
**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ
ФЕДЕРАЦИИ**

Федеральное государственное бюджетное образовательное
учреждение высшего образования

**«ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ СИСТЕМ УПРАВЛЕНИЯ
И РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ» (ТУСУР)**

НАНОЭЛЕКТРОНИКА

Методические указания по выполнению лабораторных работ
для студентов направлений подготовки

11.03.04 «Электроника и наноэлектроника»

28.03.01 «Нанотехнологии и микросистемная техника»

СОДЕРЖАНИЕ

1. ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №1 СВЕТОДИОДЫ НА ОСНОВЕ ДГС	3
2. ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №2 НЕМТ транзисторы	9
3. ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №3 ИССЛЕДОВАНИЕ ТУННЕЛЬНОГО ЭФФЕКТА	14
4. ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 4 ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И ОПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК СВЕТОДИОДОВ НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ	31

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №1 СВЕТОДИОДЫ НА ОСНОВЕ ДГС

1. **Цель работы:** Исследование характеристик светодиода белого и синего цвета свечения на основе двойной гетероструктуры с квантовыми ямами.

2. **Схема экспериментальной установки:**

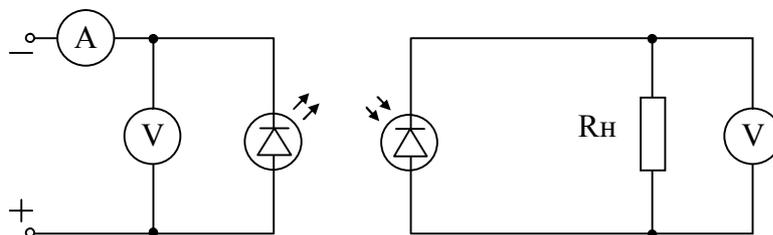


Рис.2.1. Схема экспериментальной установки

3. Теоретическая часть.

3.1. Светодиоды на квантовых ямах

Структура светодиода с множественными квантовыми ямами (обычно 2-5 ям) представляет собой довольно сложный “пирог”. На сапфировой подложке, после буферного слоя AlN (толщиной 30 нм), выращен относительно толстый (4 мкм) слой n -GaN:Si. Затем идет активный нелегированный слой, состоящий из пяти чередующихся квантовых ям $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ (3-4 нм) и барьеров GaN (4-5 нм). Эффективная ширина запрещенной зоны квантовых ям $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ соответствует излучению от голубой до желтой области (450-580 нм), если состав активного слоя меняется в пределах $x = 0.2-0.4$; она зависит и от толщины d . Расположенный выше барьерный широкозонный слой p -Al_{0.1}Ga_{0.9}N:Mg (100 нм) инжектирует дырки и согласует решетку с решеткой верхнего слоя p -GaN:Mg (0.5 мкм), на который нанесен металлический контакт Ni-Au. Второй металлический контакт (Ti-Al) с нижним слоем n -GaN создается после стравливания части структуры рис. 3.1.

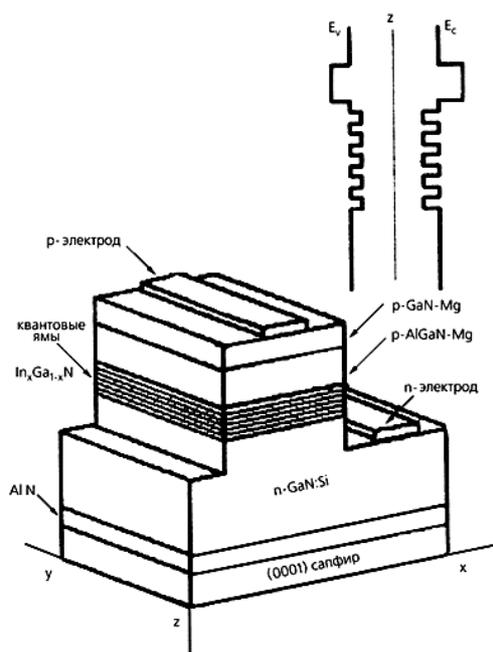


Рис. 3.1. Конструкция светодиода синего цвета на множественных квантовых ямах.

Активной областью, в которой генерируется излучение, является квантовая яма, заключенная между полупроводниками *p*- и *n*-типа. При прямом смещении *p*-*n* перехода начинается процесс инжекции носителей заряда (электронов и дырок). Инжектированные носители попадают на свободные размерные энергетические уровни в квантовой яме. При появлении инверсии населенности на уровне происходит процесс перехода электронов с высокого энергетического уровня на более низкий; при этом избыточная энергия выделяется путем излучения кванта света (рис. 3.2). Чтобы кванты энергии – фотоны, освобожденные при рекомбинации, соответствовали квантам видимого света, ширина запрещенной зоны исходного полупроводника должна быть относительно большой ($E_g > 1,8$ эВ). Исходя из этого ограничения, для изготовления светодиодов используются следующие полупроводниковые материалы: фосфид галлия (GaP), карбид кремния (SiC), твердые растворы: галлий—мышьяк—фосфор (GaAsP) и алюминий—галлий—мышьяк—($Al_xGa_{1-x}As$), алюминий—нитрид галлия—($Al_xGa_{1-x}N$) (где x), а также нитрид галлия (GaN), который имеет наибольшую ширину запрещенной зоны ($E_g > 3,4$ эВ), что позволяет получать излучение в коротковолновой части видимого спектра вплоть до фиолетового.

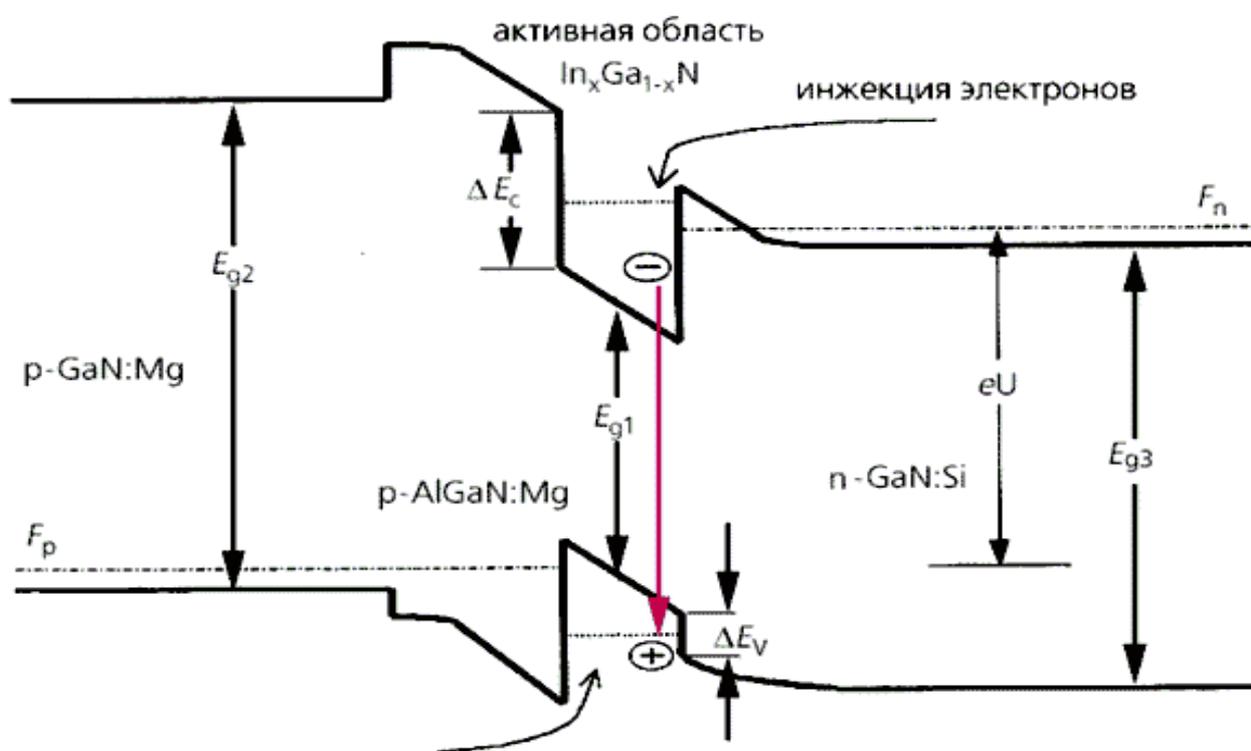


Рис. 3.2. Энергетическая диаграмма *p*-*n* гетероструктуры типа InGaN/AlGaN/GaN при прямом смещении U . Черными стрелками показана инжекция электронов и дырок в активную область *p*-*n* гетероструктуры. Попадая в узкие и достаточно глубокие ямы, электроны и дырки оказываются запертыми в них. Если активный слой (с узкой запрещенной зоной E_{g1}) содержит малое количество дефектов, электронно-дырочные пары рекомбинируют с излучением кванта E_{g1} (серая стрелка).

Длина волны излучения определяется шириной энергетического зазора $\Delta E_{c1} - \Delta E_{v1}$, который в свою очередь зависит от ширины запрещенной зоны полупроводника, образующего квантовую яму, так и от ширины квантовой ямы.

Цвет	Длина волны (nm)	Падение напряжения (V)	Материал полупроводника
Инфракрасный	$\lambda > 760$	$\Delta V < 1.9$	Gallium arsenide (GaAs) Aluminium gallium arsenide (AlGaAs)
Красный	$610 < \lambda < 760$	$1.63 < \Delta V < 2.03$	Aluminium gallium arsenide (AlGaAs) Gallium arsenide phosphide (GaAsP) Aluminium gallium indium phosphide (AlGaInP) Gallium(III) phosphide (GaP)
Оранжевый	$590 < \lambda < 610$	$2.03 < \Delta V < 2.10$	Gallium arsenide phosphide (GaAsP) Aluminium gallium indium phosphide (AlGaInP) Gallium(III) phosphide (GaP)
Желтый	$570 < \lambda < 590$	$2.10 < \Delta V < 2.18$	Gallium arsenide phosphide (GaAsP) Aluminium gallium indium phosphide (AlGaInP) Gallium(III) phosphide (GaP)
Зеленый	$500 < \lambda < 570$	$1.9 < \Delta V < 4.0$	Indium gallium nitride (InGaN) / Gallium(III) nitride (GaN) Gallium(III) phosphide (GaP) Aluminium gallium indium phosphide (AlGaInP) Aluminium gallium phosphide (AlGaP)
Синий	$450 < \lambda < 500$	$2.48 < \Delta V < 3.7$	Zinc selenide (ZnSe) Indium gallium nitride (InGaN) / Gallium(III) nitride (GaN) Silicon carbide (SiC) as substrate Silicon (Si) as substrate — (в разработке)
Фиолетовый	$400 < \lambda < 450$	$2.76 < \Delta V < 4.0$	Indium gallium nitride (InGaN)
Пурпурный	разные типы	$2.48 < \Delta V < 3.7$	Dual blue/red LEDs, синий с красным фосфором, белый с пурпурным фильтром
Ультрафиолетовый	$\lambda < 400$	$3.1 < \Delta V < 4.4$	diamond (235 nm) Boron nitride (215 nm) Aluminium nitride (AlN) (210 nm) Gallium(III)

			nitride (GaN)/Aluminium gallium nitride (AlGaN) Aluminium gallium indium nitride (AlGaInN) — (down to 210 nm)
Белый	Широкий спектр	$\Delta V = 3.5$	Синий/УФ диод и желтый фосфор

Широкозонные внешние части гетероперехода можно сильно легировать с обеих сторон, добиваясь больших концентраций в них равновесных носителей. И тогда, даже не легируя активную узкозонную область примесями, удастся достичь при инъекции значительных концентраций неравновесных электронно-дырочных пар в слое. Отказ от легирования активной области принципиально важен, поскольку атомы примеси, могут служить центрами безызлучательной рекомбинации. Попав в яму, инжектированные электроны наталкиваются на потенциальный барьер ΔE_{c1} , дырки - на барьер ΔE_{v1} , поэтому и те, и другие перестают диффундировать дальше и рекомбинируют в тонком активном слое с испусканием фотонов.

Излучаемые световые кванты должны выходить во внешнюю среду в заданном телесном угле с минимальным их поглощением внутри прибора. Малые размеры полупроводниковых светодиодов отличают их от ламп накаливания, в противоположность лампам диод - почти точечный источник света с площадью кристалла $(0.25 \times 0.25) - (0.5 \times 0.5) \text{ мм}^2$.

Кристалл покрывается выпуклым или плоским пластмассовым колпачком размерами 3-10 мм. Показатель преломления пластмассы выбирается так, чтобы увеличить коэффициент вывода излучения. Конструкция колпачка обеспечивает фокусировку(расфокусировку) излучения в нужном телесном угле 5-45°. Держатель кристалла отводит тепло от активной области.

3.2. Основные параметры светодиодов

Квантовый выход — это число излученных квантов света на одну рекомбинировавшую электронно-дырочную пару. Различают внутренний и внешний квантовый выход. Внутренний — в самом *p-n*-переходе, внешний — для прибора в целом (ведь свет может теряться «по дороге» — поглощаться, рассеиваться).

Внутренний квантовый выход для хороших кристаллов с хорошим теплоотводом достигает почти 100%, рекорд внешнего квантового выхода для красных светодиодов составляет 55%, а для синих — 35%.

Внешний квантовый выход — одна из основных характеристик эффективности светодиода. Внешний квантовый выход определяется коэффициентами преломления материалов, которыми покрывается кристалл.

Светоотдача — количество излучаемых люменов на единицу потребляемой мощности люмен/ватт (лм/Вт). Этот параметр показывает, сколько энергии, поступающей на светодиод превращается в свет, а сколько в тепло.

Световой поток — величина, характеризующая количество излучаемого (поглощаемого или отраженного) света. Световой поток представляет собой

мощность излучения, оцененную с позиции его воздействия на зрительный аппарат человека. Единица светового потока — люмен (лм).

3.3. История открытия.

Голубые светодиоды можно сделать на основе полупроводников с большой шириной запрещенной зоны — карбида кремния, соединений элементов II и IV группы или нитридов элементов III группы.

У светодиодов на основе SiC оказался слишком мал КПД и низок квантовый выход излучения (то есть число излученных квантов на одну рекомбинирующую пару). У светодиодов на основе твердых растворов селенида цинка ZnSe квантовый выход был выше, но они перегревались из-за большого сопротивления и служили недолго. Оставалась надежда на нитриды.

Нитрид галлия GaN плавится при 2000 °С, при этом равновесное давление паров азота составляет 40 атмосфер; ясно, что растить такие кристаллы непросто. Аналогичные соединения — нитрилы алюминия и индия — тоже полупроводники. Их соединения образуют тройные твердые растворы с шириной запрещенной зоны, зависящей от состава, который можно подобрать так, чтобы генерировать свет нужной длины волны, в том числе и синий. Но... проблему не удавалось решить до конца 80-х годов.

Первым, еще в 70-х, голубой светодиод на основе пленок нитрида галлия на сапфировой подложке удалось получить профессору Жаку Панкову (Якову Исаевичу Панчечникову) из фирмы IBM (США).

Между тем группа Сапарина и Чукичева из МГУ обнаружила, что под действием электронного пучка GaN с примесью цинка становится ярким люминофором, и даже запатентовала устройство оптической памяти. Но тогда загадочное явление объяснить не удалось.

Это сделали японцы — профессор И. Акасаки и доктор Х. Аmano из университета Нагоя. Обработав пленку GaN с примесью магния электронным пучком со сканированием, они получили ярко люминесцирующий слой р-типа с высокой концентрацией дырок. Однако разработчики светодиодов не обратили должного внимания на их публикации.

Лишь в 1989 году доктор Ш. Накамура из фирмы Nichia Chemical, исследуя пленки нитридов элементов III группы, сумел воспользоваться результатами профессора Акасаки. Он так подобрал легирование (Mg, Zn) и термообработку, заменив ею электронное сканирование, что смог получить эффективно инжектирующие слои р-типа в GaN-гетероструктурах. Вот как был получен голубой светодиод.

Фирма Nichia запатентовала ключевые этапы технологии и к концу 1997 года выпускала уже 10 — 20 млн голубых и зеленых светодиодов в месяц, а в январе 1998 года приступила к выпуску белых светодиодов.

3.4. Создание светодиодов белого света.

Существует три способа получения белого света от светодиодов. Первый — смешивание цветов по технологии RGB. На одной матрице плотно размещаются красные, голубые и зеленые светодиоды, излучение которых смешивается при помощи оптической системы, например линзы. В результате получается белый свет. Второй способ заключается в том, что на поверхность светодиода, излучающего в

ультрафиолетовом диапазоне (есть и такие), наносятся три люминофора, излучающих, соответственно, голубой, зеленый и красный свет. Это похоже на то, как светит люминесцентная лампа. И наконец в третьем способе желто-зеленый или зеленый плюс красный люминофор наносятся на голубой светодиод, так что два или три излучения смешиваются, образуя белый или близкий к белому свет.

3.5. Влияние температуры на светоотдачу.

Говоря о температуре светодиода, необходимо различать температуру на поверхности кристалла и в области р-n-перехода. От первой зависит срок службы, от второй — световой выход. В целом с повышением температуры р-n-перехода яркость светодиода падает, потому что уменьшается внутренний квантовый выход из-за влияния колебаний кристаллической решетки. Поэтому так важен хороший теплоотвод.

Падение яркости с повышением температуры не одинаково у светодиодов разных цветов. Оно больше у AlGaInP- и AlGaAs-светодиодов, то есть у красных и желтых, и меньше у InGaN, то есть у зеленых, синих и белых.

3.6. Светодиоды на квантовых точках (КТ).

Наличие квантовой ямы и запертых в ней электронов делает КТ необычайно удобным объектом для целого ряда практических приложений. Большинство современных полупроводниковых лазеров для генерации излучения используют двойную гетероструктуру, при которой слой полупроводника с узкой шириной запрещенной зоны помещается между двумя слоями с широкой запрещенной зоной. Движение электронов в них пространственно ничем не ограничено, кроме, разумеется, потенциальных барьеров, и, таким образом, основное влияние на эти системы оказывают квантовые размерные эффекты. Чем меньше геометрические размеры активной области, тем больший градиент плотности состояний можно создать. Лазеры (светодиоды) с квантово-размерной активной областью позволяют получать генерацию в непрерывном режиме при комнатной температуре и уменьшить пороговый ток начала генерации до величин порядка 50 А/см². Другая особенность КТ в том, что они не имеют состояний, которые не принимают участия в генерации излучения, но при этом содержат электроны. Это приводит к уменьшению потерь энергии накачки и позволяет уменьшить пороговый ток.

Таким образом, лазеры (светодиоды) на КТ обладают большим коэффициентом усиления, более высокой рабочей температурой, для них необходима меньшая пороговая плотность тока, ими легче управлять, чем традиционными полупроводниковыми лазерами на КЯ. Однако частота генерации может меняться лишь в зависимости от размера выращенных наночастиц, что значительно уменьшает возможности ее плавного изменения.

4. Задание на работу.

4.1. Исследовать вольт-амперную характеристику светодиода.

4.2. Исследовать вольт-яркостную характеристику светодиода.

4.3. Исследовать зависимость светоотдачи от мощности подаваемой на светодиод.

4.4. Определить ширину запрещенной зоны активного полупроводника, длину волны излучения светодиода, определить x в соединении $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №2 НЕМТ транзисторы

1. **Цель работы:** Исследование характеристик транзистора с высокой подвижностью электронов НЕМТ.

2. **Схема экспериментальной установки:**

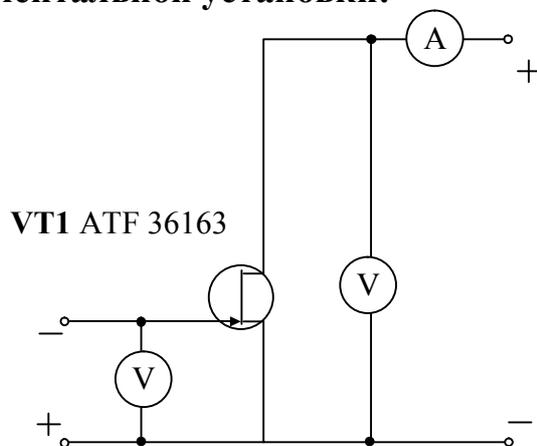


Рис.2.1. Схема экспериментальной установки

3. **Теоретическая часть.**

Успехи кремниевой технологии привели к созданию приборов, способных работать на частотах до 40 ГГц, однако уже сейчас ощущается необходимость расширения частотного диапазона до 1000 ГГц. Наиболее перспективными приборами для таких применений являются гетеропереходные биполярные и полевые транзисторы на полупроводниковых соединениях A^3B^5 с высокой подвижностью **HEMT** (*High Electron Mobility Transistor*).

При конструировании полевых транзисторов микроволнового диапазона приходится решать проблемы не только технологического плана. Известно, что при дрейфе электронов в канале они испытывают большое число соударений, которое за время пролёта (10^{-12} с) составляет десятки или сотни, и за время 10^{-13} с (между двумя соударениями) носители проходят расстояние порядка 400 ангстрем. Соударения ведут к падению подвижности электронов, которая и без того снижается при повышении концентрации носителей в канале, неизбежной при малой длине канала. Использование гетеропереходов позволило разрешить это противоречие: двухмерный электронный газ обеспечивает возможность получения слоя с повышенной концентрацией носителей без увеличения концентрации доноров. Пространственное разделение ионов доноров и свободных электронов дает возможность получать высокие концентрации носителей одновременно с высокими значениями μ_p и μ_n .

Изменение степени легирования в данных транзисторных структурах нашло отражение в их названиях: модуляционно-легированные или селективно-легированные. Возможны и другие варианты транзисторной структуры с высокой подвижностью электронов (**HEMT**), например, с каналом в слое GaAs (узкозонный полупроводник) и слоем "поставщиком" электронов (широкозонный полупроводник AlInAs). Например, в канале InGaAs электрон достигает подвижности $10000 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$,

которая обеспечивает высокую плотность заряда в слое двумерного электронного газа $(3\div 4,5)\cdot 10^{12}$ см⁻². Однако эти положительные качества *HEMT* в большей степени проявляются при пониженных температурах.

Серьезным препятствием при реализации транзисторов с высокой μ_n является наличие глубоких ловушек при высоком уровне содержания алюминия в $\text{AlGa}_{1-x}\text{As}_x$. Для получения слоя с двумерным электронным газом необходимы значения $x > 0,2$, но при этих значениях глубокие ловушки приводят к срыву стоковых ВАХ, повышению уровня генерационно-рекомбинационных шумов и даже к появлению эффекта фоточувствительности. С целью снижения интенсивности указанных процессов предложено создавать слой двумерного электронного газа на границе раздела $\text{AlGaAs}/\text{In-GaAs}$, что обеспечивается введением между слоем AlGaAs (30 - 40 ангстрем) и легированным слоем GaAs (1 мкм) слоя InGaAs толщиной в 200 ангстрем. Такая структура получила название *псевдоморфного транзистора с высокой подвижностью электронов pHEMT*. Объясняется действие слоя InGaAs тем, что этот материал имеет меньшую, чем GaAs , ширину ΔE , что позволяет использовать в паре с ним AlGaAs с низким содержанием алюминия ($x = 0,15$)

Поскольку у InGaAs запрещенная зона уже, чем у арсенида галлия, то InGaAs может играть роль узкозонного полупроводника в гетеропереходе GaAs и квантовый колодец может быть получен и в этом гетеропереходе. Для этого слой InGaAs наносится на слой GaAs , а на InGaAs наносится слой AlGaAs , кристаллические решётки этих трёх слоев отличаются на сотые доли процента. Согласование решёток достигается за счёт эластичности слоя InGaAs , который в виде тонкого слоя $\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}$ оказывается сжат, отображая структуру GaAs и трансформируя свою "природную" кубическую структуру в тетрагональную.

Транзисторы этого типа превосходят обычные GaAs -транзисторы по многим высокочастотным параметрам. Так, крутизна переходной характеристики *HEMT*-транзисторов при минимальном уровне шумов в 1,5 раза превосходит крутизну обычных полевых GaAs -транзисторов. Это дает возможность получить усиление 8 дБ на частоте 20 ГГц, что недостижимо для последних.

Указанные конструкции планарные (исток, сток и затвор расположены в одной плоскости), что требует конструкторско-технологического решения, обеспечивающего подсоединение кратчайшим путём всех истоков к общей поверхности (транзисторы в схемах работают, как правило, с заземлённым истоком в качестве общего электрода).

Одним из возможных решений является конструкция транзистора с вертикальной структурой, т.е. с затвором и истоком, расположенными друг против друга (*OGST opposed gate-source transistor*). Подложка состоит из полуизолирующего слоя GaAs с нанесёнными на его поверхность слоями AlGaAs и GaAs , а затвор располагается между двумя контактами. Под истоком с обратной стороны подложки протравливается строго сцентрированное относительно затвора и стоков отверстие, которое заполняется металлом.

Такая конструкция снижает индуктивность истока, повышает крутизну передаточной характеристики (за счёт симметричного расположения стоковых электродов по обе стороны от затвора), снижает потери в линиях передачи на входе и выходе (за счет согласования их импедансов).

Типовая структура GaAs-транзистора с гетеропереходом и управляющим затвором Шоттки (ГПТШ) (приведена на рис. 3.1) отличается от «обычных» ПТШ (*MESFET*) наличием гетероперехода между барьерным (донорным) и нелегированным канальным слоями (в данном случае между слоями GaAs и AlGaAs). Так как в этой структуре ширина запрещенной зоны ΔE материала канального слоя больше, чем барьерного слоя, в канале у границы слоев формируется потенциальная яма (тонкий слой), в которой накапливаются свободные носители, образуя так называемый **двумерный электронный газ (2DEG)**. А поскольку канальный слой не легирован, в нем рассеяние носителей заряда минимально, а их подвижность высокая.

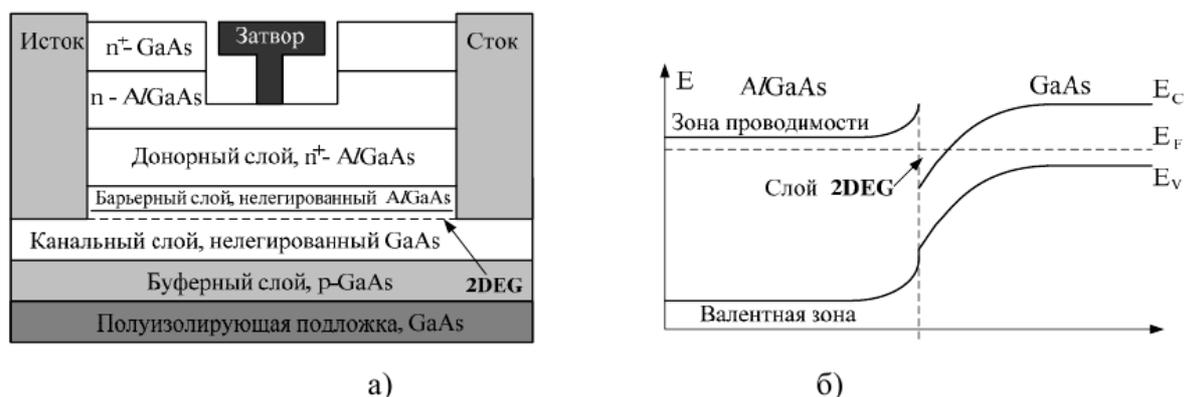


Рис. 3.1. Структура (а) и зонная диаграмма (б) НЕМТ транзистора

Именно это позволило назвать такие транзисторы транзисторами с высокой подвижностью электронов (**HEMT**). В этом случае задача буферного слоя обеспечить структурный переход от полуизолирующей подложки к совершенной структуре канального слоя.

Постоянные кристаллических решёток AlGaAs и GaAs достаточно близки по значению. В НЕМТ-транзисторах гетеропереход (кроме AlGaAs /InGaAs) может быть создан и другими материалами с различными постоянными решёток: InGaAs/InAlAs, InGaP/InGaAs и т.п. (это так называемые **псевдоморфные, или pHEMT**). В таких приборах за счёт увеличения разрыва между границами зон проводимости и значениями μ_n получено более высокое напряжение U_{np} (свыше 12 В), рабочие частоты более 100 ГГц и КПД до 60 %

Реальным примером **pHEMT**-технологии можно считать приборы компании *TriQuint Semiconductor* с минимальным размером элементов 0,15 мкм. Базовая структура **pHEMT**-транзистора формируется на полуизолирующей GaAs-подложке, на которой создают буферный слой в виде сверхрешётки AlAs/GaAs, InGaAs-канальный слой и AlGaAs-барьерный слой n-типа. Сверху и снизу к канальному слою примыкает *спейсер* слой нелегированного барьера, выполненного из AlGaAs (рис. 3.2).

Концентрация электронов проводимости в канале при этом достигает $3,2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, μ_n - $6500 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, максимальный ток канала может составлять 680 мА/мм (при напряжении канала 1,5 В), U_{np} 13 В, f_T 52 ГГц, максимальная частота усиления мощности 150 ГГц. Рабочее напряжение составляет 6 В, КПД в режиме усиления 40 %.

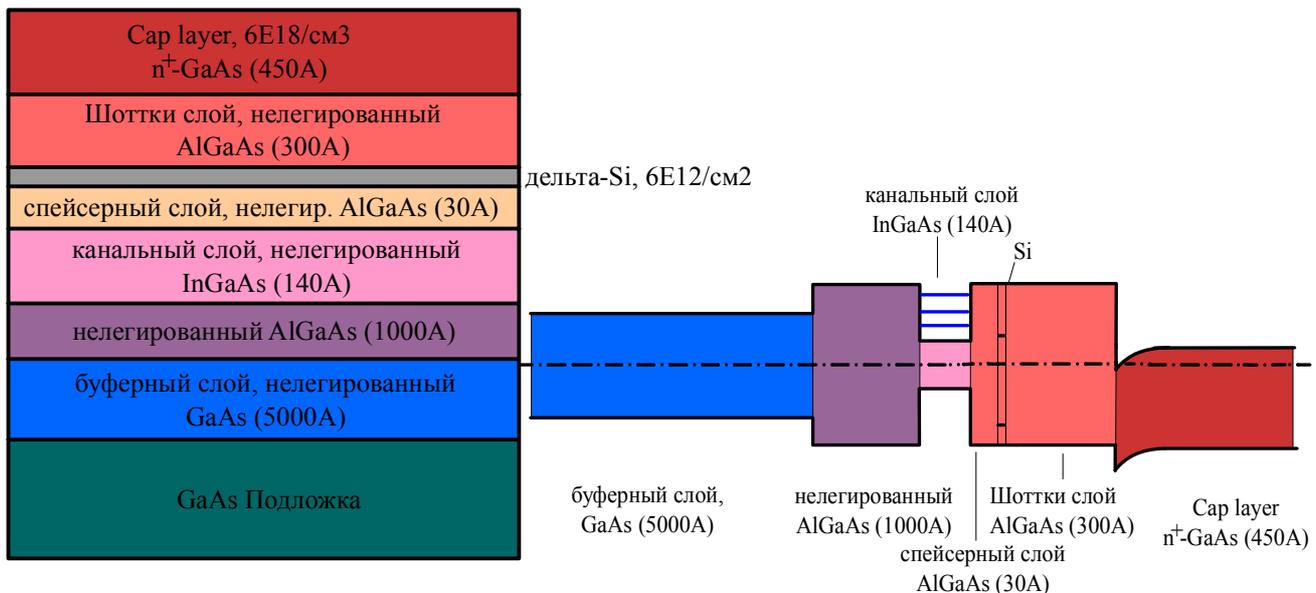


Рис.3.2. Базовая структура **pHEMT**-транзистора на полуизолирующей GaAs-подложке

На основе этой технологии выпускается ряд усилителей (TGA4516, TGA4046 и др.) на диапазон частот 32-38 ГГц (TGA4516) и на частоту 45 ГГц (TGA4046), с выходной мощностью до 2 Вт.

Для повышения f_T *pHEMT*-транзисторов на основе InAlAs/In- и GaAs-структур концентрацию индия в $In_xGa_{1-x}As$ -канальном слое, но это ухудшает характеристики прибора. Возможное решение применение InP-подложек, за счет чего согласуются постоянные решёток, а это позволило получить $f_T > 400$ ГГц.

Реализованные *pHEMT* с InGaAs/InAlAs/InP-структурой на 100-мм и 75-мм пластинах по 0,1-мкм технологии (компания *Northrop Grumman Space Technology - NGST*) сегодня производятся серийно (рис. 3.3, *pHEMT*-структура InGaAs/InAlAs/InP компании NGST).

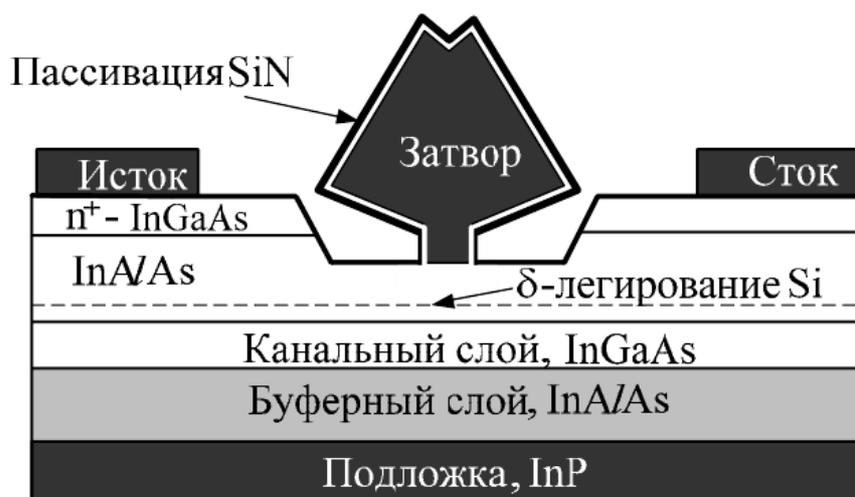


Рис. 3.3. Структура *pHEMT* транзисторов с InGaAs/InAlAs/InP-структурой

В таких транзисторах концентрация In в InGaAs-канальном слое составляет 60 %, а подвижность носителей в канале достигает 10^4 cm^2/V с при плотности электронов в *2DEG*-слое, равной $3,5 \cdot 10^{12}$ cm^{-2} . Крутизна характеристики транзистора

составляет 800 мСм/мм, плотность тока 540 мА/мм², f_T – более 190 ГГц. На базе *pHEMT* создан малошумящий двухкаскадный балансный усилитель с коэффициентом усиления свыше 17 дБ и уровнем шумов менее 2,4 дБ в диапазоне частот 27 – 39 ГГц.

Однако стоимость таких транзисторов остается высокой, поэтому в качестве возможного решения сегодня рассматриваются так называемые *метаморфные HEMT-структуры (mHEMT)*, т.е. приборы со сложным многослойным буфером (со ступенчатым изменением концентрации примеси для обеспечения плавного перехода от GaAs-подложки к InGaAs-каналу). Этим решается проблема применения более дешёвых GaAs-подложек, что и использовала компания *Raytheon*, разработавшая технологию изготовления InAlAs/InGaAs/GaAs *mHEMT*-структур с концентрацией индия в InGaAs-канале 60 %. Получены транзисторы с крутизной передаточной характеристики порядка 850 мСм/мм, напряжением пробоя 8 В и током канала до 700 мА/мм (в постоянном режиме). В импульсном режиме последние два показателя составили 6 В и 200 мА/мм соответственно. При суммарной ширине затвора 480 мкм усиление на частоте 94 ГГц при напряжении 2,5 В составило 12 дБ, выходная мощность – 360 мВт/мм, КПД свыше 30 %. На базе подобных структур этой компанией создан ряд однокаскадных усилителей мощности для диапазона частот от 56 до 100 ГГц. Их усиление при напряжении 3,3 В составляет 6,5 дБ, КПД – 17 % при максимальной выходной мощности 226 мВт.

Различают нормально открытый и нормально закрытый транзистор. При $U_{ИЗ} < 0$ в слое нелегированного арсенида галлия на границе с гетеропереходом в области ДЭГ формируется канал нормально открытого транзистора.

В нормально открытом транзисторе, под действием управляющего напряжения $U_{ЗИ}$, изменяется толщина обедненной области перехода металл—полупроводник, концентрация электронов в области ДЭГ и ток стока. Электроны в ДЭГ поступают из истока. При отрицательном напряжении затвор—исток, величина которого равна пороговому значению, обедненная область расширяется настолько, что перекрывает поток электронов, и ток стока становится равным нулю. В нормально закрытом транзисторе при $U_{ЗИ} = 0$ проводящий канал отсутствует вследствие того, что область ДЭГ двумерного электронного газа перекрыта объединенной областью управляющего перехода. При подаче напряжения $U_{ЗИ} > 0$, величина которого равна пороговому значению, обедненная область управляющего перехода сужается настолько, что ее нижняя граница попадает в область ДЭГ.

4. Задание на работу.

4.1. Определить предельно допустимые параметры транзистора ATF36163.

4.2. Исследовать выходную характеристику ($I_c = f(U_{cu}) / U_{zu} = \text{const}$) HEMT-транзистора при различных напряжениях на затворе (2-3 зависимости).

4.3. Исследовать передаточную характеристику ($I_c = f(U_{zu}) / U_{cu} = \text{const}$) HEMT-транзистора при различных напряжениях сток-исток (2-3 зависимости).

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №3 ИССЛЕДОВАНИЕ ТУННЕЛЬНОГО ЭФФЕКТА

- Цель работы:*
- 1) изучение туннельного эффекта;
 - 2) исследование вольтамперной характеристики туннельного диода;
 - 3) построение энергетической диаграммы $p-n$ – перехода.

Приборы и принадлежности:

установка для измерения вольтамперной характеристики туннельного диода,
вольтметр,
амперметр.

2. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ВВЕДЕНИЕ

1.1. Элементы теории туннельного эффекта

Рассмотрим прохождение микрочастицей прямоугольного потенциального барьера⁶ высотой U_0 и шириной l (рис. 1). По классическим представлениям частица, движущаяся слева направо, пройдет в область 3 только в том случае, если ее полная энергия E больше высоты барьера ($E > U_0$). Кинетическая энергия частицы в областях 1,2,3 принимает соответственно значения E , $E - U_0$, E . Если энергия частицы меньше U_0 ($E < U_0$), то на границе $x = 0$, частица отражается от барьера и движется обратно (кинетическая энергия $E_k = E - U_0$ не может иметь отрицательные значения).

Совершенно иная ситуация складывается для частиц, подчиняющихся квантовым закономерностям. Для них есть отличная от нуля вероятность отражения от барьера при энергии $E > U_0$ и отличная от нуля вероятность проникновения в область $x > l$ через барьер при $E < U_0$.

⁶ Одномерным прямоугольным потенциальным барьером называется зависимость потенциальной энергии частицы от координаты вида

$$U(x) = \begin{cases} 0 & x < 0 \\ U_0 & 0 \leq x \leq l \\ 0 & x > l \end{cases}$$

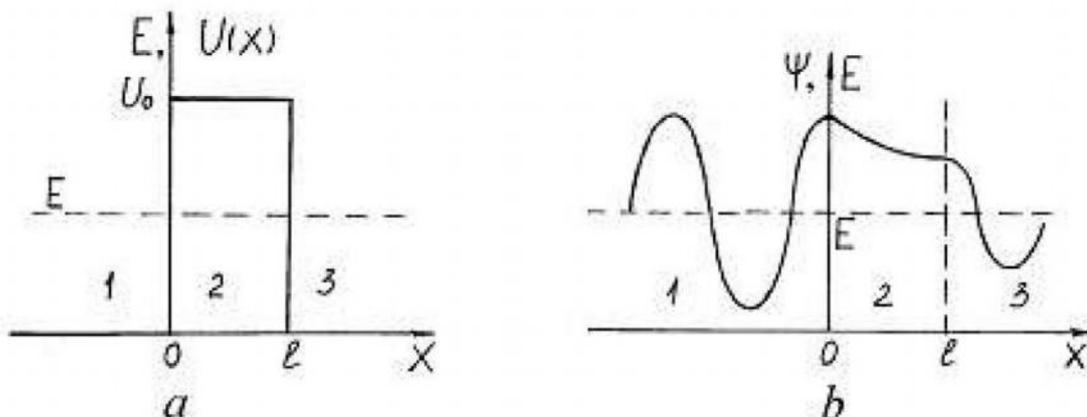


Рис. 1: *a* – прямоугольный потенциальный барьер;
b – волновая функция микрочастицы с энергией $E < U_0$
 в 1, 2, 3 областях

В чем же причина такого «абсурдного» поведения частицы с точки зрения «наблюдателя», живущего в макромире и наблюдающего движение макротел, подчиненное законам классической механики? Современная физика утверждает: в микромире частицы обладают свойствами и частицы, и волны (такое явление называют корпускулярно-волновым дуализмом).

Обсудим качественно движение микрочастиц в области потенциального барьера. С этой целью обратимся к соотношению неопределенностей Гейзенберга:

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \geq h,$$

(1)

где Δx , Δp_x – неопределенности координаты x и импульса Δp_x ; h – постоянная Планка.

В областях 1 и 3 частица имеет вполне определенный импульс $p_x = \sqrt{2mE_k} = \sqrt{2mE}$, но совершенно неопределенную координату ($\Delta x \rightarrow \infty$).

В области 2 координата частицы имеет неопределенность порядка ширины барьера $\Delta x = l$, а значит, неопределенность импульса не меньше

$$\Delta p_x \geq \frac{h}{l}$$

(2)

и неопределенность кинетической энергии не меньше

$$\Delta E_x = \frac{(\Delta p_x)^2}{2m} = \frac{h^2}{2ml^2}.$$

(3)

То есть в области барьера полную энергию частиц нельзя представить в виде суммы точно определенных кинетической и потенциальной энергий. В связи с имеющейся неопределенностью в значении кинетической энергии частиц в области 2, возможно либо ее отражение, либо прохождение в область 3.

Явление прохождения частиц с $E < U_0$ через барьер получило название **туннельного эффекта (туннелирования)**. Проходя через барьер, частица не изменяет свою полную энергию, то есть, как бы проходит через «туннель» в этом барьере.

Оценка 1. Оценим ширину барьера высотой $U_0 = 5$ эВ, через который возможно туннелирование электрона с энергией $E = 2$ эВ.

Если определить минимальную неопределенность импульса через превышение высоты барьера над энергией частицы $U_0 - E$

$$\Delta p_x = \sqrt{2m(U_0 - E)},$$

то из соотношения (1) следует, что ширина барьера, доступная для туннелирования, равна

$$l = \frac{h}{\Delta p_x} = \frac{h}{\sqrt{2m(U_0 - E)}} = \frac{6,63 \cdot 10^{-34}}{\sqrt{2 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31} \cdot 3 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}}} = 0,7 \text{ нм}.$$

Приведенная оценка показывает, что ширина барьера, через который возможно туннелирование, составляет величину порядка нескольких атомных размеров.

Строгое описание движения частиц в области барьера можно получить, решив стационарное уравнение Шредингера, которое при $E < U_0$ имеет вид

$$\frac{d^2\psi(x)}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E\psi(x) = 0$$

(4)

в областях 1 и 3, и

$$\frac{d^2\psi(x)}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U_0)\psi(x) = 0$$

(5)

в области 2.

Решения уравнений (4) и (5) могут быть записаны в виде:

$$\begin{aligned} \text{область 1} \quad \psi_1(x) &= A_1 e^{i\alpha x} + B_1 e^{-i\alpha x}, \\ \text{область 2} \quad \psi_2(x) &= A_2 e^{-\beta x}, \\ \text{область 3} \quad \psi_3(x) &= A_3 e^{i\alpha x} + B_3 e^{-i\alpha x}. \end{aligned} \quad (6)$$

$$\text{Здесь } \alpha = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2mE}, \quad \beta = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m(U_0 - E)}.$$

Первые слагаемые первого и третьего уравнений (6) можно интерпретировать как плоские волны, распространяющиеся слева направо, а вторые как волны, отраженные в точках разрыва потенциальной функции U_0 , то есть от «стенок» потенциального барьера. В связи с этим коэффициент B_3 следует положить равным нулю, так как в области 3 нет физических причин для «отражения».

Решения (6) должны удовлетворять условиям непрерывности, конечности и иметь непрерывные производные:

$$\psi_1(0) = \psi_2(0) \quad \psi_1'(0) = \psi_2'(0) \quad (7a)$$

$$\psi_2(l) = \psi_3(l) \quad \psi_2'(l) = \psi_3'(l). \quad (7b)$$

Условия (7a и 7b) позволяют связать между собой коэффициенты уравнений (6) и выразить их через A_1 . Качественно вид волновых функций (6) показан на рис. 1 б. В областях 1 и 3 функции ψ_1 и ψ_2 описывают состояние частицы с энергией E и имеют

одинаковую частоту, но отличаются амплитудой. Функция ψ_2 имеет вид затухающей функции.

Отношение квадратов модулей амплитуд прошедшей и падающей на барьер волны

$$D = \frac{|A_3|^2}{|A_1|^2}$$

определяет вероятность прохождения (туннелирования) частицы через барьер и называется *коэффициентом прохождения или коэффициентом прозрачности*.

Для прямоугольного барьера можно показать из (6) и (7), что

$$D = \exp\left(-\frac{2}{\hbar} \sqrt{2m(U_0 - E)} \cdot l\right).$$

(8)

Оценка 2. Оценим коэффициент прозрачности для барьера, рассмотренного в оценке 1. То есть, рассмотрим туннелирование электрона с энергией 2 эВ через барьер шириной $l = 0,7 \text{ нм}$ и высотой $U_0 = 5 \text{ эВ}$:

$$D = \exp\left(-\frac{2}{1,05 \cdot 10^{-34}} \sqrt{2 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31} \cdot 3 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 7 \cdot 10^{-10}}\right) = 4 \cdot 10^{-6}.$$

Коэффициент прозрачности рассматриваемого относительно широкого барьера мал, но при уменьшении ширины барьера в 5 раз ($l = 1,4 \cdot 10^{-10} \text{ м}$) проникаемость барьера составит уже весьма заметную величину:

$$D = \exp\left(-\frac{2}{1,05 \cdot 10^{-34}} \sqrt{2 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31} \cdot 3 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 1,4 \cdot 10^{-10}}\right) = 0,08.$$

Туннельный эффект лежит в основе многих явлений атомной и ядерной физики (например, α -распада, автоионизации атомов под действием электрического поля, термоядерных реакций), физики твердого тела (например, автоэлектронной эмиссии электронов из металла под действием электрического поля). Туннельный эффект является основой работы приборов современной микроэлектроники – диодов и транзисторов.

Оценка 3. В полях высокой напряженности электроны могут переходить из валентной зоны полупроводника в зону проводимости посредством туннелирования через запрещенную зону. Этот эффект называется *эффектом Зиннера* или *электростатической ионизацией*.

Энергетическая диаграмма собственного полупроводника, помещенного в электрическое поле напряженностью \mathcal{E} , показана на рис. 2.

Электрон из точки O валентной зоны (E_V) может перейти в зону проводимости (E_C), туннелируя через потенциальный барьер, энергия которого изменяется по закону $U(x) = E_g - |e|\mathcal{E}x$, если отсчитывать ее от потолка валентной зоны. Для барьера произвольной формы $U = U(x)$ (рис. 3) коэффициент прозрачности определяется выражением

$$D = \exp\left(-\frac{2}{\hbar} \int_a^b \sqrt{2m(U(x) - E)} dx\right).$$

(9)

В рассматриваемом случае треугольного барьера при учете, что $E_g = |e|\mathcal{E}l$, выражение (9) примет следующий вид

$$D = \exp\left(-\frac{2}{\hbar} \int_0^l \sqrt{2m(U(x) - |e|\mathcal{E}l)} dx\right) = \exp\left(-\frac{4\sqrt{2m}}{3\hbar} \frac{E_g^{3/2}}{|e|\mathcal{E}}\right),$$

(10)

где $m = m^*$ – эффективная масса носителя заряда.

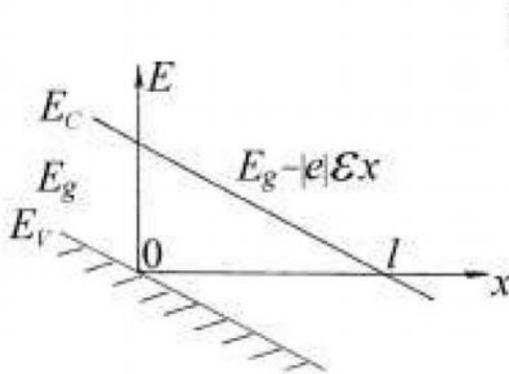


Рис. 2

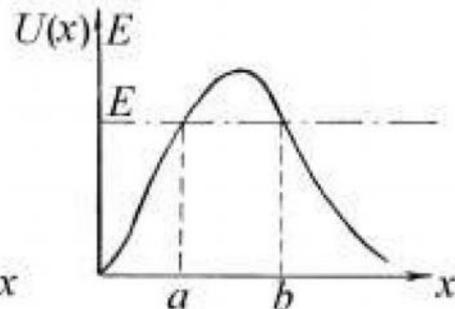


Рис. 3

Оценим величину электрического поля \mathcal{E} и ширину потенциального барьера l , при которых вероятность туннелирования электрона из валентной зоны в зону проводимости составляет $D = 0,01$. Положим ширину запрещенной зоны $E_g = 1 \text{ эВ}$, а массу носителя $m^* = 0,1m_0$, тогда

$$\mathcal{E} = -\frac{4\sqrt{2m^*}}{3\hbar} \frac{E_g^{3/2}}{|e|\ln D} = -\frac{4\sqrt{2 \cdot 0,1 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31}} \cdot (1,6 \cdot 10^{-19})^{3/2}}{3 \cdot 1,05 \cdot 10^{-34} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \ln 0,01} =$$

$$= 5 \cdot 10^8 \text{ В/м} = 5 \cdot 10^6 \text{ В/см.}$$

$$l = \frac{E_g}{|e|\mathcal{E}} = \frac{1,6 \cdot 10^{-19}}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 5 \cdot 10^8} = 2 \cdot 10^{-9} \text{ м} = 2 \text{ нм.}$$

Экспериментальные данные для полупроводников с шириной запрещенной зоны около 1 эВ показывают, что эффект Зиннера действительно наблюдается в них при напряженностях поля $10^6 \div 10^7 \text{ В/см}$, которым соответствует ширина потенциального барьера $1 \div 10 \text{ нм}$. Следовательно, полученная оценка является достоверной.

1.2. Туннельный диод

Туннельным диодом называют полупроводниковый прибор, работа которого основана на квантовом эффекте туннелирования электронов через тонкий потенциальный барьер в области контакта двух полупроводников с различным типом проводимости. Впервые этот эффект на p - n – переходе был изучен японским ученым Есаки. За работы по развитию методов туннельной спектроскопии Есаки в 1973 году разделил Нобелевскую премию с Жевеком и Джозефсоном (за работы по исследованию эффектов туннелирования в сверхпроводниках).

Изготавливают туннельные диоды из сильнолегированных полупроводников, у которых уровень Ферми располагается в зоне проводимости в полупроводнике n -типа и в валентной зоне в полупроводнике p -типа. Такие полупроводники называются вырожденными. Уровень Ферми – это уровень, соответствующий мак-

симальной кинетической энергии электронов E_F при температуре $T = 0 \text{ K}$. Энергию, соответствующую этому уровню называют энергией Ферми. При абсолютном нуле температуры в полупроводнике все состояния с энергией $E \leq E_F$ заняты электронами, а состояния с $E > E_F$ – свободны.

На рис. 4 а показана диаграмма p - n – перехода в вырожденных полупроводниках в состоянии термодинамического равновесия (внешнее электрическое поле отсутствует) при температурах вблизи абсолютного нуля.

Ширина области контакта l в вырожденном p - n –переходе настолько мала ($l < 10 \text{ нм}$), что возможно туннелирование носителей через переход. Уровень Ферми постоянен вдоль перехода. В области n -типа электроны заполняют зону проводимости вплоть до уровня Ферми, в то время как состояния выше уровня Ферми в области p -типа заняты дырками. Число туннельных переходов электронов слева направо и справа налево одинаково, и ток через переход отсутствует.

Равновесие можно нарушить, приложив к переходу напряжение смещения V . Если положительный полюс источника напряжения присоединен к материалу p -типа, а отрицательный к материалу n -типа, то такое включение диода называется прямым (положительным). При этом энергетические состояния в зоне проводимости смещаются вверх по отношению к энергетическим состояниям валентной зоны. Напротив состояний, занятых электронами в n -области, оказываются состояния, занятые дырками в p -области (рис. 4 б). Электроны из зоны проводимости n -области туннелируют через потенциальный барьер на свободные состояния (занятые дырками) в p -области. При увеличении напряжения ток через переход возрастает (рис. 5) и достигает максимума при напряжении V_{max} , при котором максимумы функций распределения электронов и дырок совпадают, т.е. наибольшая плотность занятых состояний в n -области соответствует максимальной плотности свободных состояний в p -области. Анализ энергетических диаграмм показывает, что при почти одинаковых концентрациях электронов и дырок ($n \cong p$)

$$|e|V_{\max} \approx 2(E_F - E_m),$$

(11)

где E_m – энергия, соответствующая максимуму функции распределения электронов $n(E)$.

Концентрацию электронов в n -области можно рассчитать, пользуясь выражением

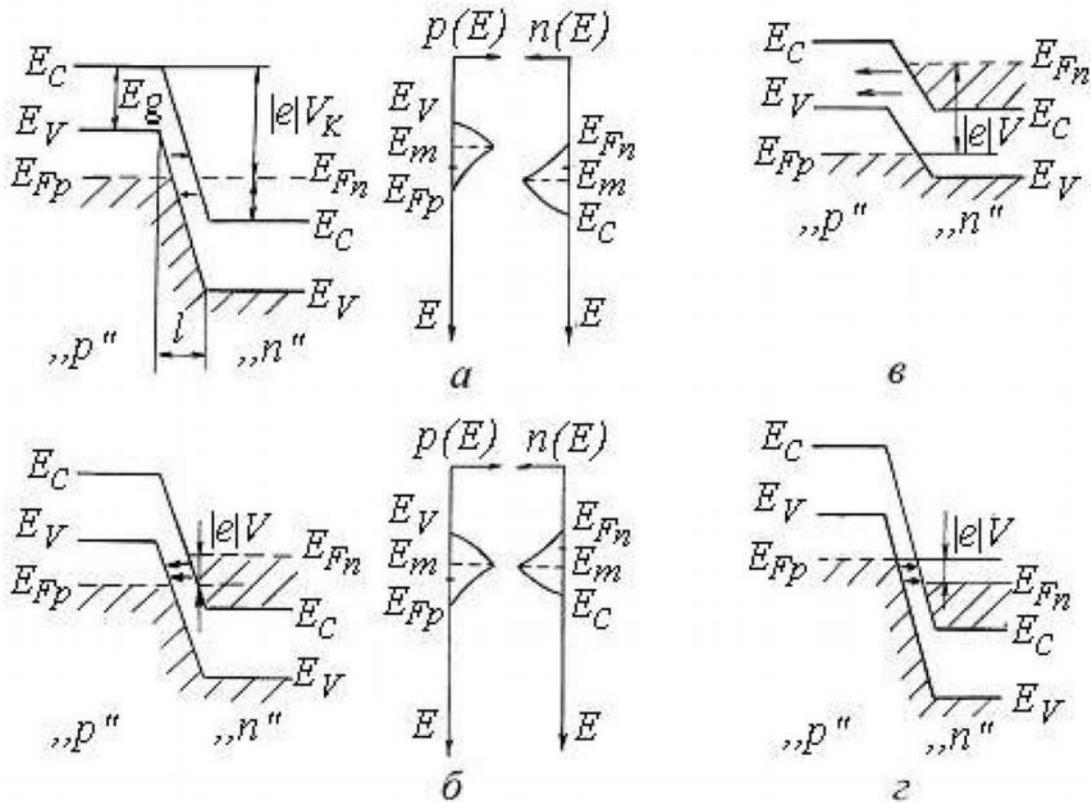
$$n = \frac{1}{3\pi^2} \left(\frac{2m}{\hbar^2} \right)^{3/2} (E_F - E_C)^{3/2},$$

(12)

где m – эффективная масса электрона, $\hbar = h/2\pi$ – постоянная Планка.

При дальнейшем увеличении напряжения ток через переход уменьшается, и при совпадении границ зоны проводимости n -области и валентной зоны p -области туннельный ток практически прекращается, так как против энергетических состояний, занятых электронами, находятся запрещенные состояния. При $V=V_{\min}$ через p - n -переход протекает обычный диодный ток p - n -перехода, смещенного в прямом направлении. С увеличением напряжения ($V > V_{\min}$) диодный ток резко возрастает. Как видно из рис. 4 а,

$$|e|V_{\min} \approx 2(E_F - E_C).$$



(13)

Рис. 4. Энергетическая диаграмма вырожденного p - n – перехода и функция распределения дырок $p(E)$ и электронов $n(E)$

(заштрихованные области заняты электронами):

a) – p - n – переход в термодинамическом равновесии;

б) – при малом положительном смещении;

в) – при большом положительном смещении;

г) – при отрицательном смещении;

l – толщина перехода; V – напряжение смещения;

V_K – контактная разность потенциалов

При подаче на p - n -переход отрицательного смещения (рис. 4 *г*), через него протекает туннельный ток, обусловленный переходами электронов из p -области на пустые состояния n -области.

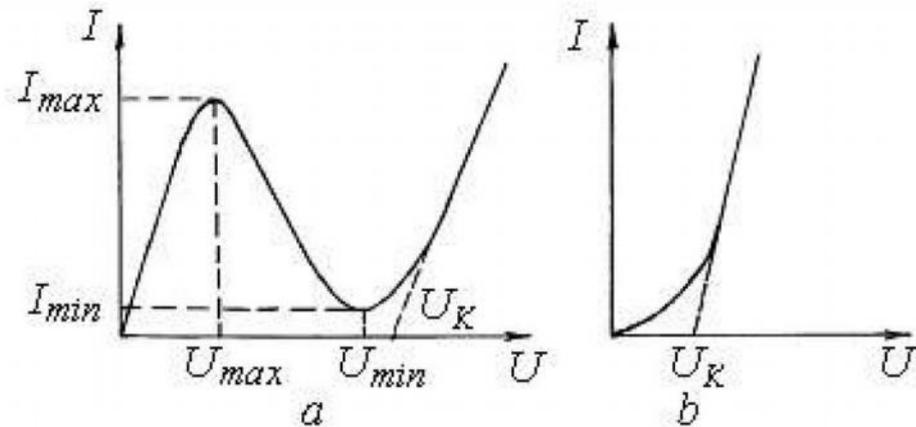


Рис. 5. Вольтамперные характеристики:
a – туннельного диода; *b* – выпрямительного диода

Как показывает теоретический анализ, энергия E_m , соответствующая максимуму функции распределения электронов в зоне проводимости, может быть найдена из выражения

$$E_F - E_m \approx 1,1kT,$$

(14)

где k – постоянная Больцмана, T – температура; а энергетическое расстояние между дном зоны проводимости и уровнем Ферми можно рассчитать по формуле

$$E_F - E_C = \frac{\hbar^2 (3\pi^2 n)^{2/3}}{2m}.$$

(15)

Наличие в вольтамперной характеристике туннельного диода участка с отрицательным дифференциальным сопротивлением ($r_g = dV/dI$, ток уменьшается с ростом напряжения) позволяет успешно использовать его для генерации и детектирования сверхвысокочастотных колебаний вплоть до частот 10^{11} Гц в различных устройствах приемопередающей аппаратуры и радиолокационных станциях. Высокая скорость переключения (около 10^{-10} с) дает возможность широко использовать туннельные диоды в импульсных схемах ЭВМ и различных устройствах автоматики. Работая на основных носителях, туннельные диоды значительно менее чувствительны к ионизирующему излучению по сравнению с обычными полупроводниковыми приборами. Это свойство крайне

важно при проектировании аппаратуры, работающей в условиях повышенного фона ионизирующего излучения (бортовая аппаратура спутников, приборы автоматики ядерной энергетики и др.).

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ УСТАНОВКИ ДЛЯ СНЯТИЯ ВОЛЬТАМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДИОДОВ

В работе исследуются вольтамперная характеристика германиевого туннельного диода и для сопоставления с ней вольтамперная характеристика выпрямительного плоскостного диода.

Схема установки для снятия вольтамперной характеристики туннельного диода представлена на рис. 6 а.

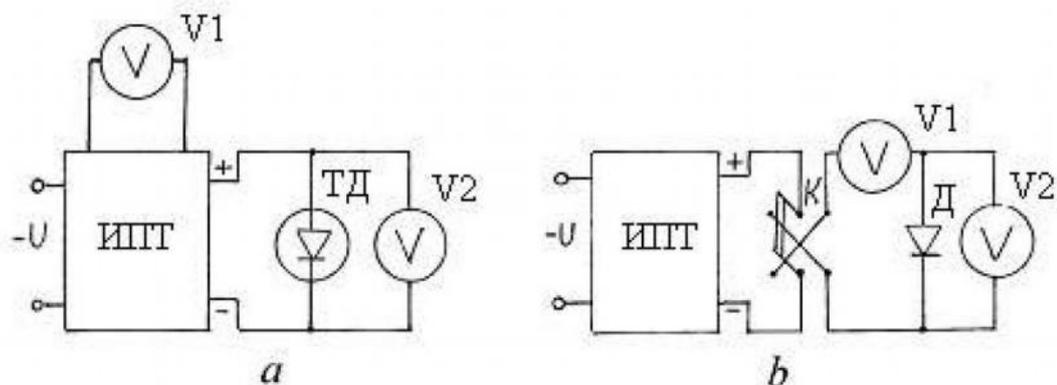


Рис. 6. Схема установки для снятия вольтамперной характеристики: *a* – туннельного диода; *b* – выпрямительного диода

Туннельный диод (ТД) подключен в прямом направлении к регулируемому источнику постоянного тока (ИПТ) с низким внутренним сопротивлением. Сопротивление источника питания должно быть меньше отрицательного сопротивления диода на падающем участке вольтамперной характеристики. Ток диода контролируется цифровым вольтметром ($V1$), включенным в выходную цепь источника питания, а напряжение на диоде измеряется цифровым вольтметром ($V2$), включенным параллельно диоду.

Схема для снятия вольтамперной характеристики выпрямительного диода показана на рис. 6 б.

Напряжение от регулируемого источника постоянного тока (ИПТ) подается на диод (Д) через ключ (К), позволяющий изменить полярность включения диода. Ток, протекающий через диод,

и напряжение на нем контролируются цифровыми вольтметрами (V1) и (V2).

3. ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ И ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

1. Включить установку для исследования вольтамперной характеристики выпрямительного диода.

2. Снять вольтамперную характеристику выпрямительного диода при его включении в прямом направлении, меняя напряжение через 50 мВ в диапазоне от 0 до 1 В . Данные занести в таблицу.

3. Снять вольтамперную характеристику выпрямительного диода при включении в обратном направлении, меняя напряжение с шагом 1 В в диапазоне от 0 до 10 В . Данные занести в таблицу 1. Выключить установку.

Таблица результатов 1

Вольтамперная характеристика выпрямительного диода

№		
Прямое включение	$V, \text{В}$	
	$I, \text{мА}$	
Обратное включение	$V, \text{В}$	
	$I, \text{мкА}$	

4. Включить установку для снятия вольтамперной характеристики туннельного диода. Снять вольтамперную характеристику туннельного диода при включении в прямом направлении, изменяя напряжение через 10 мВ в диапазоне от 0 до напряжения V_{max} , при котором ток становится максимальным (см. рис. 5 а), и через 50 мВ в диапазоне от V_{max} до 1 В . Данные занести в таблицу 2.

Таблица результатов 2

Вольтамперная характеристика туннельного диода

№	
$V, \text{мВ}$	
$I, \text{мА}$	

5. Построить вольтамперную характеристику выпрямительного диода при прямом и обратном включении на одном графике, используя разные масштабы по оси тока (миллиамперы для прямого тока, микроамперы для обратного тока) и напряжения.

Оценить величины контактной разности потенциалов и потенциального барьера p - n -перехода исследуемого выпрямительного диода, проведя, как показано на рис.5 б, касательную к характеристике в области больших значений тока.

В области больших значений напряжения смещения диода в прямом направлении ток от напряжения зависит практически линейно. Величина отрезка V , отсекаемого касательной, равна контактной разности потенциалов.

6. Построить для туннельного диода зависимость тока от напряжения. Сравнить полученную зависимость с зависимостью тока от напряжения для выпрямительного диода.

7. Из графика зависимости $I = f(V)$ туннельного диода определить величины V_{\max} , V_{\min} , I_{\max} .

8. По полученным данным оценить положение уровня Ферми относительно зоны проводимости

$$E_F - E_C = \frac{|e|V_{\min}}{2},$$

положение максимума функции распределения электронов (дырок) $n(E)$, $p(E)$ относительно уровня Ферми

$$E_F - E_m = \frac{|e|V_{\max}}{2}.$$

Сравнить полученное значение $E_F - E_m$ с рассчитанным по формуле (14)

$$\delta E' = E_F - E_m \approx 1,1kT.$$

9. Изобразить с соблюдением масштаба по энергии энергетическую диаграмму p - n -перехода туннельного диода (ширина запрещенной зоны германия $E_g = 0,67$ эВ).

10. Оценить концентрацию носителей заряда в вырожденном полупроводнике, используя выражение (12). Эффективную массу

m электрона положить равной $0,5 m_0$ (m_0 – масса покоя электрона).

Дополнительное задание

Оценить вероятность D туннельного перехода электронов через p – n –переход туннельного диода по формуле (10), считая форму барьера близкой к треугольной. При оценке использовать типичные параметры германиевого туннельного диода: ширина запрещенной зоны $E_g = 0,67$ эВ; ширина p – n –перехода $l = 2,0$ нм; площадь перехода $S = 10^{-7}$ м².

Сравнить полученный результат с оценкой, полученной в предположении, что потенциальный барьер p – n –перехода имеет прямоугольную форму. Высоту барьера положить равной

$$U_0 = (E_F - E_C) + E_g = \frac{|e|V_{\min}}{2} + E_g,$$

энергию электрона –

$$E = E_m - E_C = \frac{|e|(V_{\min} - V_{\max})}{2}.$$

Рекомендуемая форма представления результатов работы

Ширина запрещенной зоны германия при комнатной температуре $E_g = 0,67$ эВ.

Ширина p – n –перехода туннельного диода $l = 2,0$ нм.

Характерные точки вольтамперной характеристики туннельного диода:

$$\begin{array}{ll} V_{\max} = & I_{\max} = \\ V_{\min} = & I_{\min} = \end{array}$$

Энергетическое расстояние между уровнем Ферми и энергией, соответствующей максимуму функции распределения электронов

$$\begin{array}{l} E_F - E_m = \\ \delta E' = \end{array}$$

Энергетическое расстояние между уровнем Ферми и дном зоны проводимости

$$E_F - E_C =$$

Концентрация носителей в зонах вырожденного p - n -перехода
 $n =$

Вероятность туннелирования электронов через потенциальный барьер в туннельном диоде:

а) треугольной формы

$$D =$$

б) прямоугольной формы

$$D =$$

Контактная разность потенциалов и высота потенциального барьера в выпрямительном диоде

$$V_K =$$

$$U_K =$$

4. ВОПРОСЫ ДЛЯ ДОПУСКА К РАБОТЕ

1. Сформулируйте цель работы.
2. Дать определение туннельного эффекта.
3. Какая величина называется вероятностью перехода?
4. Описать порядок снятия вольтамперной характеристики туннельного диода.
5. Описать порядок снятия вольтамперной характеристики выпрямительного диода.
6. Пояснить порядок обработки результатов измерений и построения энергетической диаграммы туннельного диода.

5. ВОПРОСЫ ДЛЯ ЗАЩИТЫ РАБОТЫ

1. Пояснить, используя соотношение Гейзенберга, прохождение микрочастицей потенциального барьера.
2. Пояснить квантовомеханическое толкование туннельного эффекта.
3. Записать формулу коэффициента прозрачности потенциального барьера.
4. Привести примеры явлений, в основе которых лежит туннелирование частиц.
5. Пояснить принцип действия туннельного диода.
6. Дать качественное описание вольтамперной характеристики туннельного диода.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 4 ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И ОПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК СВЕТОДИОДОВ НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ

1. Цель работы: изучить зависимость светового потока и световой эффективности белого светодиода от температуры p - n перехода.

2. Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки представлена на рисунке 3.1. Она состоит из люксметра 1, исследуемого светодиода 2 нагревателя 3, лабораторного источника питания со встроенным амперметром и вольтметром 4, источника питания нагревателя 5, термопарного измерителя температуры 6.

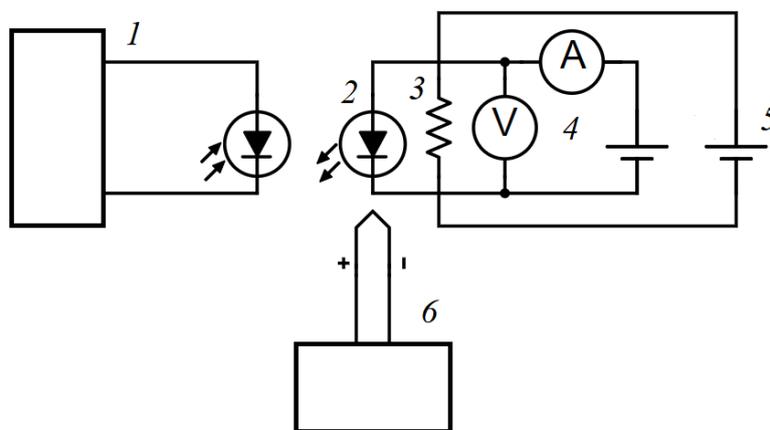


Рисунок 2.1 – Схема экспериментальной установки для исследования температурной зависимости светового потока светодиода.

1 – люксметр; 2 – светодиод; 3 – нагреватель; 4 – источник питания светодиода; 5 – источник питания нагревателя; 6 – термопарный измеритель температуры.

3. Теоретическая часть.

Под влиянием температуры изменяются практически все фундаментальные характеристики светодиодов, указываемые в спецификациях производителем только при комнатных температурах и составляющие основу для указанного проектирования, в то время как устройства на этих светодиодах, как правило, работают в широком диапазоне температур.

Причины возникновения проблемы влияния температуры на параметры излучения светодиодов в несколько неравных пропорциях разделяются на две части — внешние и внутренние факторы изменения тепловых условий функционирования излучающего кристалла. Работа светодиода связана с протеканием электрического тока через p - n -переход кристалла и рекомбинацией носителей зарядов. Поэтому всегда, какой бы ни была температура окружающей среды, существует влияние собственного нагрева кристалла, кристаллодержателя и других частей конструкции на весь комплекс параметров светодиода. Оно, безусловно, непрерывно накладывается на внешние факторы изменения температуры и прямо пропорционально зависит от динамики потребления электрической мощности светодиодом. В итоге получается очень сложная температурная характеристика

работающего светодиода, учитывающая и сочетающая все перечисленные факторы. Избыточное тепло непосредственно влияет как на текущую эффективность, так и на изменение эффективности с течением времени наработки. Кратковременные (обратимые) эффекты - это смещение цвета и снижение светоотдачи, в то время как долговременный эффект – это ускоренное снижение светового выхода и тем самым сокращение срока полезного использования светодиода.

Влияние температуры на длину волны излучения кристалла светодиода и падение напряжения на нем

Основным элементом сформированного *p-n*-перехода является запрещенная зона, где происходит рекомбинация носителей зарядов. Представляя из себя энергетический барьер для зарядов, который они должны преодолеть для того, чтобы рекомбинировать с носителем противоположного знака, запрещенная зона с ее характеристиками определяет параметры этой рекомбинации, таким образом формируя характеристики результатов актов рекомбинации — оптического и теплового излучений. Поэтому температурные зависимости ширины запрещенной зоны будут вносить подавляющий по значимости вклад в изменения колориметрических (спектральный состав), энергетических и электрических (прямое падение напряжение на *p-n* переходе светодиода V_f) характеристик светодиода.

Изменение ширины запрещенной зоны при изменении температуры связано с двумя эффектами: термическим расширением кристаллической решетки кристалла и рекомбинацией с участием кванта теплового излучения — фонона. Влияние термического расширения решетки обеспечивает примерно 25% наблюдаемой температурной зависимости. Теоретический расчет вклада, даваемого этим эффектом, показывает, что ширина запрещенной зоны при высоких температурах меняется линейно с температурой. У большинства полупроводников значение E_g уменьшается с ростом температуры (рис. 3.1).

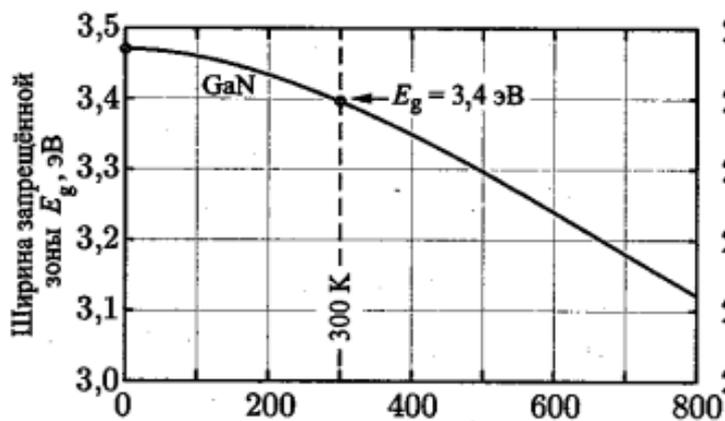
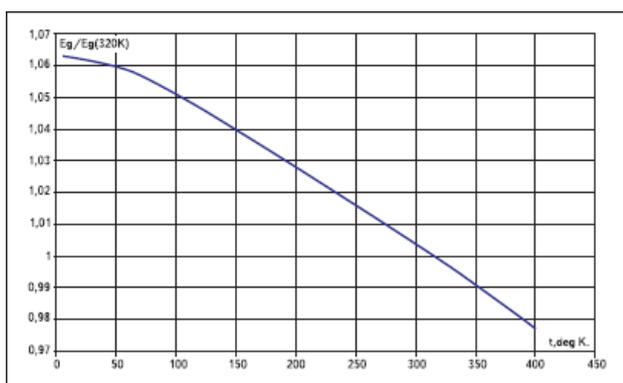


Рис. 3.1. Тенденция изменения ширины запрещенной зоны большинства полупроводников группы $A^{III}B^V$ в зависимости от температуры (а), ширина запрещенной зоны для GaN в зависимости от температуры (б).

Температурная зависимость ширины запрещенной зоны полупроводника может быть описана формулой, часто называемой формулой Варшни (Varshni, 1967)

$$Eg(T) = Eg(0K) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta}$$

Материал	$Eg(0K)$	$\alpha \cdot 10^{-4}$ [эВ/К]	$\beta(K)$	Критерий применимости
AlN	6,026	18,0	1462	$T \leq 300$ К
GaN	3,47	7,7	600	$T \leq 600$ К
GaP	2,34	6,2	460	$T \leq 1200$ К
GaAs	1,519	5,41	204	$T \leq 1000$ К
GaSb	0,813	3,78	94	$T \leq 300$ К
InN	1,994	2,45	624	$T \leq 300$ К
InP	1,425	4,50	327	$T \leq 800$ К
InAs	0,415	2,76	83	$T \leq 300$ К
InSb	0,24	6,0	500	$T \leq 300$ К
Si	1,170	4,73	636	$T \leq 1000$ К
Ge	0,744	4,77	235	$T \leq 700$ К

Уменьшение ширины запрещенной зоны приводит к смещению максимума излучения в **длинноволновую область** спектра (рис. 3.2).

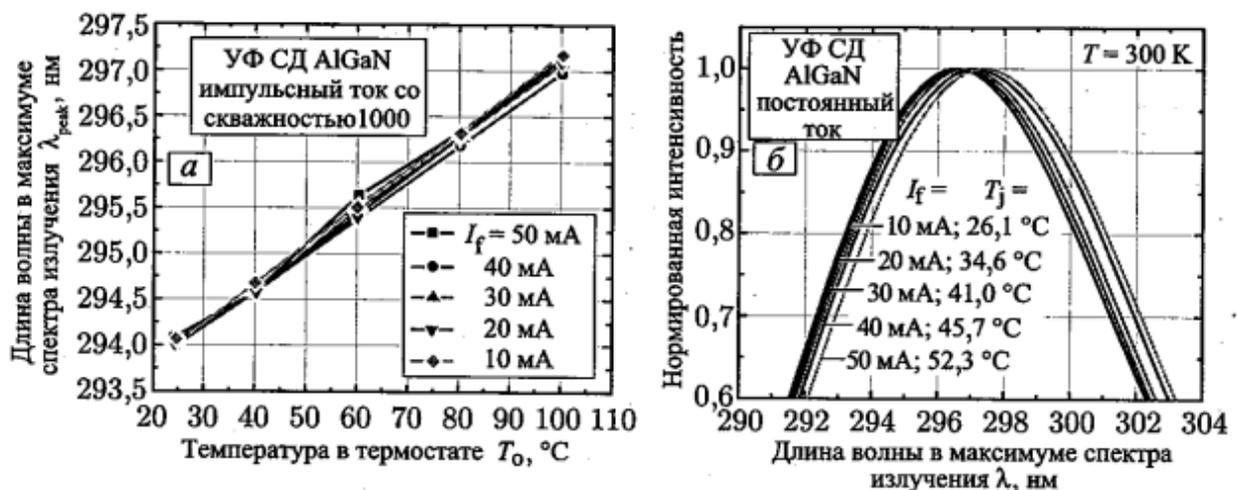


Рис. 3.2. Зависимость длины волны в максимуме спектра излучения от температуры в термостате (окружающей среды) для светодиода AlGaN УФ диапазона свечения в импульсном режиме со скважностью 1000 (а). Спектры излучения и температуры переходов при разных значениях постоянного тока (б).

Изменение ширины запрещенной зоны определяет также температурное изменение напряжения на диоде. Температурная зависимость прямого падения напряжения на $p-n$ переходе светодиода V_f напрямую связана с температурной зависимостью Eg .

$$\frac{dV_f}{dT} = \underbrace{\frac{k}{e} \cdot \ln \left(\frac{N_D \cdot N_A}{N_c \cdot N_v} \right)}_{(1)} - \underbrace{\frac{\alpha T \cdot (T + 2\beta)}{e \cdot (T + \beta)^2}}_{\frac{1}{e} \cdot \frac{dE_g}{dT}} - \underbrace{\frac{3k}{e}}_{(2)},$$

где член (1) обусловлен температурной зависимостью (n_i), член (2) - температурной зависимостью плотности состояний. Это уравнение очень полезно для определения коэффициентов зависимости прямого напряжения светодиода от температуры (ТКН). Приведенные в работах (Xi et al., 2004, 2005) расчетные значения для GaN светодиодов ($dV_f/dT = -1,76$ мВ/К) хорошо согласуются с экспериментальными данными (-2,3 мВ/К). Расхождения между теоретическими и экспериментальными результатами можно объяснить температурным коэффициентом удельного сопротивления нейтральных областей, уменьшающимся с ростом температуры (Xi et al., 2005). Величина ТКН различных типов диодов изменяется в пределах -1 до 3,5 мВ/К. На рис. 3.3 показан сдвиг ВАХ вызванный повышением температуры.

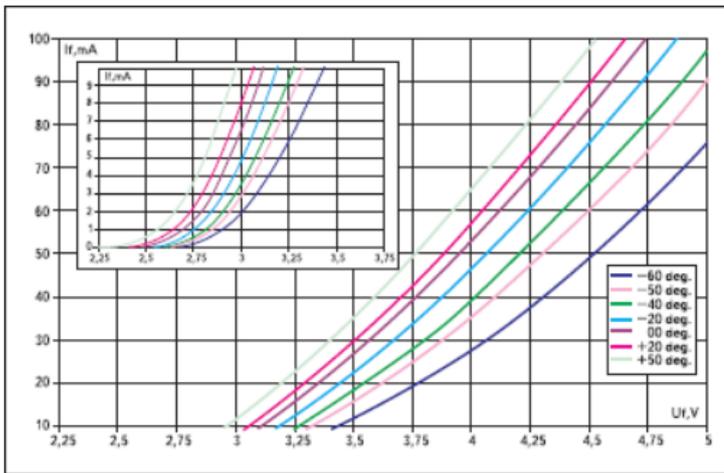


Рис. 3.3. Вольт-амперные характеристики светодиодов на основе InGaIn/AlGaIn/GaN при различных температурах окружающей среды. На вставке — участки характеристики до 10 мА; Зависимость прямого напряжения от температуры в термостате, полученная для светодиода УФ-диапазона AlGaIn в импульсном режиме со скважностью 1000 (б)

Влияние температуры на световой поток

Световой выход (внешний квантовый выход) различных цветных монохромных светодиодов по-разному зависит от изменения температуры. Так, наиболее чувствительны к температуре **янтарные и красные светодиоды**, и **наименее чувствительны - синие** (рис. 3.4).

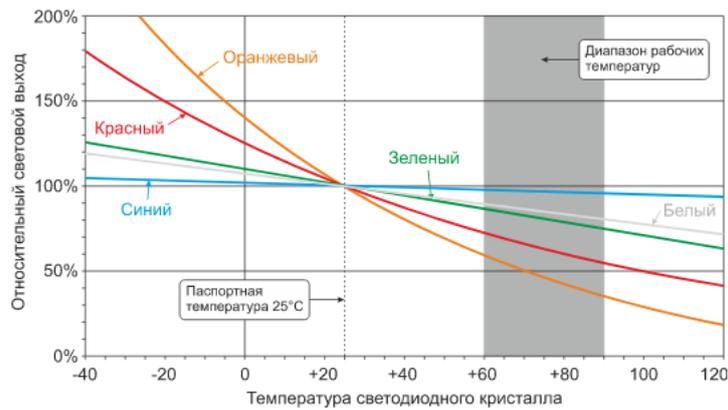


Рис. 3.4. Зависимость относительного квантового выхода от температуры окружающей среды для различных светодиодов.

Внешний квантовый выход (η_e) помимо внутреннего квантового выхода (η_q), учитывает коэффициент инжекции пар в активную область (γ) и коэффициент вывода света во внешнюю среду η_o :

$$\eta_e = \eta_q \cdot \gamma \cdot \eta_o$$

Большой вклад в снижение внешнего квантового выхода будет вносить носящая конкурирующий характер безизлучательная рекомбинация в результате которой снижается внутренний квантовый выход (η_q). Это справедливо для идеализированных структур. Безусловно, на практике снижение квантового выхода гораздо больше и носит более выраженный характер из-за наличия дефектов, неизбежно возникающих при эпитаксии (выращивании кристаллов) в виде неравномерности распределения легирующих примесей и при монтаже кристаллов (контактные явления). Как правило, подобные эффекты накладываются друг на друга и лишь усугубляют результат изменения температуры.

Стационарная интенсивность люминесценции I_ϕ связана с температурой соотношением:

$$(I_\phi^{-1}) \sim 1 + \frac{\nu_0}{\nu_1} \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right),$$

где ν_0 – частота безизлучательных переходов; ν_1 – частота излучательных переходов. Так для красных светодиодов на InP интенсивность люминесценции падает почти в 10 раз при нагреве от 20 °C до 140 °C.

Эти индивидуальные температурные зависимости могут привести к заметным сдвигам цвета в системах на основе RGB, если рабочая температура отличается от рекомендуемой. Производители светодиодов тестируют и сортируют (бинуют) свою продукцию по яркости и цвету на основании фотометрических измерений в определенных условиях - при подаче 25 миллисекундного мощного импульса при фиксированной температуре в 25 °C. За время действия импульса, температура чипа практически не меняется. В рабочем режиме, при постоянном токе при комнатной температуре и применении технических мер к снижению температуры, температура светодиода чипа, как правило, 60 °C или выше. Поэтому белые светодиоды будут обеспечивать, по крайней мере, на 10% меньше света, чем указано производителем, а сокращение светового потока

для светодиодов с недостаточным теплоотводом или работающих при повышенных температурах может быть значительно выше.

Учитывая, что преобразование электрической энергии в световую в белых светодиодах происходит с использованием люминофора, возбуждаемого излучением $p-n$ -перехода в сине-фиолетовом участке диапазона спектра видимого излучения и формирующего вторичное световое излучение в желто-оранжевом диапазоне, многие оптические параметры (цветовая температура и эффективность оптического преобразования) зависят от баланса мощностей этих спектральных составляющих, а также от долговечности и эффективности работы люминофора. Его свойства изменяются с ростом температуры, поэтому поддержание температуры излучающей поверхности светодиода и люминофора в заданных пределах в процессе эксплуатации является одним из важнейших условий их долговременной безотказной работы. В соответствии с характеристиками мощных светодиодов, повышение температуры люминофора снижает энергетическую эффективность излучения (рис. 3.5) и повышает цветовую температуру за счет нарушения баланса между первичным и вторичным излучениями (рис. 3.6)

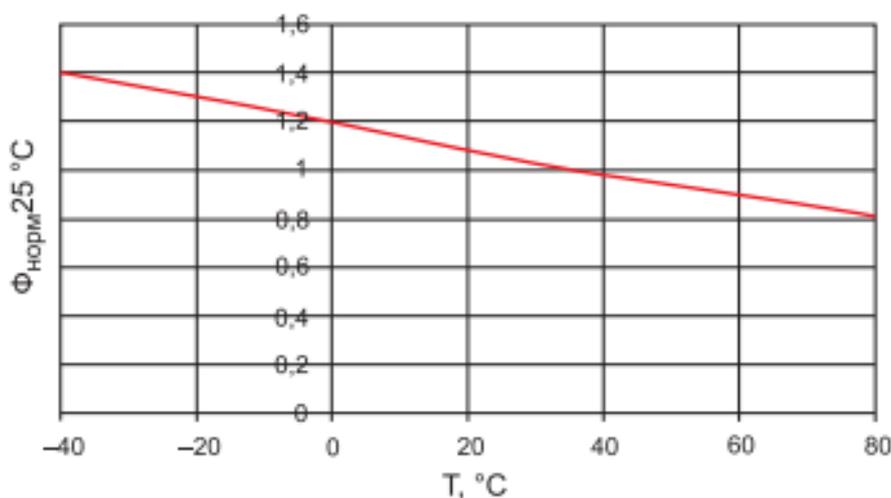


Рис. 3.5. Зависимость относительного квантового выхода от температуры окружающей среды для светодиодов с люминофорами.

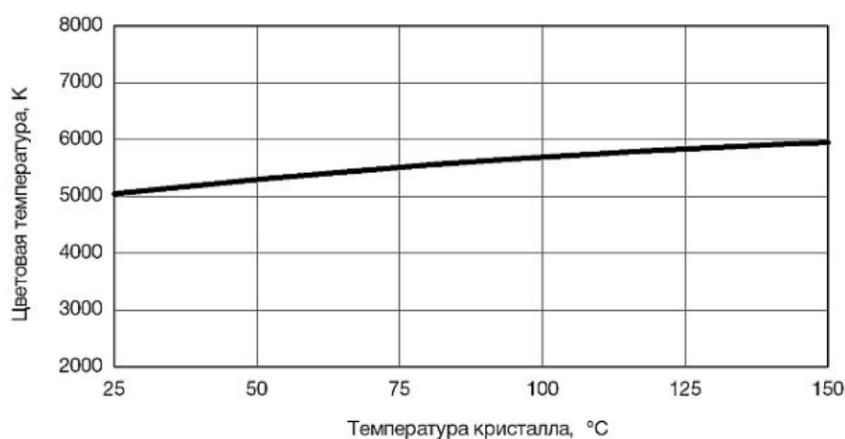


Рис. 3.6. Зависимость цветовой температуры от температуры кристалла светодиода холодного белого света.

Обобщая вышесказанное можно сказать, что с ростом температуры интенсивность излучения полупроводниковых источников света уменьшается. Это происходит из-за:

- безызлучательной рекомбинации через глубокие примесные уровни;
- рекомбинация на поверхности;
- потери носителей в барьерных слоях гетероструктур;
- снижения квантовой эффективности люминофора;
- увеличения сопротивления омических контактов.

Температурную зависимость интенсивности излучения светодиодов описывают следующей зависимостью:

$$I = I|_{300K} \cdot \exp\left(-\frac{T - 300}{T_1}\right),$$

где T_1 - характеристическая температура конкретного светодиода. Предпочтительнее, чтобы характеристическая температура была достаточно высокой, поскольку этому соответствует слабая температурная зависимость.

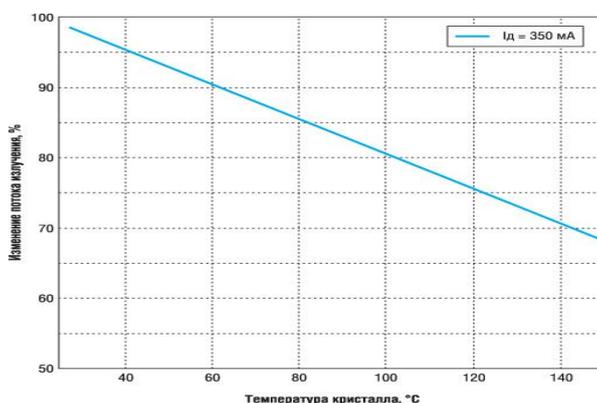


Рис.3.7. Относительное изменение светового потока светодиода в зависимости от температуры кристалла.

Светодиоды обладают своими, индивидуальными, зависимостями интенсивности излучения от температуры. На рисунке 3.7 в качестве примера показана зависимость светового потока белого светодиода *Cree XLamp XR-E* от температуры кристалла при токе 350 мА.

При этом температура $p-n$ перехода кристалла ($T_{пер}$) определяется суммой температуры окружающей среды (T_a) и произведения теплового сопротивления (R_{j-a}) на мощность рассеяния (P_d):

$$T_{пер} = (T_a + (R_{j-a} \cdot P_d))$$

Тепловое сопротивление R_{j-a} состоит из нескольких составляющих, основными из них являются: тепловое сопротивление переход-корпус R_{j-p} (тепловое сопротивление от активной области кристалл до места «пайки» корпуса к радиатору) и теплового сопротивления радиатора R_{h-a} . В среднем температура $p-n$ перехода оказывается на 20 – 80 С больше температуры окружающей среды. Особенно заметно это разница при высоких

температурах, когда увеличение температуры T_a приводит к цепной реакции: снижается внутренний квантовый выход (η_q), происходит рост тока, при этом уменьшение падения напряжения на светодиоде V_f не приводит к пропорциональному уменьшению мощности, охлаждающая способность кристаллодержателя (конструкции светодиода) значительно снижается из-за малой разницы внешней и внутренней температур, исчерпывая в пределе лимит теплоемкости, в результате происходит лавинообразный рост температуры. На низких температурах это сказывается мало: более влиятельным фактором оказывается внешняя низкая температура, а перегрев кристалла относительно нее (T_a) становится менее заметным и не приводит к существенной разнице в поведении кривой $V_f(T_a)$, несмотря на увеличивающуюся потребляемую электрическую. Это можно объяснить значительным увеличением внешнего квантового выхода (рис. 3.4) при этих температурах, что приводит к уменьшению выделения тепла при рекомбинации.

Перегрев кристаллов и смещение спектра еще более в сторону синего в совокупности с уменьшением светового потока воспринимается как заметное ослабление света.

Время непрерывной работы при повышенной температуре значительно ускоряет необратимый процесс снижения яркости (деградацию), что приводит в итоге к сокращению срока службы. График на рис. 3.8 показывает световой поток в течение долгого времени (экспериментальные данные до 10000 часов и экстраполяция за ее пределами) для двух одинаковых светодиодов при одинаковом токе, но с разницей температуры чипа в 11°C . Расчетный срок службы (определяется снижением светового потока до уровня 75% от первоначального) уменьшился с ориентировочно 37000 часов, до 16000 часов при повышении температуры на 11°C .

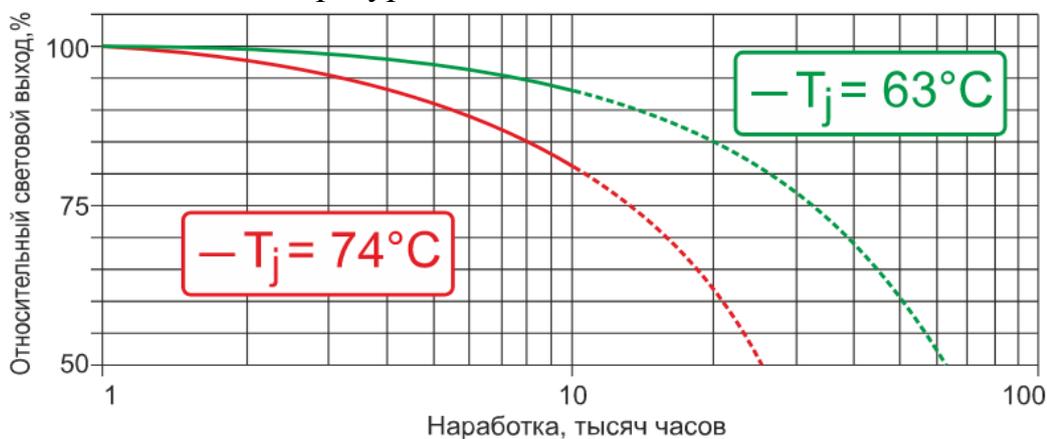


Рис. 3.8. График зависимости светового потока от времени наработки

Величиной сокращения долговечности за счет развития дефектов при повышении температуры от T_1 к T_2 служит коэффициент ускорения:

$$K_y^T = \frac{t_1}{t_2} = \exp \left[\frac{E_a}{k} \left(\frac{1}{T_1 + P_1 \times \theta_1} - \frac{1}{T_2 + P_2 \times \theta_2} \right) \right],$$

где верхний индекс T показывает влияние температуры; t_1, t_2 – среднее время наработки на отказ при температуре T_1, T_2 соответственно; T_1, T_2 – нормальная и повышенная температура соответственно; E_a – энергия активации для наблюдаемого

процесса старения; P_1 , P_2 — рассеиваемая мощность на переходе; θ_1 , θ_2 — термические коэффициенты сопротивления «переход-окружающая среда».

На рис. 3.9 приведены графики зависимости коэффициента ускорения K от температуры для различных значений энергии активации, примерно такую величину энергии активации имеют и светодиоды работающие в красной, зеленой и инфракрасной области спектра (рис. 3.9).

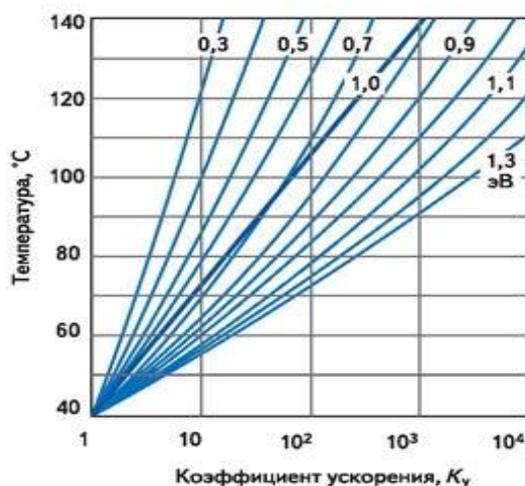


Рис. 9. Зависимость коэффициента ускорения K от температуры для различных значений энергии активации

4. Порядок выполнения работы

Перед началом выполнения экспериментальной части необходимо внимательно изучить настоящее описание работы и ответить на контрольные вопросы.

Ознакомиться с экспериментальной установкой на принципиальной схеме и на макете.

Задание на работу:

1. Исследовать: вольт-амперную и вольт-яркостную характеристику светодиода в диапазоне от 0 до 3,5 В. Для построения зависимости необходимо измерить не менее 15 - 30 экспериментальных точек. Особенно тщательно проводить измерения при малых токах.
2. Построить: зависимость тока протекающего через светодиод от падения напряжения (вольтамперную характеристику ВАХ), зависимость светового потока от падения напряжения (вольт-яркостную характеристику ВЯХ), зависимость светового потока от тока протекающего через светодиод (люмен-амперную характеристику), зависимость светоотдачи от мощности подаваемой на светодиод.
3. Используя график ВАХ определить ширину запрещенной зоны (энергетический зазор) материала квантовой ямы графическим методом.
4. Рассчитать длину волны излучения кристалла светодиода λ .
5. Построить зависимость длины волны излучения и ширины запрещенной зоны (энергетического зазора) от температуры. Определить коэффициент

зависимости прямого напряжения светодиода от температуры dV_f/dT (ТКН). Сравнить полученный ТКН со значением ТКН для GaN.

6. Рассчитать и построить зависимость температуры кристалла от тока для температуры $T=25\text{ }^{\circ}\text{C}$ и $T=80-85\text{ }^{\circ}\text{C}$
7. Рассчитать сокращение долговечности светодиода при температуре $85\text{ }^{\circ}\text{C}$ относительно комнатной температуры. Тепловое сопротивление взять из справочных данных и принять не зависящим от температуры. Энергию активации принять равной $0,8\text{ эВ}$.

Контрольные вопросы

1. Принцип работы светодиода.
2. Порядок проведения измерений.
3. Как влияет температура $p-n$ перехода светодиода на его срок службы?
4. Как влияет температура $p-n$ перехода светодиода на световой поток?
5. Что является причиной нагрева светодиода?