка зависимости  $V_{pn,total}(\Phi)$ . Это достигается при незначительных токах, когда влияние резистивных потерь пренебрежимо. Далее, вид (45) позволяет утверждать, что зависимость  $V_{pn,total}(\Phi)$  линейна в полулогарифмическом масштабе. Поэтому линейный участок экспериментальной характеристики может быть экстраполирован и в область, где регистрируемое напряжение уже имеет непренебрежимый резистивный вклад. Такая экстраполяция не требует расчётов и может быть произведена путём поиска на экспериментальной зависимости безреактивного участка и его продления. Также можно выполнить аппроксимацию этого участка выражением (45) и найти предэкспоненту  $\Phi_0$ , после чего использовать её для определения  $V_{pn, total}$  при любых  $\Phi$ . В обоих случаях возможно получить  $V_{pn, total}$ , измеряя только произведение интенсивностей субэлементов  $\Phi$ .

#### 4.2.2 Получение ВАХ генераторной части МП СЭ

Апробация метода произведена для двухпереходных GaInP/GaAs МП СЭ, рассматриваемых ранее в разделе 3.1.2. Основные характеристики этих

образцов были приведены на Рисунках 25 и 26. Метод применён к двум из приведённых образцов: А и В. Субэлементы обоих образцов обладают одинаковыми р-п переходами, т. е. можно утверждать, что образцы обладают одинаковой генераторной ВАХ. При этом соединительная часть различается (Рисунок 24). Туннельный диод образца А обладает малой фотоактивностью и не имеет значительного влияния на свою ВАХ эффекта встречной фото-эдс. Напротив, образец В создан со специальным туннельным диодом, в результате чего он обладает значительным нелинейным сопротивлением и максимальной (из представленных) величиной встречной фото-эдс. На Рисунке 55 представлено сравнение световых ВАХ двух СЭ. Видно, что использование специального туннельного диода увеличивает и сопротивление, и встречную фото-эдс. Последнее хорошо видно на падении напряжения холостого хода ( $0.24\text{ V}$ ) (в этом режиме ток не течёт, поэтому всё падение может быть связано только со встречной фото-эдс).

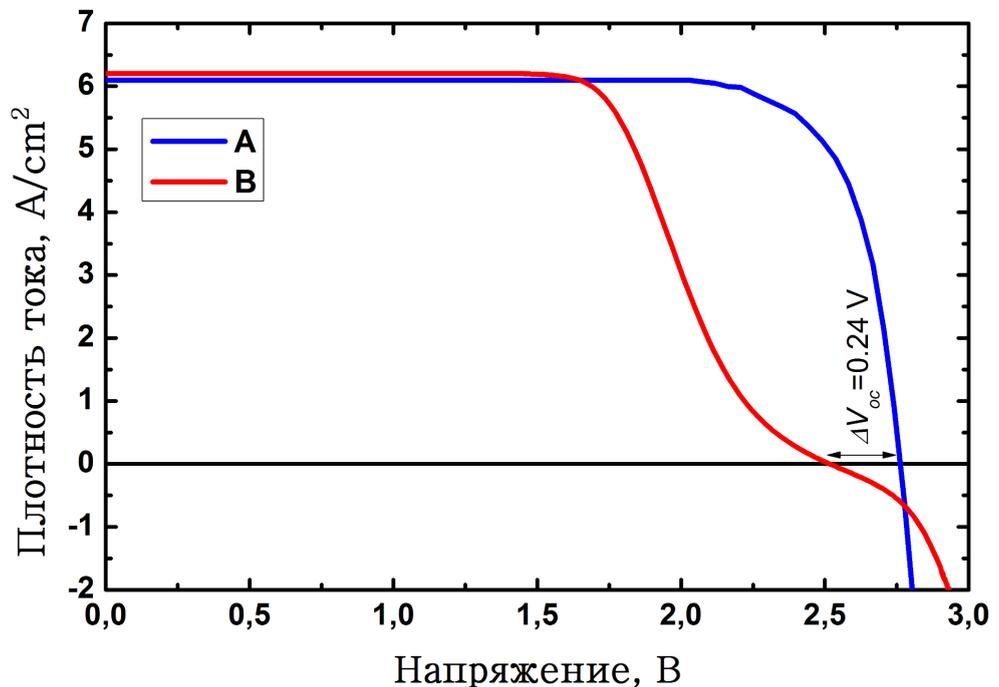


Рисунок 55. Сравнение вольт-амперных характеристик двух образцов при примерно одинаковом токе короткого замыкания.

На Рисунке 56 приведены спектры электролюминесценции обоих образцов, полученных при измерении их темновых ВАХ. Все спектры состоят из двух пиков, которые относятся к GaInP и GaAs p-n переходам.

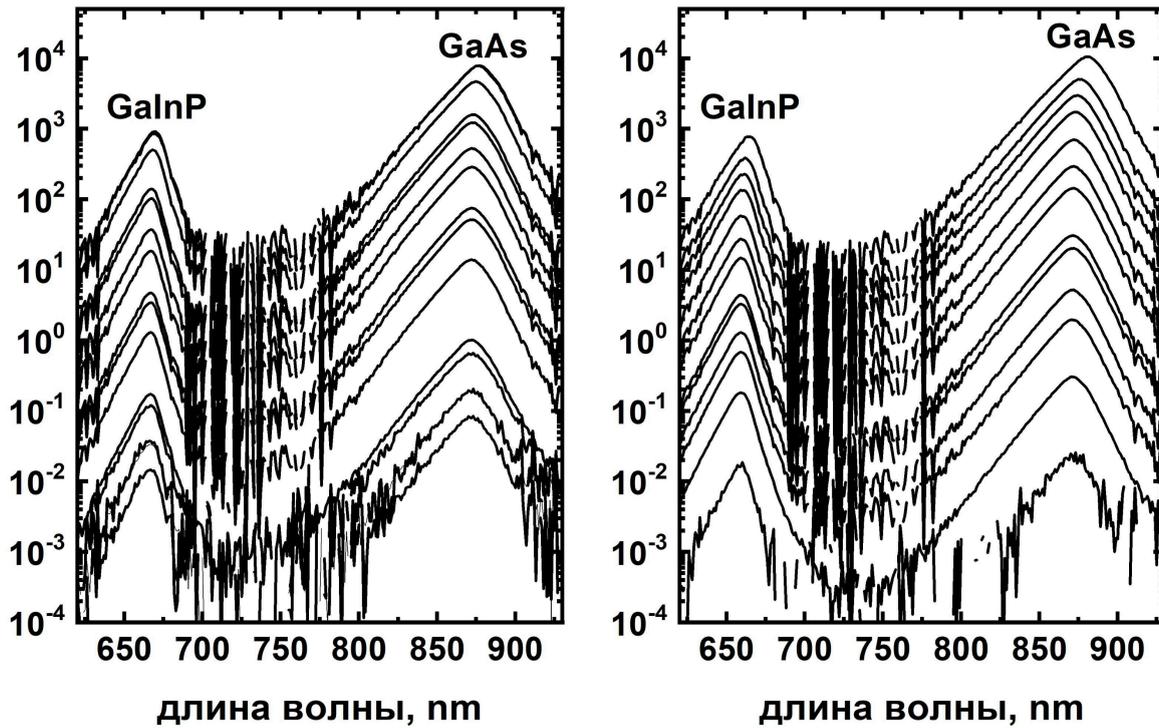


Рисунок 56. Спектры электролюминесценции для образца А (слева) и образца В (справа). Спектры были получены при пропускании прямого тока в диапазоне  $8.9 \cdot 10^{-3} - 35.9 \text{ A/cm}^2$  (образец А) и  $14.4 \cdot 10^{-3} - 28.7 \text{ A/cm}^2$  (образец В). По оси ординат отложена интенсивность электролюминесценции в усл. ед.

Величины интенсивности электролюминесценции определялись по высоте соответствующих пиков для *GaInP* ( $L_1$ ) и *GaAs* ( $L_2$ ) p-n переходов. Используя (45), произведение  $L_1$  и  $L_2$  дает  $\Phi = L_1 \cdot L_2$ . Рисунок 57 демонстрирует полученные зависимости  $V_{pn,total} - \Phi$ . Экспериментальные характеристики обоих

СЭ имеют два участка: безрезистивный (слева от вертикальной пунктирной линии) и резистивный (справа). В полулогарифмическом масштабе безрезистивный участок соответствует зависимости (45) и определяется линейной зависимостью с наклоном, равным  $kT/q$ . Экстраполяция (сплошные линии, Рисунок 57) линейной зависимости в резистивную область даёт для любого  $\Phi$  требуемое безрезистивное напряжение  $V_{pn,total}$ .

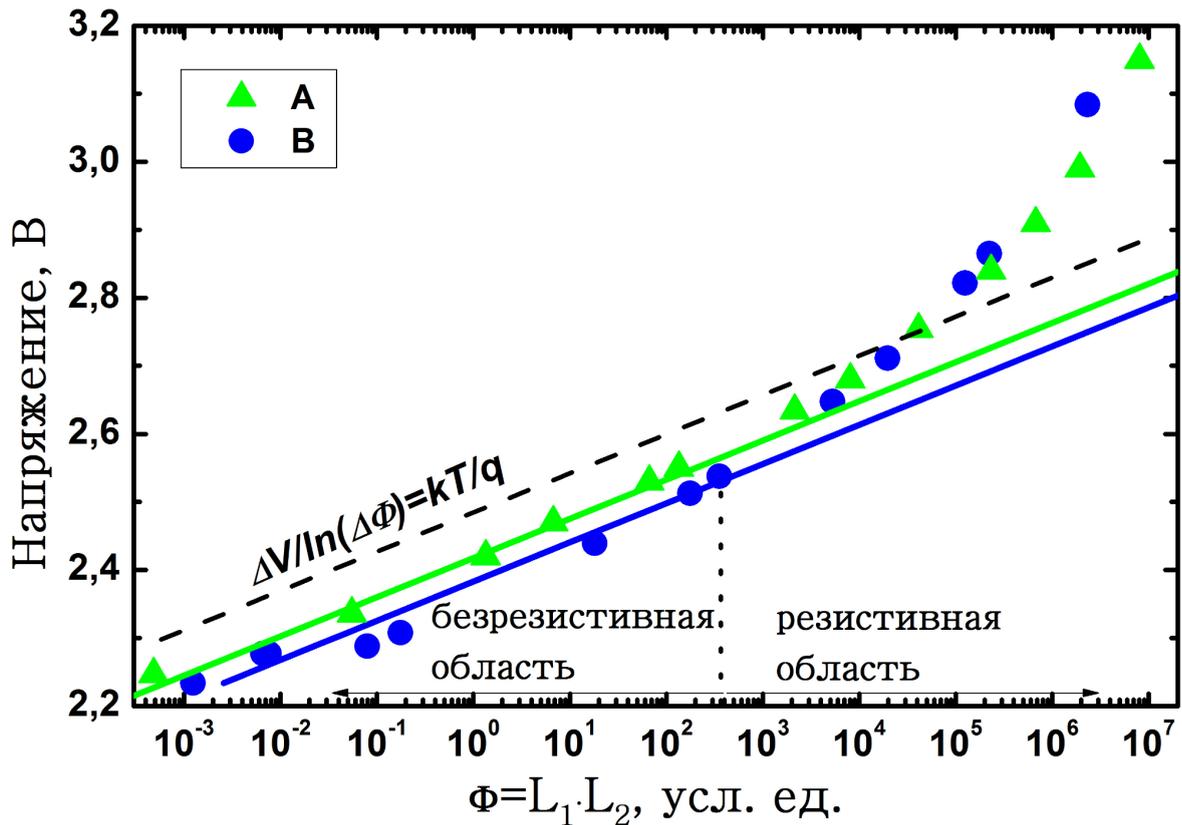


Рисунок 57. Зависимости общего напряжения  $V_{pn,total}$  от произведения интенсивностей электролюминесценции  $\Phi$ . Зелёный цвет – образец А, синий цвет – образец В. Символы – экспериментальные данные, сплошные линии – линейная аппроксимация. Пунктирной линией показан логарифмический наклон, равный  $kT/q$ . Вертикальная линия показывает границу между резистивным и безрезистивным участками экспериментальных характеристик.

Полученные безрезистивные значения  $V_{pn,total}$  были сопоставлены с токами, при которых измерялись спектры электролюминесценции. В результате чего были сформированы безрезистивные темновые ВАХ для обоих ФП. Полученные ВАХ представлены на Рисунке 58. Также на рисунке показана темновая ВАХ и  $V_{oc} - J_g$  характеристика для образца со специальным туннельным диодом. Как видно, темновая ВАХ резистивная, а на  $V_{oc} - J_g$  характеристику значительно влияет встречная фото-эдс. Также видно несовпадение этих характеристик даже при малых токах, где оба эффекта незначительны – это вызвано эффектом дисбаланса ФГ токов. Полученные же при помощи разработанного метода характеристики лишены всех недостатков как темновой ВАХ, так и  $V_{oc} - J_g$  характеристики. При этом они практически совпадают для обоих образцов, что свидетельствует о том, что они определяются только параметрами р-п переходов структур.

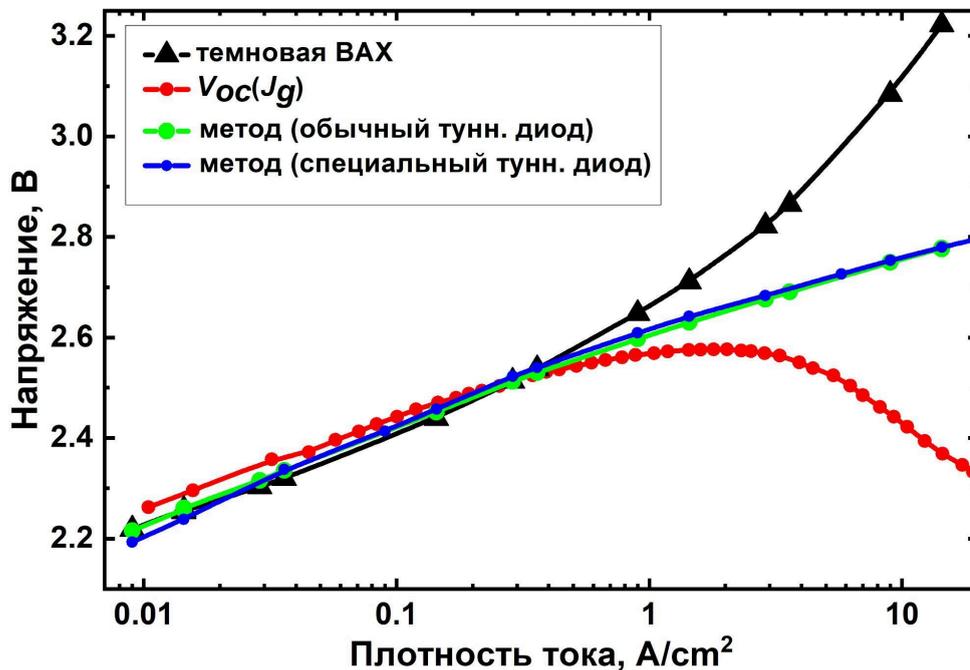


Рисунок 58. Сравнение экспериментальной темновой ВАХ (черный цвет) и  $V_{oc} - J_g$  характеристики (красный) образца В с ВАХ, полученными для

обоих образцов электролюминесцентным методом (образец А – зелёный цвет, образец В – синий).

Таким образом, регистрация электролюминесценции р-п переходов позволяет получить их безрезистивную ВАХ. При этом на результат не влияют особенности структур МП СЭ (последовательное сопротивление, дисбаланс фотогенерированных токов и эффект встречной фото-эдс). Также процедура метода без изменения справедлива для СЭ с любым количеством р-п переходов (в том числе и ОП СЭ). Процедура продемонстрирована для получения темновых безрезистивных ВАХ, однако метод полностью справедлив и для получения световых вольт-амперных характеристик МП СЭ.

Другим важным следствием электролюминесцентных измерений МП СЭ является возможность точного определения токового расположения сегментов на ВАХ субэлементов. Как было показано выше, применение сегментного подхода позволяет полностью описывать ВАХ МП СЭ. При этом добавочное дисбалансное напряжение рассчитывается отдельно для каждого сегмента и зависит от диодных коэффициентов субэлементов. Поэтому для применения сегментного подхода требуется знать диодные коэффициенты субэлементов всех сегментов. Введем величину

$$V_L = V_{pn} - \frac{kT}{q} \ln(L_0) = V_{pn} - const, \quad (46)$$

равную разнице между напряжением на р-п переходе и константой, определяемой электролюминесцентной предэкспонентой  $L_0$ . В соответствии с (44),  $V_L$  для каждого субэлемента определяется выражением

$$V_{L,i} = \frac{kT}{q} \ln(L_i) \quad (47)$$

т.е. может быть определена экспериментально из электролюминесцентных измерений. Рассмотрев подробно (45), нетрудно убедиться, что для всего МП СЭ

$$V_L = \frac{kT}{q} \ln(\Phi) = V_{total} - \frac{kT}{q} \ln(\Phi_0) = V_{total} - const \quad (48)$$

На Рисунке 59 приведены экспериментальные зависимости  $V_L$  от тока для GaInP/GaAs МП СЭ и его субэлементов.

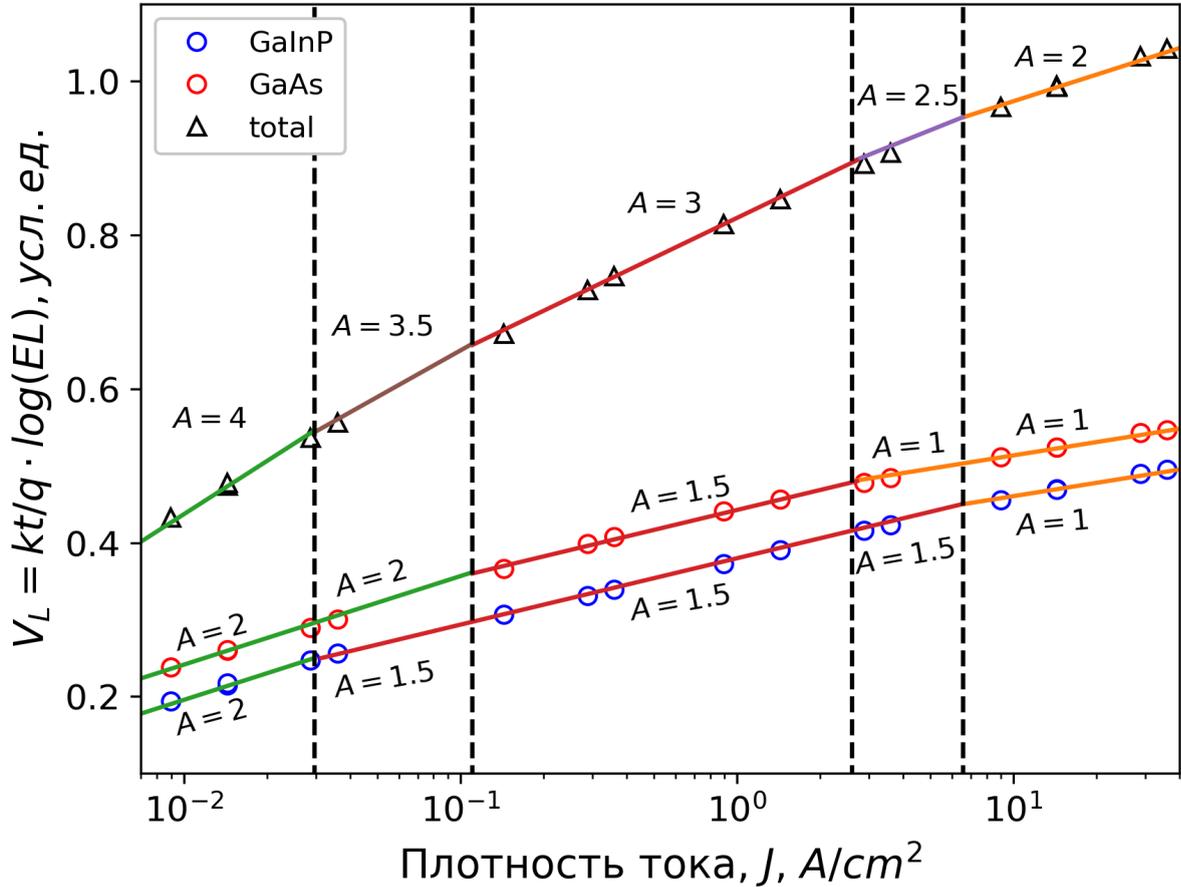


Рисунок 59. Экспериментальные (символы) и сегментные (сплошные линии - отрезки) характеристики  $V_L$ - $J$  для GaInP/GaAs двухпереходного СЭ и его субэлементов. Сегменты разделены вертикальными пунктирными линиями. Диодные коэффициенты сегментов  $A$  для всех характеристик приведены на рисунке в следующей последовательности: вверху - для всего СЭ; далее для GaAs субэлемента; внизу - для GaInP субэлемента.

Величина  $V_L$ , в соответствии с (46) и (48), сдвинута на константу относительно напряжения  $V_{pn}$ , поэтому все  $V_L$ - $J$  характеристики являются

сдвинутыми на константу относительно безрезистивных вольт-амперных характеристик ( $V_{pn}-J$ ). По этой причине они подходят для определения токовых положений сегментов и их диодных коэффициентов. На Рисунке 59 показан результат проведения такой операции. ВАХ субэлементов были разбиты на три сегмента ( $A=2$ ,  $A=1.5$  и  $A=1$ ) и, как видно, их сложение даёт сегментную ВАХ МП СЭ, состоящую из пяти сегментов.

Важным следствием рассмотренного выше является наличие возможности получения ВАХ субэлемента из его  $V_L-J$  характеристики. Для этого требуется определить величину константы, на которую сдвинута относительно ВАХ  $V_L-J$  характеристика. Эта константа определяется для каждого субэлемента коэффициентом  $L_{0,i}$ , а для суммарной ВАХ СЭ - коэффициентом  $\Phi_0$ . Стоит отметить, что выше получение генераторной ВАХ МП СЭ, по сути, сводилось к анализу экспериментальной зависимости (Рисунок 57)  $V_{pn,total} - \Phi$ . Численно определение этой зависимости даёт величину  $\Phi_0$ . Поэтому описанный ранее метод получения темновой ВАХ соединительной части СЭ хоть напрямую и не требует определения  $\Phi_0$ , но сводится к этой процедуре и применению уравнения (47). Аналогичным способом определение  $L_{0,i}$  и применение уравнения (46) даёт ВАХ субэлемента. На практике по этому направлению достигнуты первые результаты [100], однако погрешность определения  $L_{0,i}$  p-n переходов внутри МП СЭ достаточно большая, что приводит к получению значения напряжения субэлементов с точностью до 0.2 V. Если же рассматривать МП СЭ как единый прибор (по аналогии с ОП СЭ), то благодаря возможности определения  $\Phi_0$ , его ВАХ определима при помощи электролюминесцентных измерений. Таким образом, электролюминесцентные измерения позволяют определять ВАХ генераторной части МП СЭ точно так же, как и ОП СЭ.

## Заключение

Основные результаты, полученные при выполнении научно-исследовательской работы:

1. Установлено, что эффект дисбаланса токов, фотогенерированных в субэлементах МП СЭ можно описать добавочным напряжением дисбаланса, величина которого определяется диодным коэффициентом  $p$ - $n$  перехода субэлемента с наибольшим ФГ током и коэффициентом дисбаланса, равным отношению избыточного ФГ тока к наименьшему. Показано, что для режимов напряжения холостого хода и оптимальной нагрузки соответствующие добавочные напряжения дисбаланса являются константами.
2. Обнаружено, что в случае дисбаланса ФГ токов между ВАХ, полученными при разной кратности солнечного излучения, нарушается базовая сдвиговая связь, заключающаяся в том, что ВАХ переходят друг в друга при их смещении на разницу ФГ тока.
3. Обнаружено, что при дисбалансе ФГ токов эффект люминесцентной связи субэлементов МП СЭ всегда уменьшает величину добавочного напряжения дисбаланса (в предельных случаях влияние эффекта сводится к уменьшению коэффициента дисбаланса).
4. Установлено, что при балансе ФГ токов наведённые внутренней электролюминесценцией токи (эффект ЛС) не влияют на базовую сдвиговую связь между ВАХ, полученными при разной концентрации падающего излучения.
5. Установлена связь между нелинейными особенностям ВАХ в районе точки напряжения холостого хода и их проявлением на ФВ зависимостях, вызванных наличием в структурах МП СЭ неоптимизированных туннельных диодов,

высокорезистивных гетероинтерфейсов или генерацией туннельными диодами (ТД) встречной фото-эдс.

6. Установлено, что эффект встречной фото-эдс в ТД, пиковый ток которых значительно превосходит ток оптимальной нагрузки СЭ, проявляется на ВАХ как незначительно зависящее от уровня освещения сосредоточенное последовательное сопротивление.
7. Обнаружено, что с ростом числа субэлементов МП СЭ увеличивается равномерность растекания тока между контактами, что приводит к уменьшению резистивных потерь для режима оптимальной нагрузки.
8. Разработан сегментный подход описания ВАХ и ФВ зависимостей МП СЭ, учитывающий влияние всех исследуемых в работе эффектов, влияющих на ВАХ МП СЭ и предложены экспериментальные методы определения параметров сегментированной ВАХ.
9. Предложен и экспериментально апробирован метод получения ВАХ генераторной части МП СЭ (ВАХ, включающая в себя только сумму ВАХ p-n переходов, генерирующих полезную энергию), основанный на измерении взаимозависимости трёх величин «ток»–«напряжение»–«интенсивность электролюминесценции». Показано, что на результаты метода не влияют эффекты встречной фото-эдс, люминесцентной связи, а также резистивных потерь на последовательном сопротивлении МП СЭ.

В совокупности результаты работы позволяют анализировать ВАХ и ФВ зависимости МП СЭ, определять параметры, характеризующие собственные МП СЭ эффекты, а также параметры различных элементов, входящих в структуру МП СЭ.

## Список литературы

### Bibliography

- [1] E. Lorenzo, *Solar Electricity: Engineering of Photovoltaic Systems* Spain: Artes Graficas, 1994
- [2] D. K. Schroder, D. L. Meier, Solar cell contact resistance—A review *IEEE Trans. Electron Devices*, **31**, 1984, p. 637–47
- [3] N. Braslau, Alloyed ohmic contacts to GaAs *J. Vac. Sci. Technol.* **19** 1981, p. 803–7
- [4] R. Hoheisel and A. W. Bett, Experimental analysis of majority carrier transport processes at heterointerfaces in photovoltaic devices, *IEEE J. Photovoltaics* **2** 2012, p. 398–402
- [5] M. A. Mintairov, V.V. Evstropov, S.A. Mintairov, M.Z. Shvarts and N.A. Kalyuzhnyy, Heterointerfaces in the bottom tunnel part of GaInP/GaAs/Ge solar cells, *J. Phys.: Conf. Ser.* **1124**, 2018, 041028
- [6] M.A. Mintairov, V.V. Evstropov, N.A. Kalyuzhnyy, S.A. Mintairov, N, Kh Timoshina and M.Z. Shvarts, Heterointerfaces in MJ SC: IV curves and their peculiarities AIP Conf. Proc.: CPV-11 vol 1679, 2015, p 050007
- [7] M. A. Mintairov, V.V. Evstropov, S.A. Mintairov, N. Kh. Timoshina, M.Z. Shvarts and N.A. Kalyuzhnyy, On current spreading in solar cells: a two-parameter tube model, *Semiconductors*, **50**, 2016, p. 970–5
- [8] А.М. Васильев, А. П. Ландсман, *Полупроводниковые преобразователи*, Москва: Сов. Радио, 1971
- [9] N. Convers Wyeth, Sheet resistance component of series resistance in a solar cell as a function of grid geometry, *Solid State Electron.* **20** , 1977, p. 629–34
- [10] В.М. Андреев, В. А. Грилихес, В.Д. Румянцев В Д,

*Фотоэлектрическое преобразование концентрированного солнечного излучения*, Ленинград: Наука, 1989

- [11] A. de Vos. The distributed series resistance problem in solar cells, *Solar Cells*, **12**, 1984, p. 311–27
- [12] M.A. Mintairov, V.V. Evstropo, N.A. Kalyuzhnyi, S.A. Mintairov, N. Kh., Timoshina, M.Z. Shvartz and V. M. Lantratov, Photoelectric determination of the series resistance of multijunction solar cells *Semiconductors* **46**, 2012, p. 1051–8
- [13] M.A. Mintairov, N.A. Kalyuzhnyy, V.V. Evstropov, V. M. Lantratov, S.A. Mintairov, M. Z. Shvarts, V. M. Andreev and A. Luque, The segmental approximation in multijunction solar cells *IEEE J. Photovoltaics*, **5**, 2015, p. 1229–36
- [14] B. Galiana, C. Algora and I. Rey-Stolle, Explanation for the dark I–V curve of III–V concentrator solar cells, *Prog. Photovolt: Res. Appl.* **16**, 2008, p. 331–8
- [15] E. Oliva, F. Dimroth F and A. W. Bett, GaAs converters for high power densities of laser illumination *Prog. Photovolt: Res. Appl.* **16**, 2008, p. 289–95
- [16] V.M. Emelyanov, S.A. Mintairov, S. V. Sorokina, V. P. Khvostikov and M. Z. Shvarts, Simulation of the ohmic loss in photovoltaic laser-power converters for wavelengths of 809 and 1064 nm, *Semiconductors*, **50**, 2016, p. 125–31
- [17] I. Lombardero and C. Algora, Understanding the influence of shunts in the I–V curves and electroluminescence of multijunction solar cells, *Solar Energy Materials and Solar Cells*, **204**, 2020, p. 110236
- [18] P. Würfel, *Physics Of Solar Cells: From Principles To New Concepts* Weinheim: Wiley-vch, 2005
- [19] W. Shockley, The Theory of p-n Junctions in Semiconductors and p-n Junction Transistors, *Bell System Technical Journal*, **28**, 1949, p. 435–89
- [20] C. Sah, R. Noyce and W. Shockley, Carrier Generation and Recombination in P-N Junctions and P-N Junction Characteristics,

- Proc. IRE*, **45**, 1957, p.1228–43
- [21] M. Z. Shvarts, A. E. Chalov, E. A. Ionova, D. A. Malevskiy, V. D. Rumyantsev and S. S. Titkov, Indoor characterization of the multijunction III-V solar cells and concentrator modules, Proc. of the Fourth Int. Conf. on Solar Concentrators for the Generation of Electricity or Hydrogen (u), 2007, pp 277–80
- [22] М. М. Колтун, *Оптика и метрология солнечных элементов*, Москва: Наука, 1985
- [23] I. Rey-Stolle, C. Algora, E. Ortiz, R. Pena, G. Smekens and T. de Villers, Development of MOCVD-grown high efficiency terrestrial concentrator GaAs solar cells, 16th European PV conf. 2000, pp 1042–1045
- [24] V. M. Andreev, V. M. Emelyanov, N. A. Kalyuzhnyy, V. M. Lantratov, S. A. Mintairov, M. Z. Shvarts and N. Kh. Timoshina, Rated External Quantum Efficiency of III-V Multijunction Solar Cells, proc. of European PV conf., 2008, pp 375–80
- [25] H. Helmers, C. Karcher and A. W. Bett, Bandgap determination based on electrical quantum efficiency, *Appl. Phys. Lett*, **103**, 2013, p. 032108
- [26] G. Siefer G and A. W. Bett, Analysis of temperature coefficients for III-V multi-junction concentrator cells, *Prog. Photovolt: Res. Appl.*, **22**, 2014, p. 515–24
- [27] W. Shockley and H. J. Queisser, Detailed Balance Limit of Efficiency of p-n Junction Solar Cells, *J. Appl. Phys.* **32**, 1961, p. 510
- [28] J.J. Loferski, Theoretical considerations governing the choice of the optimum semiconductor for photovoltaic solar energy conversion, *J. Appl. Phys.*, **27**, 1956, p. 777–84
- [29] T. Zdanowicz , T. Rodziewicz and M. Zabkowska-Waclawek, Theoretical analysis of the optimum energy band gap of semiconductors for fabrication of solar cells for applications in higher latitudes locations, *Solar Energy Materials and Solar Cells*, **87**, 2005, p. 757–69
- [30] V.D. Rumyantsev, N. Y. Davidyuk, A. V. Chekalin, D. A. Malevskiy, A. N. Panchak, N. A. Sadchikov, V. M. Andreev and A. Luque, Evaluation

- of the PV Cell Operation Temperature in the Process of Fast Switching to Open-Circuit Mode, *IEEE J. Photovoltaics*, **5**, 2015, p. 1715–21
- [31] M. A. Mintairov, V.V. Evstropov, S. A. Mintairov, M. Z. Shvarts and N. A. Kalyuzhnyy, Photoconverter heating by incident radiation: Overheat temperature and IV-curve correction, *AIP Conf. Proc (CPV-14)*, vol 2012, 2018, p. 040007
- [32] M. Razeghi 2010 *The MOCVD Challenge: A survey of GaInAsP-InP and GaInAsP-GaAs for photonic and electronic device applications, Second Edition, Boca Raton: CRC Press, 2011*
- [33] G. B. Stringfellow, *Organometallic Vapor-Phase Epitaxy: Theory and Practice*, Academic Press, 1999
- [34] S. P. Philipps, F. Dimroth and A. W. Bett, High-Efficiency III–V Multijunction Solar Cells *Mcevoy's handbook of photovoltaics*, Elsevier, pp 439–72, 2018
- [35] R. R. King, A. Boca, W. Hong, X. Q. Liu, D. Bhusari, D. Larrabee , K. M. Edmondson, D. C. Law, C. M. Fetzer, S. Mesropian and N .H. Karam, Band-Gap-Engineered Architectures for High-Efficiency Multijunction Concentrator Solar Cells, *EU-PVSEC proc.*, 2009
- [36] D. Lillington, H. Cotal, J. Ermer, D. Friedman, T. Moriarty and A. Duda, 32.3% efficient triple junction GaInP/GaAs/Ge concentrator solar cells, *Collection of Technical Papers. 35IECEC*, 2000 pp. 516–21
- [37] N. J. Ekins-Daukes, K. W. J. Barnham, J. P. Connolly, J.S. Roberts, J. C. Clark, G. Hill and M. Mazzer, Strain-balanced GaAsP/InGaAs quantum well solar cells, *Appl. Phys. Lett*, **75**, 1999, p4195–7
- [38] B. Browne, J. Lacey, T. Tibbits, G. Bacchin, T-C. W, J. Q. Liu, X. Chen, V. Rees, J. Tsai and J-G. Werthen, Triple-junction quantum-well solar cells in commercial production, *AIP Conf. Proc.: CPV-9*, 2013, pp 3–5
- [39] D. Guimard, R. Morihara, D. Bordel, K. Tanabe, Y. Wakayama, M. Nishioka and Y. Arakawa, Fabrication of InAs/GaAs quantum dot solar cells with enhanced photocurrent and without degradation of open circuit voltage, *Appl. Phys. Lett*, **96**, 2010, 203507
- [40] K. Toprasertpong, et. al., Absorption threshold extended to 1.15 eV

- using InGaAs/GaAsP quantum wells for over-50%-efficient lattice-matched quad-junction solar cells, *Prog. Photovolt: Res. Appl.* **24**, 2016, p. 533–42
- [41] S. A. Mintairov, N.A. Kalyuzhnyy, V. M. Lantratov, M. V. Maximov, A. M. Nadtochiy, S. Rouvimov and A. E. Zhukov, Hybrid InGaAs quantum well-dots nanostructures for light-emitting and photo-voltaic applications, *Nanotechnology*, **26**, 2015, p. 385202
- [42] W.Guter, et. al., Current-matched triple-junction solar cell reaching 41.1% conversion efficiency under concentrated sunlight, *Appl. Phys. Lett*, **94**, 2009, p. 223504
- [43] Guter W, Kern R, Köstler W, Kubera T, Löckenhoff R, Meusel M, Shirnow M, Strobl G, Dimroth F, Kurtz S, Sala G and Bett A W 2011 III-V Multijunction Solar Cells—New Lattice-Matched Products And Development Of Upright Metamorphic 3J Cells AIP Conference Proceedings 7TH INTERNATIONAL CONFERENCE ON CONCENTRATING PHOTOVOLTAIC SYSTEMS: CPV-7 (AIP) pp 5–8
- [44] K. Sasaki, T. Agui, K. Nakaido, N. Takahashi, R. Onitsuka and T. Takamoto, Development of InGaP/GaAs/InGaAs inverted triple junction concentrator solar cells, AIP Conf. Proc.: CPV-9, 2013, pp 22–5
- [45] France R M, et. al., Design Flexibility of Ultrahigh Efficiency Four-Junction Inverted Metamorphic Solar Cells, *IEEE J. Photovoltaics*, **6**, 2016, p. 578–83
- [46] J. F. Geisz, R. M. France, K. L. Schulte, M. A. Steiner, A. G. Norman, H. L. Guthrey, M. R. Young, T. Song and T. Moriarty, Six-junction III–V solar cells with 47.1% conversion efficiency under 143 Suns concentration, *Nat. Energy*, **5**, 2020, 326–35
- [47] R. H. van Leest, D. Fuhrmann, A. Frey, M. Meusel, G. Siefert and S. K. Reichmuth, Recent progress of multi-junction solar cell development for CPV applications at AZUR SPACE, AIP Conf. Proc. (CPV-15), vol 2149, 2019, p. 020007
- [48] F. Dimroth, et. al., Four-Junction Wafer-Bonded Concentrator Solar

- Cells, *IEEE J. Photovoltaics*, **6**, 2016, p. 343–9
- [49] S. Essig, et. al., Realization of GaInP/Si Dual-Junction Solar Cells With 29.8% 1-Sun Efficiency, *IEEE J. Photovoltaics*, **6**, 2016, p. 1012–9
- [50] R. Cariou, et. al. Monolithic Two-Terminal III–V//Si Triple-Junction Solar Cells With 30.2% Efficiency Under 1-Sun AM1.5g, *IEEE J. Photovoltaics*, **7**, 2017, p. 367–73
- [51] M.A. Green, K. Emery, Y. Hishikawa, W. Warta, E. D. Dunlop, D. H. Levi and A. W. Y. Ho-Baillie, Solar cell efficiency tables (version 49), *Prog. Photovolt: Res. Appl.* **25**, 2017, 3–13
- [52] T. Soga, K. Baskar, T. Kato, T. Jimbo and M. Umeno, MOCVD growth of high efficiency current-matched tandem solar cell, *J. Cryst. Growth*, **174**, 1997, p. 579–84
- [53] K.S. Kinsey, P. Hebert, K. E. Barbour, D. D. Krut, H. L. Cotal and R. A. Sherif, Concentrator multijunction solar cell characteristics under variable intensity and temperature, *Prog. Photovolt: Res. Appl.*, **16**, 2008, p. 503–8
- [54] M.A. Mintairov, V. V. Evstropov, S. A. Mintairov, M. Z. Shvart, S. A. Kozhukhovskaia and N. A. Kalyuzhnyy, Manifestation of counteracting photovoltaic effect on IV characteristics in multi-junction solar cells, *J. Phys.: Conf. Ser.*, **917**, 2017, p. 052034
- [55] V. S. Kalinovsky, E. V. Kontrosh, P. A. Dmitriev, P. V. Pokrovsk, A. V. Chekalin and V. M. Andreev, Current flow and efficiencies of concentrator InGaP/GaAs/Ge solar cells at temperatures below 300K, *AIP Conf. Proc. (ICTAP 2013)*, 2014, pp 8–15
- [56] Andreev V. M., et. al., Effect of postgrowth techniques on the characteristics of triple-junction InGaP/Ga(In)As/Ge solar cells, *Semiconductors*, **48**, 2014, p. 1217–21
- [57] R. Adelhelm and K. Bucher, Performance and parameter analysis of tandem solar cells using measurements at multiple spectral conditions, *Solar Energy Materials and Solar Cells*, **50**, 1998, p. 185–95
- [58] C. Dominguez, I. Anton and G. Sala, Multijunction solar cell model for translating I-V characteristics as a function of irradiance, spectrum, and

- cell temperature, *Prog. Photovolt: Res. Appl.*, **18**, 2010, p. 272-284
- [59] E.F. Fernandez, G. Siefer, F. Almonacid, A. J. G. Loureiro and P. Perez-Higueras, A two subcell equivalent solar cell model for III–V triple junction solar cells under spectrum and temperature variations, *Solar Energy*, **92**, 2013, p. 221–9
- [60] J. Holovsky, M. Bonnet-Eymard, M. Boccard, M. Despeisse and C. Ballif, Variable light biasing method to measure component I–V characteristics of multi-junction solar cells, *Solar Energy Materials and Solar Cells*, **103**, 2012, p. 128–33
- [61] S. Roensch, R. Hoheisel, F. Dimroth and A. W. Bett, Subcell I-V characteristic analysis of GaInP/GaInAs/Ge solar cells using electroluminescence measurements, *Appl. Phys. Lett*, **98**, 2011, p. 251113
- [62] T. Kirchartz, U. Rau, M. Hermle, A. W. Bett, A. Helbig and J. H. Werner, Internal voltages in GaInP/GaInAs/Ge multijunction solar cells determined by electroluminescence measurements, *Appl. Phys. Lett*, **92**, 2008, p. 123502
- [63] D. Alonso-Alvarez and N. Ekins-Daukes, Photoluminescence-Based Current–Voltage Characterization of Individual Subcells in Multijunction Devices *IEEE J. Photovoltaics*, **6**, 2016, p. 1004–11
- [64] H. Nesswetter, N. R. Jost, P. Lugli, A. W. Bett and C. G. Zimmermann, Determination of subcell I-V parameters by a pulsed suns-Voc method including optical coupling, *Appl. Phys. Lett*, **106**, 2015, p. 023903
- [65] H. Nesswetter, N. R. Jost, P. Lugli, A. W. Bett and C. G. Zimmermann, Determination of subcell I-V characteristics of multijunction solar cells using optical coupling, *Prog. Photovolt: Res. Appl.*, **24**, 2016, p. 760–73
- [66] U. Rau, Reciprocity relation between photovoltaic quantum efficiency and electroluminescent emission of solar cells, *Phys. Rev. B*, **76**, 2007, p. 085303
- [67] P. Espine, et. al., Distributed Simulation of Real Tunnel Junction Effects in Multi-Junction Solar Cells, AIP Conf. Proc.: CPV-6, 2010, pp 24–7
- [68] Garcia I, et. al., Extended Triple-Junction Solar Cell 3D Distributed

- Model: Application to Chromatic Aberration-Related Losses, AIP Conf. Proc.: CPV-7, 2011, pp 13–6
- [69] V. M. Emelyanov, N. A. Kalyuzhnyy, M. A. Mintairov, S. A. Mintairov, M. Z. Shvarts and V. M. Lantratov, Distributed Resistance Effects Simulation in Concentrator MJ SCs Using 3D-Network Model, EUPVSEC Proc., 2010
- [70] I. Garcia I, P. Espinet-Gonzalez, I. Rey-Stolle and C. Algora, Analysis of Chromatic Aberration Effects in Triple-Junction Solar Cells Using Advanced Distributed Models, *IEEE J. Photovoltaics*, **1**, 2011, p. 219–24
- [71] M. Z. Shvarts, M.A. Mintairov, V. M. Emelyanov, V. V. Evstropov, V. M. Lantratov and N. Kh. Timoshina, Method for direct measurements of luminescent coupling efficiency in concentrator MJ SCs, AIP Conf. Proc.: CPV-9, 2013, pp 147–51
- [72] T. Tayagaki, S. K. Reichmuth, H. Helmers and G. Siefer, Transient analysis of luminescent coupling effects in multi-junction solar cells, *J. Appl. Phys.*, **124**, 2018, p. 183103
- [73] M. A. Steiner and J. F. Geisz, Non-linear luminescent coupling in series-connected multijunction solar cells, *Appl. Phys. Lett*, **100**, 2012, p 251106
- [74] S. A. Levina, V. M. Emelyanov, E. D. Filimonov, M.A. Mintairov, M. Z. Shvarts and V. M. Andreev, Cascade optical coupling and quantum efficiency measurements of MJ SCs, *Solar Energy Materials and Solar Cells*, **213**, 2020, p. 110560
- [75] G. Siefer, C. Baur and A. W. Bett, External quantum efficiency measurements of Germanium bottom subcells: Measurement artifacts and correction procedures, *35th IEEE Photovoltaic Specialists Conference*, 2010, pp 000704–7
- [76] M. Z. Shvarts, V. M. Emelyanov, V. V. Evstropov, M. A. Mintairov, E. D. Filimonov and S. A. Kozhukhovskaia, Overcoming the luminescent coupling effect in experimental search for the actual quantum efficiency values in multi-junction solar cells, AIP Conf. Proc.: CPV-12 vol 1766,

- 2016, p 060005
- [77] J.-J. Li and Y.-H. Zhang, Elimination of artifacts in external quantum efficiency measurements for multijunction solar cells using a pulsed light bias, *IEEE J. Photovoltaics*, **3**, 2013, p. 364–9
- [78] C. Baur, M. Hermle, F. Dimroth and A. W. Bett, Effects of optical coupling in III-V multilayer systems, *Appl. Phys. Lett*, **90**, 2007, p. 192109
- [79] M.A. Mintairov, V. V. Evstropov, S. A. Mintairov, M. Z. Shvarts, N. Kh. Timoshina and N. A. Kalyuzhnyy, Estimation of the potential efficiency of a multijunction solar cell at a limit balance of photogenerated currents, *Semiconductors*, **49**, 2015, 668–73
- [80] D. J. Friedman, J. F. Geisz and M. A. Steiner, Effect of luminescent coupling on the optimal design of multijunction solar cells, *IEEE J. Photovoltaics*, **4**, 2014, p. 986–90
- [81] D. J. Friedman, J. F. Geisz and M. A. Steiner, Analysis of multijunction solar cell current–voltage characteristics in the presence of luminescent coupling, *IEEE J. Photovoltaics*, **3**, 2013, p. 1429–36
- [82] S. M. Sze and K. Ng. Kwok, Tunnel Devices *Physics of semiconductor devices*, Hoboken, NJ, USA: John Wiley & Sons, Inc., 2006, pp 415–65
- [83] L. Esaki, New phenomenon in narrow germanium junctions, *Phys. Rev.*, **109**, 1958, p. 603–4
- [84] M. A. Mintairov, V. V. Evstropov, S. A. Mintairov, M. Z. Shvarts and N. A. Kalyuzhnyy, Counteracting the photovoltaic effect in the top intergenerator part of GaInP/GaAs/Ge solar cells, *Semiconductors*, **53** , 2019, p. 1535–9
- [85] M. A. Mintairov, V. V. Evstropov, M. Z. Shvarts, S. A. Kozhukhovskaia, S. A. Mintairov and N. A. Kalyuzhnyy, Counter-photo-electromotive force at heterointerfaces in MJ SC: Study by spectral method, *AIP Conf. Proc.: CPV-12*, vol 1766, 2016, p 050005
- [86] M.A. Mintairov, V. V. Evstropov, S. A. Mintairov, M. Z. Shvarts and N. A. Kalyuzhnyy, Anomalies in photovoltaic characteristics of

- multijunction solar cells at ultrahigh solar light concentrations, *Tech. Phys. Lett.*, **45**, 2019, p. 1100–2
- [87] S. Michael and A. Bates, The design and optimization of advanced multijunction solar cells using the Silvaco ATLAS software package, *Solar Energy Materials and Solar Cells*, **87**, 2005, p. 785–94
- [88] M. Baudrit and C. Algora, Modeling of GaInP/GaAs Dual-Junction solar cells including Tunnel Junction, *33rd IEEE Photovoltaic Specialists Conference*, 2008, pp 1–5
- [89] P.-H. Huang, et. al., Optimum design of InGaP/GaAs/Ge triple-junction solar cells with sub-wavelength surface texture structure, *37th IEEE Photovoltaic Specialists Conference*, 2011, pp 002071–3
- [90] S.-H. Chang, M.-C. Tsai, S.-H. Yen, S.-J. Chang and Y.-K. Kuo, Numerical simulation on high-efficiency GaInP/GaAs/InGaAs triple-junction solar cells, *Physics and Simulation of Optoelectronic Devices, XVIII SPIE Proceedings OPTO vol 7597*, 2010, p 759721
- [91] A. Braun, B. Hirsch, E. A. Katz, J. M. Gordon, W. Guter and A. W. Bett, Localized irradiation effects on tunnel diode transitions in multi-junction concentrator solar cells, *Solar Energy Materials and Solar Cells*, **93**, 2009, p. 1692–5
- [92] M. Hermle, G. Letay, S. P. Philipps and A. W. Bett, Numerical simulation of tunnel diodes for multi-junction solar cells, *Prog. Photovolt: Res. Appl.*, **16**, 2008, p. 409–18
- [93] V. M. Andreev, E. A. Ionova, V. R. Larionov, V. D. Rumyantsev, M. Z. Shvarts and G. Glenn, Tunnel Diode Revealing Peculiarities at I-V Measurements in Multijunction III-V Solar Cells, *IEEE 4th World Conference on Photovoltaic Energy Conference*, 2006, pp 799–802
- [94] W. Guter and A. W. Bett, I-V characterization of tunnel diodes and multijunction solar cells, *IEEE Trans. Electron Devices*, **53**, 2006, 2216–22
- [95] B.L. Sharme, R.K. Purohit, *Semiconductor Heterojunctions*, Elsevier, 1974
- [96] M. A. Mintairov, V. V. Evstropov, S. A. Mintairov, M. Z. Shvart and N.

- A. Kalyuzhnyy, Isotype barriers in the connecting part of multi-junction solar cells, *J. Phys.: Conf. Ser.*, **1695**, 2020, p. 012091
- [97] A. S. Gudovskikh, J. P. Kleider, N. A. Kalyuzhnyy, V. M. Lantratov and S. A. Mintairov, Band structure at heterojunction interfaces of GaInP solar cells, *Solar Energy Materials and Solar Cells*, **94**, 2010, 1953–8
- [98] L. Zhu, T. Mochizuki, M. Yoshita, S. Chen, C. Kim, H. Akiyama and Y. Kanemitsu, Conversion efficiency limits and bandgap designs for multi-junction solar cells with internal radiative efficiencies below unity, *Opt. Express*, **24**, 2016, p. A740-51
- [99] B. Minnaert and P. Veelaert, Guidelines for the Bandgap Combinations and Absorption Windows for Organic Tandem and Triple-Junction Solar Cells, *materials*, **5**, 2012, p. 1933–53
- [100] M. A. Mintairov, V. V. Evstropov, S. A. Mintairov, M. V. Nakhimovich, M. Z. Shvarts and N. a. Kalyuzhnyy, Electroluminescent method of subcell IV characteristics determination in multi-junction solar cells, *AIP Conf. Proc.: CPV-17*, vol 2550, 2022, p 020007