

КАЗАНСКИЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ЗЕЛЕНОДОЛЬСКИЙ ФИЛИАЛ

ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ ПО КУРСАМ

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА

**Определение ширины запрещенной зоны
полупроводника по фотоэмиссии**

Зеленодольск - 2012

Печатается по решению учебно-методической комиссии Зеленодольского филиала КФУ.

УДК 537.635; 537.611.43.

Методическое пособие к лабораторным работам по атомной и ядерной физике «Определение ширины запрещенной зоны полупроводника по фотоэмиссии». – Зеленодольск, 2012. – 32 с.

Данное методическое пособие предназначено для студентов третьего курса физико-математического факультета Зеленодольского филиала КФУ, специализирующихся по радиофизике. В нем изложены основы теории, описание установки и методика выполнения лабораторной работы по изучению профиля эмиссионной линии излучения полупроводников. Лабораторная установка разработана в НТЦ Владис.

Составители: Дыганов А.Г.
Закиров А.Р.
доц. Аникеенок О.А.
доц. Насыров И.А.
доц. Изотов В.В.

Рецензент: Профессор кафедры промышленной электроники
Казанского государственного энергетического
университета, д.ф.-м.н. Уланов В.А.

Содержание:

Введение.	3
1. Физика явления и эксперимент.	
1.1. Приборы и принадлежности.	3
1.2. Общие положения.	3
1.3. Описание установки.	6
1.4. Порядок выполнения работы.	6
Контрольные вопросы и задания.	9
Приложение 1.	9
2. Элементы зонной теории полупроводников.	
2.1. Функции Блоха и уровни энергии.	10
2.2. Распределение электронов.	12
2.3. Поглощение света полупроводниками.	15
2.4. Спонтанное излучение полупроводников.	16
3. Полупроводниковые светодиоды.	
3.1. Электролюминесценция.	20
3.2. Распределение носителей.	21
3.3. Рекомбинация и квантовый выход.	24
3.4. История создания.	27
Приложение 2.	31
Литература.	31

Лабораторная работа X.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ШИРИНЫ ЗАПРЕЩЁННОЙ ЗОНЫ ПОЛУПРОВОДНИКА ПО ФОТОЭМИССИИ.

Цель работы – получить с помощью дифракционного монохроматора профиль эмиссионной линии излучения полупроводникового лазера и светодиода. Рассчитать ширину запрещенной зоны эмиссионного участка полупроводника.

Приборы и принадлежности (в составе лабораторного комплекса ЛКК-4): дифракционный монохроматор МУМ-1-01, измерительная система ИСК-2-02, мультиметр DT-830B, светодиод КИПД-40.

Общие положения.

Светоизлучающий диод (светодиод) – полупроводниковый прибор, преобразующий электрическую энергию в энергию оптического диапазона. Его работа основана на явлении инжекционной электролюминесценции, происходящей в полупроводниковом кристалле с электронно-дырочным переходом. Излучение светодиодов некогерентно.

Инжекцией носителей заряда называется введение носителей заряда через пониженный под действием прямого напряжения потенциальный барьер в область, где эти носители являются неосновными.

Принцип работы светодиодов заключается в следующем. Если концентрация электронов в n-области больше, чем концентрация дырок в p-области т.е. $n_n > p_p$, то при прямом напряжении происходит инжекция электронов из n-области в p-область. Инжектированные электроны рекомбинируют с основными носителями, в данном случае с дырками p-области. Рекомбинирующие электроны переходят с более высоких энергетических уровней зоны проводимости, близких к ее нижней границе, на более низкие уровни, расположенные вблизи верхней границы валентной зоны (рис. 1). При этом выделяется фотон, энергия которого почти равна ширине запрещенной зоны $\Delta E \approx \Delta W$, т.е.

$$h\nu = \frac{hc}{\lambda_m} \approx \Delta W \quad (1)$$

где h – постоянная Планка, c – скорость света, λ_m – длина волны, при которой интенсивность излучения максимальна.

Часть рекомбинаций заканчивается выделением энергии в виде элементарных квантов тепловых колебаний кристаллической решетки. Соотношение между излучательными и безызлучательными рекомбинациями характеризует внутренний квантовый выход структуры.

Германий и кремний не используются в светодиодах, так как у них ширина запрещенной зоны слишком мала. Для современных светодиодов применяют главным образом фосфид галлия GaP и карбид кремния SiC, а также некоторые тройные соединения, называемые твердыми растворами, состоящие из галлия, алюминия и мышьяка (GaAlAs) или галлия, мышьяка и фосфора (GaAsP) и других соединений. Внесение в полупроводник некоторых примесей позволяет получить свечение различного цвета.

Помимо светодиодов, дающих видимое свечение, выпускаются светодиоды инфракрасного (ИК) излучения, изготавливаемые преимущественно из арсенида галлия GaAs, и ультрафиолетового (УФ) излучения (p-n-гетероструктуры типа InGaN или AlGaN). Они применяются в фотореле и различных датчиках.

Инжекционный полупроводниковый лазер представляет собой полупроводниковый диод, две плоскопараллельные грани которого служат зеркалами оптического резонатора. Этим лазерный диод отличается от светодиода. Излучение лазерного диода когерентно.

Спектр излучения представляют либо в виде горизонтальной цветовой полосы, либо в виде таблицы, либо в виде графика зависимости интенсивности от длины волны. Светодиоды и лазерные диоды характеризуют шириной спектра излучения.

Ширина спектра излучения – это величина, определяющая степень монохроматичности излучения квантовых систем.

Обычно под шириной спектральной линии подразумевают расстояние между точками ее контура (на графике – λ_1 и λ_2), соответствующими интенсивности, равной половине максимальной. Эту величину иногда называют «полушириной линии». По значению полуширины линии можно оценить погрешность определения ширины запрещенной зоны:

$$\Delta(\Delta E) = \frac{hc}{2} \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) \quad (2)$$

Светодиоды имеют ширину спектра в интервале от 10 до 50 нм, лазерные диоды – от 0,1 до 10 нм. Примеры спектров приведены на рис. 2 и рис. 3.



Рис. 1. Излучение при рекомбинации.

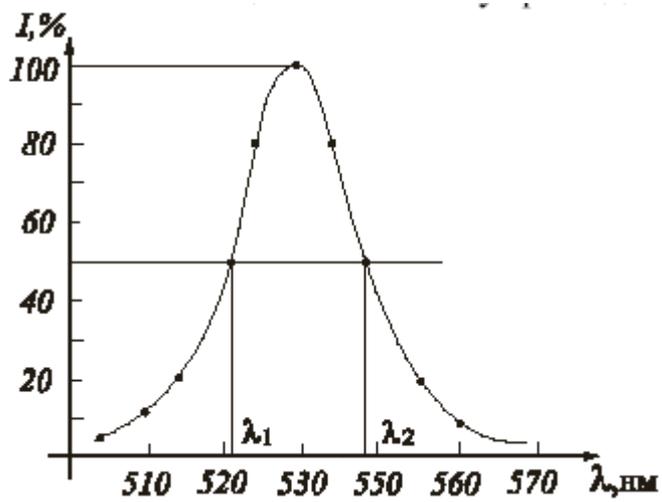


Рис. 2. Спектр излучения светодиода.

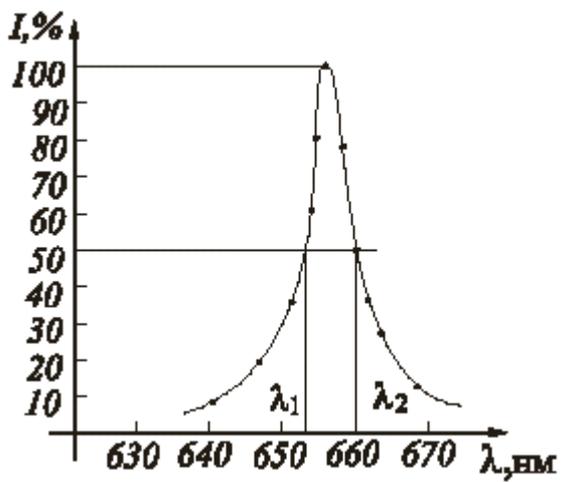


Рис. 3. Спектр излучения лазера.

Описание установки.

Монохроматор универсальный малогабаритный (МУМ) предназначен для выделения монохроматического излучения, исследования источников света, приемников излучения, решения аналитических задач и других работ в области спектра 300...900 нм.

Рабочий диапазон длин волн: 300...900 нм.

Погрешность показаний счетчика длин волн: $\pm 0,1$ нм.

Монохроматор имеет самофокусирующую вогнутую отражательную штриховую дифракционную решётку с переменным шагом, которая разлагает падающее на неё из входной щели излучение в спектр первого порядка и фокусирует изображение входной щели на выбранной длине волны на плоскость выходной щели монохроматора, где оно засвечивает фоторезистор. Выбор длины волны осуществляется поворотом дифракционной решётки по отношению к направлению на входную щель, который производится ручкой управления, расположенной на передней панели прибора. Отсчёт длины волны ведётся в нанометрах с точностью до 0,1 нм.

Порядок выполнения работы.

Определение ширины запрещенной зоны светодиода.

1. Подготовьте установку для проведения эксперимента (см. стр. 11 и далее паспорта и технического описания ЛКК-4).

2. Снять зависимость интенсивности излучения от длины волны красного светодиода, в интервале от 550 до 750 нм с шагом 1 нм для трех значений тока.*

3. Построить профиль эмиссионной линии излучения: $I = f(\lambda)$.

4. По графику определить значение длины волны λ_m , при которой интенсивность излучения максимальна.

5. Рассчитать ширину запрещенной зоны по формуле (1).

6. Определить ширину эмиссионной линии на уровне половины ее максимальной интенсивности (см. рис. 2): $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$.

7. Рассчитать абсолютную погрешность определения ширины запрещенной зоны по формуле (2). Рассчитать относительную погрешность измерений.

*Прим.: Эксперимент проводится с использованием фотоприемника (эксперимент без использования фотоприемника см. стр. 13 паспорта ЛКК-4).

Методика эксперимента. Продолжение.

Характеристики светодиода.

Пороговое напряжение $U_{ПОР}$, при котором светодиод начинает излучать, примерно соответствует ширине запрещенной зоны ΔW полупроводника и частоте излучения ω :

$$eU_{ПОР} \approx \Delta W \approx \hbar\omega .$$

Измерив пороговое напряжение и частоту излучения, определим ширину запрещенной зоны и постоянную Планка. Используется светодиод красного свечения на основе арсенида галлия.

Пороговое напряжение можно определить по вольтамперной характеристике или визуально по началу свечения. Частоту излучения определяют по максимуму спектральной характеристики излучения.

Эксперимент.

Подготовьте установку для проведения эксперимента (см. стр. 11 и далее паспорта и технического описания ЛКК-4).

Подключите вольтметр к гнездам “ $U_{СД}$ ” для измерения напряжения на светодиоде или к гнездам “ I ” для измерения тока через светодиод. Гнезда “ I ” подключены к резистору сопротивлением $R_{ЭТ} = 100 \text{ Ом}$, включенному последовательно со светодиодом. Измерив напряжение U_I на этих гнездах, находим ток:

$$I = U_I / R_{ЭТ} .$$

Включите светодиод тумблером “СД”, установите максимальный ток регулятором “РЕГ.ТОКА” и направьте излучение на входную щель монохроматора с помощью поворотного зеркала.

Определите визуально максимальную и минимальную длину волны видимого в монохроматоре излучения. Зафиксируйте значения тока и напряжения. Установите минимальный ток, при котором возможно визуальное наблюдение и зафиксируйте длину волны излучения. Проведите те же измерения при промежуточном значении тока.

Эксперимент.

U_{CD} В	U_I В	I мА	$\lambda_{МАКС}$ нм	$\lambda_{МИН}$ нм	$\langle \lambda \rangle$ нм	$\langle \omega \rangle$ c^{-1}	Примечание
							Макс. ток
							Мин. ток

Оценки: $\Delta W = \underline{\hspace{2cm}}$ эВ, $\hbar = eU_{CD} / \langle \omega \rangle = \underline{\hspace{2cm}}$ Дж · с.

Постройте графики зависимости интенсивности излучения от длины волны, вольтамперную характеристику, определите значение порогового напряжения.

Контрольные вопросы и задания.

Подготовка к работе (ответы представить в письменном виде).

1. В чем состоит цель работы?
2. Какие величины Вы будете измерять непосредственно?
3. Какие приборы Вы будете использовать при выполнении работы?
4. Какие графики нужно построить по результатам работы?
5. Запишите формулу, по которой рассчитывается ширина запрещенной зоны.

Поясните смысл обозначений.

Защита работы (ответы представить в письменном виде).

1. Каково назначение монохроматора?
2. Что называется светодиодом?
3. Что называется шириной запрещенной зоны?
4. Что называется шириной спектра излучения? Что она характеризует?
5. Сравните ширину эмиссионной линии лазерного диода и светодиодов.

Сделайте вывод.

Приложение.

Видимый диапазон оптического излучения :		350... 800 нм.			
Некоторые линии атласа спектра неона :					
Положение и окраска линии.		Длина волны, нм.		Относительная яркость.	
1.	Сине-зеленая одинокая.	485.9	0		
2.	Зеленая правая из пяти равноудаленных линий.	503.1	1		
3.	Зеленая правая из двух близких линий.	533.0	3		
4.	Зеленая	540.0	4		
5.	Светло-зеленая	576.0	2		
6.	Желтая	585.2	9		
7.	Оранжевая	594.5	7		
8.	Красно-оранжевая правая из двух близких линий.	614.3	9		
9.	Ярко-красная	640.2	9		

Лабораторная работа X. Часть 2.

2.1. Функции Блоха и уровни энергии.

Волновая функция электрона в идеальном кристалле, обладающем трансляционной симметрией, может быть записана в виде

$$\psi_{\vec{k}}(\vec{r}) = u_{\vec{k}}(\vec{r}) \cdot \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r}) \quad (2.1)$$

где $u_{\vec{k}}(\vec{r})$ - периодические функции с периодом кристаллической решетки.

Волновые функции такого вида называют функциями Блоха, а постоянная распространения \vec{k} может служить “квантовым числом”, характеризующим состояние, описываемое такой волновой функцией.

Можно ввести вектор квазиимпульса \vec{p} , связанный с постоянной распространения (волновым вектором) \vec{k} , соотношением:

$$\vec{p} = \hbar\vec{k} \quad (2.2)$$

Квазиимпульс \vec{p} является интегралом движения (при движении электрона, находящегося в некотором состоянии (2.1), он остается постоянным), и так же, как и \vec{k} , его можно использовать в качестве “квантового числа”.

Поскольку на границах кристалла должны выполняться симметричные граничные условия, то постоянная распространения \vec{k} квантуется следующим образом:

$$k_i = 2\pi s / L_i \quad (2.3)$$

где $i = x, y, z$; s – целое число; L_i – длина кристалла в i -том направлении.

Объем в \vec{k} -пространстве, приходящийся на одно состояние электрона с данным значением \vec{k} , равно $8\pi^3 / V$, где $V = L_x L_y L_z$. В состоянии с данным значением \vec{k} могут находиться в соответствии с принципом Паули только два электрона с разными значениями спина. Следовательно полное число разрешенных электронных состояний, соответствующих значениям k в интервале от k до $k + dk$ равняется удвоенному объему шарового слоя с радиусом k и толщиной dk , деленному на объем, приходящийся на одно электронное состояние, т.е.

$$\rho(k)dk = \frac{k^2 V}{\pi^2} dk \quad (2.4)$$

В общем случае зависимость энергии электронов в полупроводниках от \vec{k} может быть очень сложной. Однако вблизи дна зоны проводимости энергию электрона E можно считать зависящей только от значения модуля волнового вектора $k = |\vec{k}|$, причем эта зависимость имеет вид:

$$E(k) = E_C + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e^*} \quad (2.5)$$

где m_e^* – постоянная, имеющая размерность массы. Ее значение не совпадает с массой свободного электрона $m_e^* \neq m_e$.

Энергетические зоны вида (2.5) обычно называют “сферическими”, т.к. поверхности равной энергии в \vec{k} - пространстве имеют в этом случае форму сфер. Зоны такой формы следует считать простейшей приближенной моделью реальных, значительно более сложных зон.

Аналогичным образом простейшей моделью вершины валентной зоны также является сферическая зона. Если максимум энергии $E(k)$ достигается в точке $k = 0$, то зависимость $E(k)$ имеет вид:

$$E(k) = E_V - \frac{\hbar^2 k^2}{2m_{eV}^*} \quad (2.6)$$

где m_{eV}^* – постоянная, имеющая размерность массы, но в общем случае отличающаяся от m_e^* , дополнительный индекс V означает, что этот коэффициент пропорциональности относится к валентной зоне.

Поскольку валентная зона почти полностью заполнена электронами, и в ней имеется лишь незначительное количество незаполненных (вакантных) состояний, то такие вакантные состояния удобно описывать как квазичастицы, получившие название дырок. Дыркам следует приписать положительный заряд $+e$ и эффективную массу $m_h^* = m_{eV}^*$.

На рис.2.1 показана типичная зависимость $E(k)$ для полупроводника с прямым переходом, т.е. для полупроводника, в котором минимуму зоны проводимости и

максимуму валентной зоны соответствует одно и то же значение волнового вектора \vec{k} .

На рисунке показан случай $m_h^* > m_e^*$, хотя возможна и противоположная ситуация.

Из выражения (2.4) для плотности состояний в \vec{k} -пространстве можно получить выражения для плотностей состояний в энергетическом пространстве в единице объема кристалла:

$$\rho_C(E) = \frac{1}{V} \rho(k) dk \frac{dk}{dE} = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_e^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} (E - E_C)^{1/2} \quad (2.7)$$

$$\rho_V(E) = \frac{1}{V} \rho(k) dk \frac{dk}{dE} = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_h^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} (E_V - E)^{1/2} \quad (2.8)$$

где индексы C и V соответствуют зоне проводимости и валентной зоне.

В формулах (2.7) и (2.8) использована взаимосвязь между k и E , следующая из формул (2.5) и (2.6).

2.2. Распределение электронов по уровням энергии.

В теории твердого тела объяснение ряда фундаментальных физических процессов и свойств основывается на модели свободного электронного газа Ферми - системы (совокупности) свободных невзаимодействующих электронов, подчиняющихся принципу Паули. В соответствии с такой моделью вероятность того, что состояние с энергией E занято электроном, дается распределением Ферми-Дирака $P_e(E, T)$ вида:

$$P_e(E, T) = \frac{1}{\exp[(E - E_F) / k_B T] + 1} \quad (2.9)$$

где E_F - энергия Ферми, T - температура, k_B - постоянная Больцмана.

Если абсолютная температура равна нулю ($T=0$), то функция $P_e(E, T)$ имеет вид ступенчатой функции: все уровни, энергия которых меньше E_F заняты электронами с вероятностью 1 ($P_e(E, T)=1$), а все уровни с энергией больше энергии Ферми незаняты ($P_e(E, T)=0$).

В металлах уровень Ферми попадает в разрешенную зону, которая, таким образом, оказывается частично заполненной электронами.

В диэлектриках или полупроводниках при $T=0$ последняя из зон, которая еще содержит электроны, целиком заполнена ими (эта зона называется валентной), а расположенная над ней зона пуста (эта зона называется зоной проводимости). Различие между диэлектриками и полупроводниками не носит принципиального характера и заключается лишь в величине ширины запрещенной зоны, отделяющей край (дно) зоны проводимости E_c от края (потолка) валентной зоны E_v .

Энергия запрещенной зоны, или ширина энергетической щели E_g равна разности энергий E_c и E_v :

$$E_g = E_c - E_v \quad (2.10)$$

К диэлектрикам обычно относят вещества с $E_g > 3$ эВ. Так, например, типичными диэлектриками являются алмаз и корунд, у которых величина E_g превышает 5 эВ. Значения величины запрещенной зоны для некоторых полупроводников приведены в таблице 2.2.

В термодинамически равновесной системе значение уровня Ферми в любой ее части одинаково. В неравновесной системе уровни Ферми валентной зоны и зоны проводимости могут отличаться.

На рис.2.2 изображены схемы энергетических зон в полупроводниках с проводимостью различных типов. Зоны, приведенные на схемах, имеют простейшую, “сферическую” форму. Из вида зависимостей E от k следует, что $|m_h^*| = |m_e^*|$. Черными точками на схемах условно (не в масштабе) показаны уровни энергии, занятые электронами. “Белые” точки (кружки) соответствуют “пустым” уровням, т.е. уровням, не занятым электронами, или, говоря иначе, “занятыми дырками”.

Схема на рис.2.2а иллюстрирует случай собственного (нелегированного) полупроводника при $T=0$. Уровень Ферми расположен посередине запрещенной зоны, и ни с каким реальным уровнем энергии в кристалле не совпадает.

При легировании полупроводников примесями разного типа можно сдвигать положение уровня Ферми. Схемы (Рис.2.2б) и (Рис.2.2в) иллюстрируют случаи сильно легированных полупроводников (примесные уровни на схемах не показаны). В первом случае уровень Ферми E_F оказывается расположенным в зоне проводимости, во втором - в валентной зоне. Примесные атомы, которые с достаточно большой

вероятностью могут отдавать свои электроны в зону проводимости, называют донорными, или примесями n-типа. Примесные атомы, которым энергетически выгодно “выхватить” электрон из валентной зоны, называются акцепторными, или примесями p-типа.

Полупроводники, у которых уровень Ферми расположен внутри зоны проводимости или валентной зоны, называют вырожденными. На рис.2.2б схема соответствует вырожденному полупроводнику n-типа, а схема рис.2.2в - вырожденному полупроводнику p-типа. Они обладают соответствующими типами проводимостей.

В термодинамически неравновесном полупроводнике может возникнуть и такое распределение носителей, которое в зоне проводимости имеет вид, характерный для равновесного вырожденного полупроводника n-типа, а в валентной зоне – для полупроводника p-типа. Такую область неравновесного полупроводника называют дважды вырожденной (Рис.2.2г). Она характеризуется двумя квазиуровнями Ферми: уровнем E_F^c в зоне проводимости и уровнем E_F^v в валентной зоне.

Неравновесное состояние может быть создано, например, с помощью оптической накачки. Частота накачки ω_2 должна в этом случае удовлетворять условию:

$$\omega_2 > E_g / \hbar \quad (2.11)$$

Поглотившие квант $\hbar\omega_2$ электроны будут переходить из валентной зоны в зону проводимости. Электроны, попавшие в зону проводимости, и дырки, образовавшиеся в валентной зоне, будут стремиться “спуститься” ко дну или “подняться” к вершине соответствующих зон с характерным для этих процессов временем релаксации $\sim 10^{-13}$ с. Положения верхней границы состояний, заполненных электронами в зоне проводимости (квазиуровень Ферми E_F^c) и нижней границы дырок в валентной зоне (E_F^v) зависят от интенсивности накачки, и для возникновения этих квазиуровней она должна быть достаточно сильной. С ее ростом разность $E_F^c - E_F^v$ увеличивается. Другой способ создания дважды вырожденных полупроводников – инжекция неосновных носителей, который будет рассмотрен ниже.

На рис.2.3 приведена схема энергетических зон полупроводника с проводимостью собственного типа. В случае, который изображен на рисунке, абсолютные величины

эффективных масс обоих видов носителей одинаковы ($|m_e^*| = |m_h^*|$), уровень Ферми (он же химический потенциал) расположен точно посередине между валентной зоной и зоной проводимости, и его положение при изменении температуры не меняется. Если $|m_e^*| \neq |m_h^*|$, то при изменении температуры положение химического потенциала (или “уровня Ферми”) будет меняться. Однако в большинстве собственных полупроводников при обычных температурах отклонение его положения от середины запрещенной зоны невелико.

2.3. Поглощение света полупроводниками при межзонных переходах.

В рамках теории возмущений квантовой механики можно рассчитать оптическую восприимчивость полупроводника межзонных переходах а также вероятности переходов с поглощением фотонов и вероятности вынужденного испускания. При прямых межзонных переходах коэффициент поглощения α имеет вид:

$$\alpha(\omega) = \frac{e^2 h (2m_r^*)^{3/2}}{4\pi^2 m_e^2 \varepsilon_0 c n \hbar \omega^3} |H'_{AB}|^2 (\hbar\omega - E_g)^{1/2} [P_{ev}(E_B, T) - P_{ec}(E_A, T)] \quad (2.13)$$

$$\text{где } P_{ec}(E, T) = \frac{1}{\exp[(E - E_F^c) / k_B T] + 1}, \quad P_{ev}(E, T) = \frac{1}{\exp[(E - E_F^v) / k_B T] + 1}$$

- функции Ферми; H'_{AB} - матричный элемент оператора возмущения под действием электрического поля частоты ω ; k_B - постоянная Больцмана.

При нормальных условиях (термодинамическое равновесие и комнатная температура) и при более низких температурах $P_{ev}(E, T) \cong 1$, а $P_{ec}(E, T) \cong 0$. В этом случае при численных расчетах формулу (2.13) записывают в виде

$$\alpha_0(\omega) = K_0 (\hbar\omega - E_g)^{1/2} \quad (2.14)$$

где коэффициент K_0 определяется экспериментально.

Формула (2.14) справедлива для прямозонного полупроводника с собственной проводимостью при температуре, удовлетворяющей условию $T \ll E_g / k_B$ (Рис.2.2а).

Показатель поглощения дважды вырожденного полупроводника в области $E_g < \hbar\omega < (E_F^c - E_F^v)$ изменяет знак, т.е. наблюдается усиление (Рис.2.2г).

Физический смысл формулы (2.14) легко понять, выразив энергию фотона через приведенную эффективную массу электрона:

$$\hbar\omega = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_r^*} + E_g \quad (2.15)$$

и определив из (2.15) комбинированную плотность состояний

$$\rho(\omega) = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{2m_r^*}{\hbar^2} \right) (\hbar\omega - E_g)^{1/2} \quad (2.16)$$

Сравнив (2.14) и (2.16) легко заметить, что коэффициент поглощения пропорционален комбинированной плотности состояний.

2.4. Спонтанное излучение полупроводников.

Оптические параметры светодиодов напрямую связаны с процессами спонтанной излучательной рекомбинации. Такие процессы схематически показаны на рис.2.1.

Используя принцип детального равновесия можно показать, что в объемном полупроводнике процессы спонтанного излучения, вынужденного излучения и поглощения взаимосвязаны. Зная комбинированную плотности состояний $\rho(\omega)$ (2.16) и законы распределения носителей в зоне проводимости и валентной зоне нетрудно определить спектральную зависимость интенсивности излучения

$$I(E) \sim \sqrt{E - E_g} \cdot f_c^e(E_C) \cdot f_v^h(E_V) \quad (2.17)$$

Распределение электронов в зоне проводимости невырожденного полупроводника определяется функцией Ферми

$$f_c^e(E_C) = \frac{1}{\exp[(E_C - E_F)/k_B T] + 1},$$

а распределение дырок в валентной зоне

$$f_v^h(E_V) = 1 - \frac{1}{\exp[(E_V - E_F)/k_B T] + 1} = \frac{1}{\exp[(E_F - E_V)/k_B T] + 1}.$$

При нормальных условиях обе эти функции аппроксимируются распределением Больцмана:

$$f_B(E) = \exp(-E / kT) \quad (2.18)$$

Зависимость интенсивности излучения от энергии является функцией, пропорциональной произведению уравнений (2.16) и (2.18):

$$I(E) \sim \sqrt{E - E_g} \cdot \exp(-E / kT) \quad (2.19).$$

На рис.2.4 показан соответствующий спектр излучения светодиодов.

Максимум спектра излучения и ширина спектральной линии соответственно равны

$$E = E_g + \frac{1}{2} kT \text{ и } \Delta E = 1.8kT \left(\Delta\lambda = \frac{1.8kT \cdot \lambda^2}{hc} \right).$$

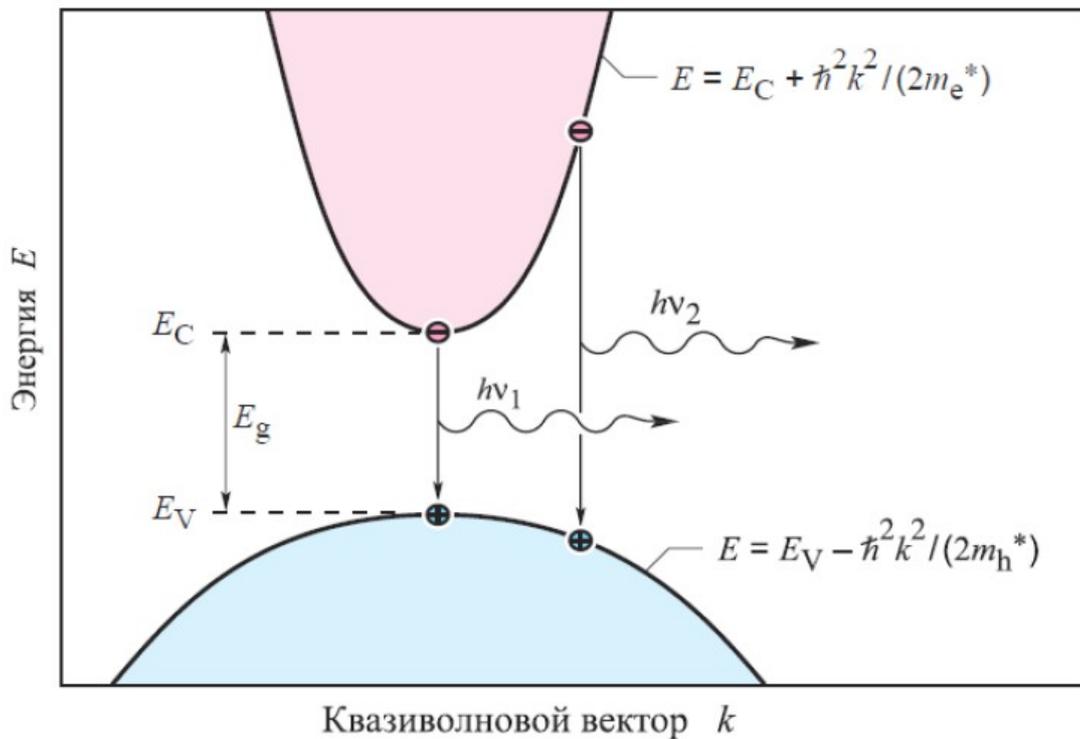


Рис.2.1. Уровни энергии в зоне проводимости и валентной зоне прямозонных полупроводников. Показаны также излучательные переходы электронов из зоны проводимости в валентную зону. Из закона сохранения квазиимпульса следует, что при таком излучательном переходе квазиимпульс и волновой вектор электрона сохраняются.

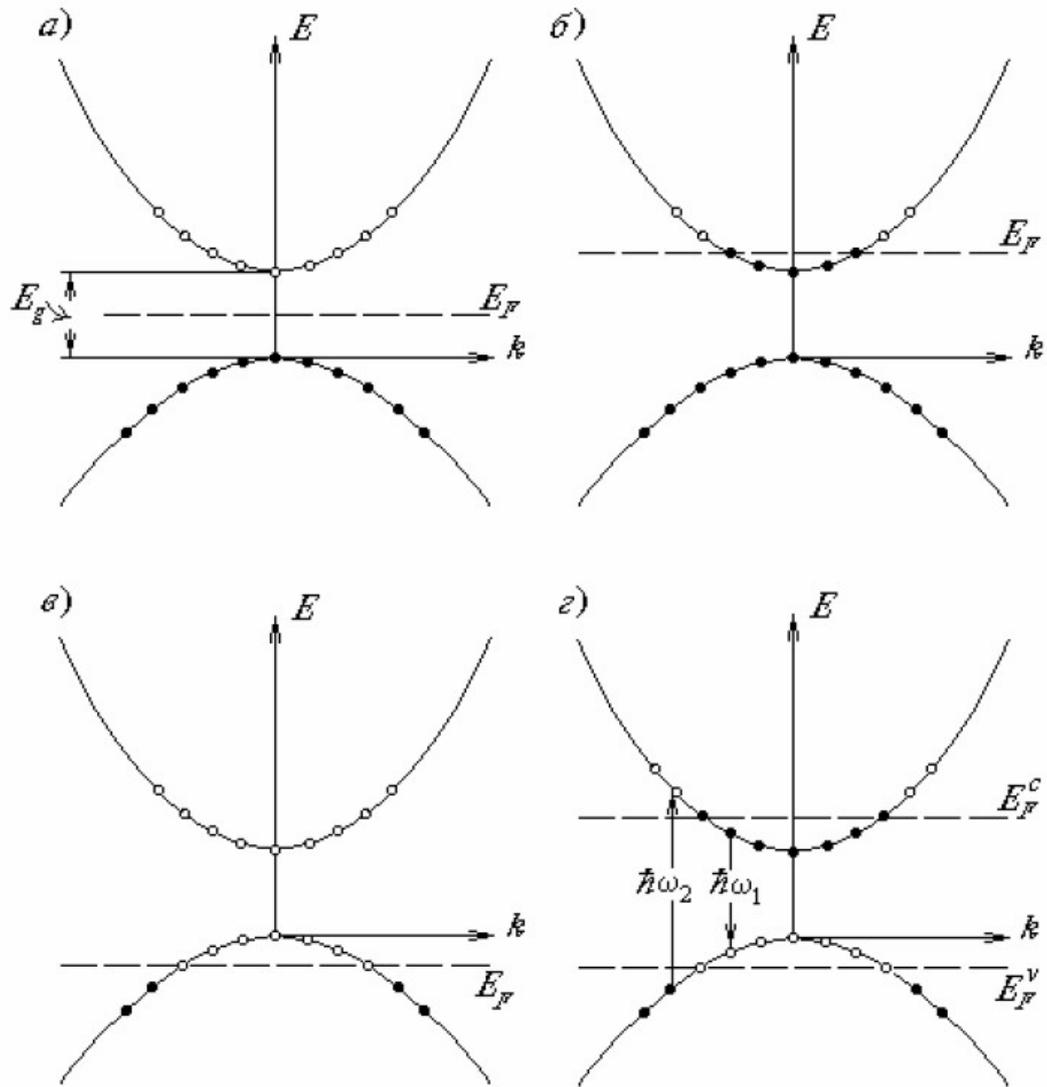


Рис.2.2. Энергетические зоны полупроводников разного типа при $T=0$:

- а) Собственный полупроводник; б) Вырожденный полупроводник n-типа;
 в) Вырожденный полупроводник p-типа; г) Дважды вырожденный полупроводник.

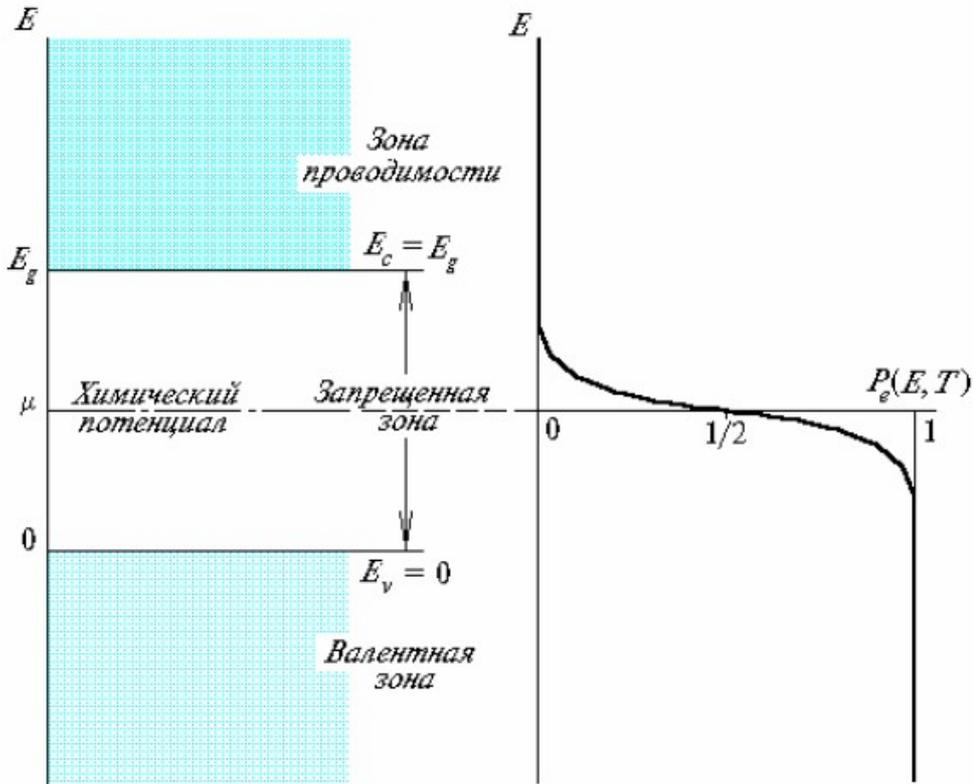


Рис.2.3. Схема энергетических зон полупроводника с проводимостью собственного типа. Эффективные массы носителей одинаковы. Справа показан вид функции распределения Ферми-Дирака.

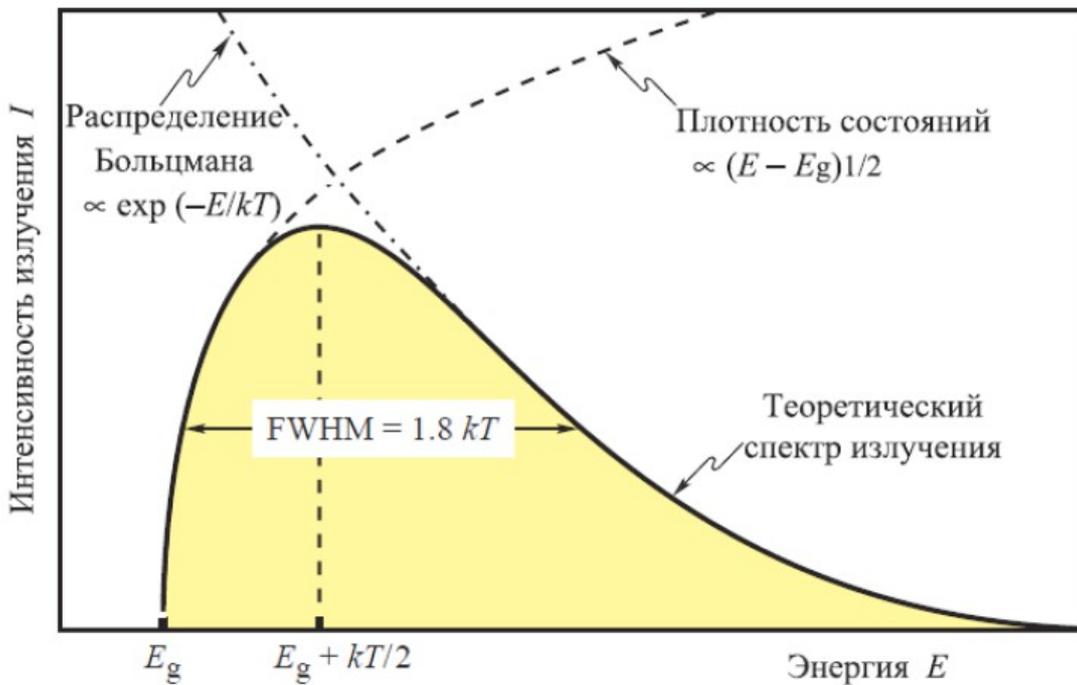


Рис.2.4. Теоретический спектр излучения светодиодов. Полная ширина спектра излучения на уровне половины максимума (FWHM) равна $1.8kT$.

3.1. Электролюминесценция.

Открытое в начале XX века явление электролюминесценции, заключающееся в излучении фотонов твердым телом под воздействием электрического тока, позволило создать источники излучения, работающие при комнатной температуре. Суть явления заключается в том, что в некоторой области полупроводника (излучающая область) создается неравновесное распределение электронов и дырок за счет их инжекции в эту область при прохождении электрического тока. Поскольку в излучающую область должны поступать и электроны и дырки, она должна располагаться между областями с электронной и дырочной проводимостью.

Простейшая светоизлучающая структура – р-п-переход, схематическое изображение которого приведено на рис.3.1. В отсутствии внешнего электрического поля в области перехода возникает потенциальный барьер, препятствующий проникновению неосновных носителей тока в смежные области.

Если приложить к полупроводниковому кристаллу внешнее напряжение так, что положительный потенциал источника приложен к р-области, а отрицательный - к п-области, то направление внешнего поля оказывается противоположным направлению поля, образованного слоями зарядов, и высота потенциального барьера уменьшается. Такое изменение барьера называют прямым смещением.

При прямом смещении число основных носителей, преодолевающих барьер, возрастает. Попадая из одной области в другую, носители, как уже было замечено выше, из основных для прежней области превращаются в неосновные для новой, проникая в нее на глубину, которая определяется рекомбинационными процессами. Этот процесс называют инжекцией. Инжекция носителей через барьер приводит к увеличению концентрации неосновных носителей как в р-, так и в п-области. Одновременно через контакты, к которым приложено внешнее напряжение, в эти области полупроводника поступает такое же количество основных (для каждой области) носителей. Они компенсируют излишний заряд, который вносится в каждую область инжектированными через р-п-переход неосновными носителями. Таким образом, приложение внешнего напряжения вызывает прохождение через полупроводник и, в частности, через р-п-переход тока инжекции I_{inj} .

Действие полупроводниковых излучающих кристаллов представлено схемами, приведенными на рис.3.2. Если к полупроводниковому р-п-переходу не приложено никакого внешнего напряжения (“нулевое смещение”) и обе его части находятся в

состоянии термодинамического равновесия друг с другом (схема 3.2а), то значение энергии уровня Ферми (химического потенциала) на всем протяжении кристалла одинаково. На схеме (3.2а) этому соответствует один и тот же (условный) верхний уровень заполнения состояний электронами в р- и п-областях.

Схема (3.2б) иллюстрирует изменение взаимного расположения энергетических зон и их заполнения электронами при прямом смещении, когда к активному кристаллу приложено внешнее напряжение V_{np} . Величина этого напряжения приблизительно равна энергетической ширине запрещенной зоны кристалла, т.е.:

$$V_{np} \approx E_g / e \quad (3.4)$$

где e - абсолютная величина заряда электрона.

При приложении внешнего напряжения величина потенциального барьера уменьшается, термодинамическое равновесие между р- и п-областями кристалла нарушается и положения уровней (квазиуровней) Ферми по обе стороны р-п-перехода оказываются теперь неодинаковыми. В п-области этот уровень (его энергия обозначена через E_F^c) расположен в зоне проводимости, а в р-области (здесь его энергия обозначена через E_F^v) - в валентной зоне.

В случае, когда выполнено условие (3.4), в области потенциального барьера появляется область, которая содержит электроны в зоне проводимости и дырки в валентной зоне. Именно в этой области происходит рекомбинации электронов и дырок, с последующим излучением кванта света, т.е. излучательная рекомбинация. Спектр излучения при спонтанных переходах определяется формулой (2.19) с максимумом, определяемым (2.20) и шириной спектра, определяемой (2.21).

3.2.1. Распределение носителей в гомогенных р-п переходах.

Распределение носителей тока в гомогенных р-п переходах, т.е. в переходах в пределах одного материала, зависит от коэффициента диффузии носителей. Коэффициент диффузии носителей измерить достаточно трудно. Гораздо проще экспериментально определить подвижность носителей, используя для этого, например, эффект Холла, а коэффициент диффузии получить из соотношения Эйнштейна, которое для невырожденных полупроводников имеет вид:

$$D_n = \frac{kT}{e} \mu_n \text{ и } D_p = \frac{kT}{e} \mu_p \quad (3.5)$$

Носители, инжектированные в нейтральный полупроводник в отсутствие внешних электрических полей, перемещаются за счет диффузии. При инжектировании носителей в область с проводимостью противоположного типа, неосновные носители начинают рекомбинировать случайным образом. Среднее расстояние, которое пролетают неосновные носители до рекомбинации, называется диффузионной длиной. Электроны, инжектируемые в область р-типа, до рекомбинации с дырками в среднем диффундируют на расстояние, равное диффузионной длине L_n . Для нахождения диффузионной длины используют выражения:

$$L_n = \sqrt{D_n \tau_n}, \quad L_p = \sqrt{D_p \tau_p} \quad (3.6)$$

где τ_n и τ_p - времена жизни неосновных носителей: электронов или дырок. В типичных полупроводниках диффузионная длина равняется нескольким микронам. Например, диффузионная длина электронов в GaAs р-типа определяется как $L_n \approx 15 \mu\text{м}$. Таким образом, неосновные носители способны диффундировать на достаточно большое расстояние, при этом снижается их концентрация. Следовательно, зона рекомбинации расширяется, становится сильно неоднородной по концентрации неосновных носителей. Такое расширение области рекомбинации в гомогенных переходах отрицательно сказывается на эффективности.

3.2.2. Распределение носителей в двойных гетероструктурах.

Практически все современные светодиоды изготавливаются на основе двойных гетероструктур. Гетероструктуры или гетеропереходы состоят из полупроводников двух типов: с узкой запрещенной зоной для создания активной области и с широкой запрещенной зоной – для формирования барьерных слоев. Если в состав структуры входят два барьерных слоя, она называется двойной гетероструктурой (часто используется сокращение ДГС (DH)).

Двойные гетероструктуры состоят из двух пассивных барьерных слоев и одного активного слоя. На рис.3.3 показана зонная диаграмма двойной гетероструктуры. Ширина запрещенной зоны активного слоя всегда меньше ширины запрещенной зоны барьерных слоев. В результате этого пассивные области являются прозрачными для излучения, исходящего из активной области. Поскольку пассивные слои, как правило, имеют сравнительно небольшую толщину, их практически всегда можно считать абсолютно прозрачными. Перепоглощением света в активной области в месте

инъекции носителей тока, расположенной под верхним контактом, можно также пренебречь. Поскольку ток носителей в активную область, как правило, имеет большую плотность, квазиуровни Ферми для электронов и дырок поднимаются к краям соответствующих зон, что и показано на рис.3.3. Поэтому при больших значениях инжекционного тока активная область является прозрачной для излучения с энергией, близкой к ширине запрещенной зоны.

Однако следует отметить, что равновесное состояние в активной области достигается в местах, достаточно удаленных от места инъекции тока. Именно в этих местах возможно поглощение излучения, генерируемого здесь же в активной области. Для компенсации оптических потерь из-за репоглощения излучения внутри активной области, эти места должны обладать как можно более высоким внутренним квантовым выходом излучения.

На рис.3.3 показано влияние гетеропереходов на распределение носителей. В двойных гетероструктурах барьерные слои ограничивают инжектированные носители в активной области. Поэтому величина области рекомбинации определяется не диффузионной длиной, а толщиной активного слоя.

Значения диффузионных длин обычно лежат в диапазоне 1...20 мкм, а размеры активной области в двойных гетероструктурах составляют 0.01...1.0 мкм. Это означает, что концентрация носителей в активной области двойных гетероструктур намного превышает концентрацию носителей в гомогенных переходах, где они распределены в интервале нескольких диффузионных длин. Из уравнения для скорости бимолекулярной излучательной рекомбинации:

$$R = Bnp \quad (3.7)$$

где B - коэффициент рекомбинации;

следует, что высокая концентрация носителей в активной области увеличивает скорость излучательной рекомбинации и снижает рекомбинационное время жизни. Поэтому все высокоэффективные светодиоды строятся на основе двойных гетероструктур, в частности на основе структур с квантовыми ямами.

Квантовая яма – это гетероструктура с размером области узкозонного полупроводника достаточно малой для проявления квантоворазмерных эффектов. Типичный размер квантовой ямы менее 100 Å.

3.3.1. Излучательная и безызлучательная рекомбинация.

Рекомбинация электронов и дырок в полупроводниках бывает излучательной, т.е. с испусканием фотонов, и безызлучательной. В излучающих устройствах преобладающим является первый тип рекомбинации. Однако на практике безызлучательную рекомбинацию никогда не удастся довести до нуля. Таким образом, в полупроводниках всегда происходит конкуренция между двумя видами рекомбинации.

Внутренний квантовый выход излучения светодиода (или его внутренняя эффективность), определяется отношением числа рожденных в его активной области фотонов к числу инжектированных в нее электронов в единицу времени (секунду), т.е.:

$$\eta_{\text{int}} = \frac{P_{\text{int}} / (h\nu)}{I / e} \quad (3.8)$$

где P_{int} – мощность оптического излучения из активной области светодиода;

I – ток инжекции.

Внутренний квантовый выход идеального полупроводникового светодиода равен 1, квантовый выход реальных светодиодов всегда меньше 1.

Оценим внутренний квантовый выход полупроводников с центрами безызлучательной рекомбинации. Обозначим через τ_r – излучательное время жизни носителей, а через τ_{nr} – время жизни носителей в ходе безызлучательной рекомбинации. Тогда полная вероятность рекомбинации двух типов определяется суммой этих вероятностей:

$$\tau^{-1} = \tau_r^{-1} + \tau_{nr}^{-1} \quad (3.9)$$

Относительную вероятность излучательной рекомбинации можно найти как отношение вероятности излучательной рекомбинации к суммарной вероятности. Таким образом, вероятность излучательной рекомбинации или внутренний квантовый выход излучения определяется следующим выражением:

$$\eta_{\text{int}} = \frac{\tau_r^{-1}}{\tau_r^{-1} + \tau_{nr}^{-1}} \quad (3.10)$$

Внутренний квантовый выход равен отношению числа фотонов, испускаемых внутри полупроводникового материала, к числу электронно-дырочных пар, участвующих в актах рекомбинации.

Отметим, что из-за проблем, связанных с поглощением света, далеко не все испущенные фотоны покидают пределы полупроводника.

3.3.2. Внешний квантовый выход излучения, коэффициент полезного действия.

Желательно, чтобы все фотоны, испускаемые активной областью, выходили за пределы светодиода. Именно так и должно происходить в идеальных светодиодах, внешний квантовый выход излучения которых равен единице. Однако в реальных светодиодах часть фотонов все же остается внутри полупроводника: они могут быть поглощены подложкой светодиода, либо металлической поверхностью контакта. Кроме того, не все фотоны могут покинуть полупроводниковую структуру из-за полного внутреннего отражения.

Поэтому вводится такое понятие как коэффициент оптического вывода излучения, определяемый как отношение числа фотонов, излученных светодиодом, к числу фотонов, образованных в активной области в единицу времени (секунду), т.е.:

$$\eta_{extraction} = \frac{P/(h\nu)}{P_{int}/(h\nu)} \quad (3.11)$$

где P – мощность оптического излучения, выходящего за пределы светодиода.

Этот параметр отражает качество светодиода. Без применения сложных и дорогих технологических процессов практически невозможно сделать светодиод с $\eta_{extraction} > 50\%$.

Внешний квантовый выход излучения светодиода определяется отношением числа фотонов, испущенных светодиодом к числу инжектированных электронов в единицу времени (секунду), т.е.:

$$\eta_{ext} = \frac{P/(h\nu)}{I/e} = \eta_{int} \cdot \eta_{extraction} \quad (3.12)$$

Коэффициент полезного действия (к.п.д.) светодиода определяется как:

$$\eta_{power} = \frac{P}{I \cdot V} \quad (3.13)$$

где $I \cdot V$ - электрическая мощность, подведенная к светодиоду.

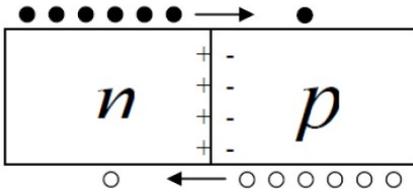


Рис.3.1. Схематическое изображение р-п-перехода.

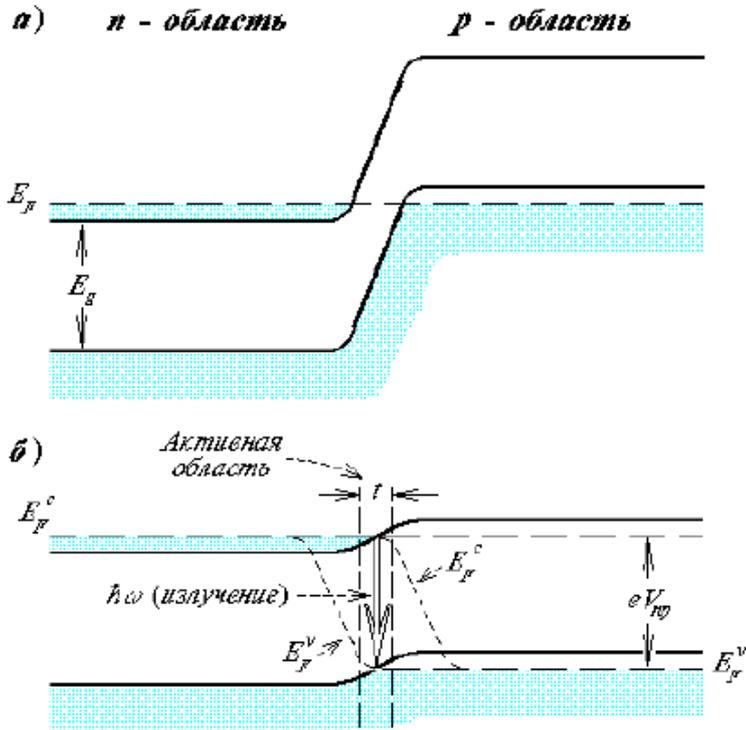


Рис.3.2. Зонные схемы, поясняющие возникновение активной области в полупроводнике с р-п-переходом. Заштрихованы области энергетических зон, заполненные электронами. а) Внешнее напряжение равно нулю. б) Внешнее напряжение $V_{np} \approx E_g / e$ (прямое смещение).

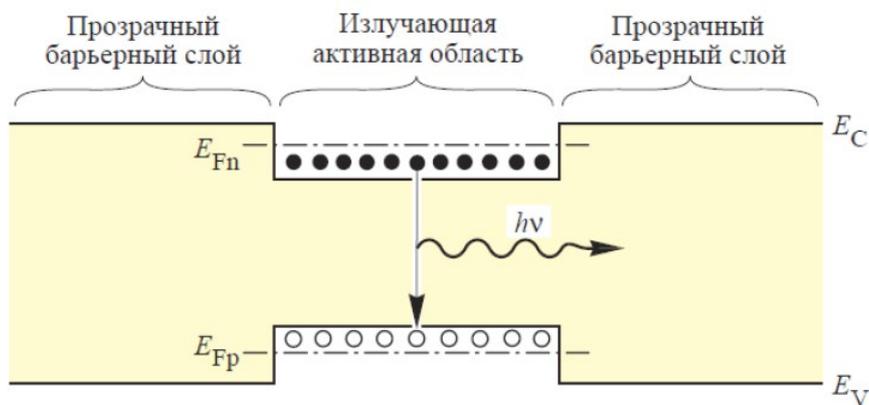


Рис.3.3. Распределение носителей тока в гетеропереходе.

3.4. История создания полупроводниковых светодиодов.

В 1891 году Юджин Ачесон отработал процесс промышленного получения нового материала – карбида кремния (SiC), названного карборундом.

В 1907 году Генри Джозеф Раунд (1881-1966) при работе с кристаллами карборунда заметил испускаемое ими свечение.

В 1928 году Лосев опубликовал результаты своих исследований явления люминесценции, наблюдаемого в выпрямляющих диодах на основе SiC (переход металл – полупроводник). Он установил, что излучение света в одних диодах возникает только при их смещении в обратном направлении, а в других – при смещении как в прямом, так и обратном направлениях. Лосев установил, что излучение света никак не связано с сильным разогревом поверхности. Также он предположил, что явление люминесценции «очень похоже на процесс испускания холодных электронов». Лосев обнаружил, что процесс появления и исчезновения свечения в SiC диодах происходил очень быстро, что делало возможным изготовление на их основе так называемых «световых реле».

К концу 60-х годов XX века были разработаны технологии получения пленок SiC и изготовления на их основе полупроводниковых устройств с p-n переходом. Диоды из карбида кремния являлись прародителями современных светодиодов голубого свечения, эффективность преобразования электрической энергии в оптическое излучение которых составляла всего 0.005%. В последующие десятилетия не удалось значительно улучшить характеристики светодиодов голубого свечения, что объясняется тем, что SiC относится к непрямозонным полупроводникам, которые отличаются очень низкой вероятностью межзонных оптических переходов. Лучшие SiC светодиоды излучали свет с длиной волны 470 нм и имели к.п.д. порядка 0.03%.

В 1954 году, после того как научились получать из расплавов монокристаллы GaAs, начался бум исследований полупроводниковых соединений типа $A^{III}B^V$. В 1962 году появилось сразу несколько публикаций о создании инфракрасных светодиодов (870... 980 нм) и GaAs лазеров (Pankove, Berkeyheiser, 1962; Pankove, Massoulie, 1962; Hall и др., 1962; Nathan и др., 1962; Quist и др., 1962).

В начале 60-х годов научный коллектив, в состав которого входили известные ученые из IBM Thomas J. Watson Research Center, расположенного в Йорктаун Хейтс в часе езды к северу от Нью-Йорка: Джерри Вудалл, Ганс Руппрехт, Манфред Пилкухн,

Маршалл Натан и др., провел большую исследовательскую работу по созданию GaAs и AlGaAs светодиодов и изучению их характеристик.

В 1962 году опубликовано сообщение о когерентном излучении видимого света, наблюдаемом на p-n переходе GaAsP при низкой температуре. В дальнейшем оказалось, что GaAsP светодиоды работают и при комнатной температуре.

В 1968 году компания Monsanto Corporation построила завод, на котором стали изготавливать сравнительно недорогие GaAsP светодиоды. Этот год можно назвать началом эры твердотельных излучателей. Светодиодные кристаллы, выпускавшиеся Monsanto Corporation, представляли собой GaAsP p-n структуры, выращенные на GaAs подложках, излучающие фотоны с длиной волны, соответствующей красному диапазону видимого спектра.

Первые GaP светодиоды красного и зеленого свечения были созданы группой ученых под руководством Ральфа Логана в Bell Laboratories в Мюррее Хилл (Нью Джерси) в начале 1960-х годов. GaP относится к непрямозонным полупроводникам, в которых вероятность межзонных переходов, происходящих с сохранением импульса, пренебрежимо мала, поэтому излучательная рекомбинация в них проходит, как правило, через примесные центры. Введение в GaP оптически активной изоэлектронной примеси, например, N, позволяет значительно повысить вероятность излучательной рекомбинации в полупроводнике за счет того, что эта примесь создает в запрещенной зоне промежуточный энергетический уровень, с которого электрону гораздо легче рекомбинировать с дыркой.

В конце 1960-х годов была разработана технология получения GaP пластин из расплавов при высоких температурах и давлениях. Из таких пластин при помощи резки формировались подложки, точно такие же как используются в настоящее время. При легировании GaP изоэлектронными примесями, содержащими N, такими как GaN, были изготовлены светодиоды зеленого свечения, к.п.д. которых превысил 0.6%.

Система материалов на основе AlInGaP подходит для получения яркого свечения в красном (626 нм), оранжевом (610 нм) и желтом (590 нм) спектральных диапазонах и в настоящее время является основной системой для изготовления светодиодов повышенной яркости, излучающих свет в данном интервале длин волн. Такая система материалов была разработана в Японии для лазеров, работающих в видимом диапазоне оптического спектра. Поскольку ширина запрещенной зоны InGaP составляет около 1.9 эВ (650 нм), этот материал может использоваться для изготовления лазеров,

излучающих свет в красной области видимого спектра. Такие лазеры применяются, например, в лазерных указках и DVD проигрывателях.

Добавление Al к активной области InGaP позволяет сместить излучение в сторону более коротких длин волн, захватывая оранжевый и желтый спектральные диапазоны. Однако $(Al_xGa_{1-x})_{0.5}In_{0.5}P$ при $x \approx 0.53$ становится непрямозонным полупроводником, что приводит к сильному снижению его к.п.д на длинах волн, меньших или равных 600 нм. Следовательно, этот материал не подходит для изготовления высокоэффективных светодиодов, излучающих свет с длинами волн ниже 570 нм.

Первые AlInGaP лазеры появились в начале 1980-х годов, а развитие AlInGaP светодиодов началось в конце 1980-х. Дальнейшие усовершенствования AlInGaP светодиодов были связаны с созданием в активной области, состоящей из нескольких квантовых ям, распределенных отражателей Брэгга и технологии изготовления прозрачных GaP подложек (Kish, Fletcher, 1997).

Для создания светодиодов более коротковолнового излучения, в синей и зеленой области, требуется материал с более широкой запрещенной зоной. Таким материалом стал GaN. Летом 1971 года группой Панкова было опубликовано сообщение о первом явлении электролюминесценции, наблюдаемом на образце из пленки GaN. Исследуемый образец, состоявший из сильно легированного цинком GaN слоя с двумя поверхностными электродами, излучал свет голубого цвета с длиной волны 475 нм. После этого Панков с коллегами создали структуру из нелегированного GaN слоя (слоя n-типа), слоя сильно легированного Zn (диэлектрического слоя) и поверхностного контакта из In. Такой диод со структурой металл – диэлектрик – полупроводник (с МДП-структурой) был первым светодиодом на основе GaN, излучающим свет зеленого и голубого цвета.

В 1972 году удалось получить легированные Mg пленки GaN, излучающие на длине волны 430 нм. Такие светодиоды с МДП-структурой используются и в настоящее время. Следует отметить, что GaN пленки, даже легированные Mg, не обладают проводимостью p-типа, поэтому люминесценция в них протекает либо за счет инжекции неосновных носителей, либо за счет ударной ионизации диэлектрических слоев структур в сильном электрическом поле.

Работы в области исследований GaN были продолжены в группе Исаму Акасаки из Нагойи (Япония), которые в 1989 году продемонстрировали первый GaN светодиод со

слоем, обладающим реальной проводимостью р-типа. Стойкие акцепторы Mg активировались при помощи облучения электронно-лучевым пучком.

Первыми активировать стойкие акцепторы (Zn) в GaN удалось сотрудникам физического факультета МГУ им. М.В.Ломоносова М.В.Чукичеву и Г.В.Сапарину. В 1982 году при исследованиях катодолюминесценции пленок GaN, легированных Zn, они получили свечение образца GaN после облучения электронно-лучевым пучком.

В начале 1990-х годов сотрудником японской фирмы NCIC Шуджи Накамурой было показано, что активировать примеси Mg в GaN слоях можно также в процессе высокотемпературного отжига готовых пленок. В настоящее время на основе GaN пленок, легированных Mg, изготавливаются все светодиоды и лазеры, содержащие нитриды. В 1992 году создан первый GaN светодиод с гомогенным p-n переходом, его к.п.д. порядка 1%. Позднее в этой же группе продемонстрированы InGaN светодиоды голубого и зеленого свечения с двойными гетероструктурами, к.п.д. которых достиг уровня 10%.

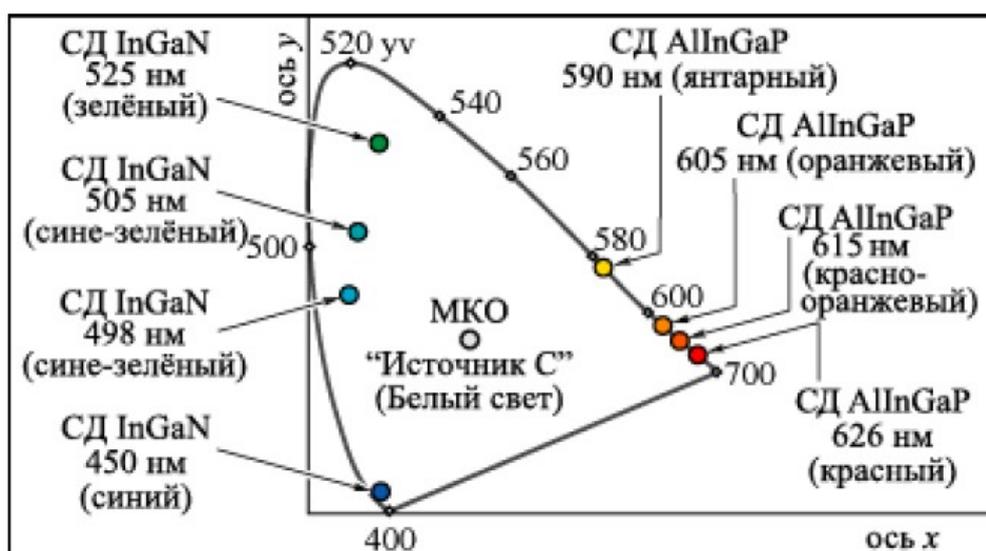


Рис.0.0. Расположение на цветовом графике различных типов светодиодов. Точка пересечения прямой, проходящей через точку эталонного источника белого света и точку с координатами цветности (x, y), соответствующими тестируемому источнику света, с периметром цветового графика определяет доминирующую длину волны источника. Чистота цвета или цветовая насыщенность источника света равна расстоянию на цветовом графике между точкой с координатами цветности (x, y) и точкой с координатами эталонного источника белого света, деленному на расстояние между точкой доминирующего цвета и точкой эталонного источника белого света.

Приложение 2.

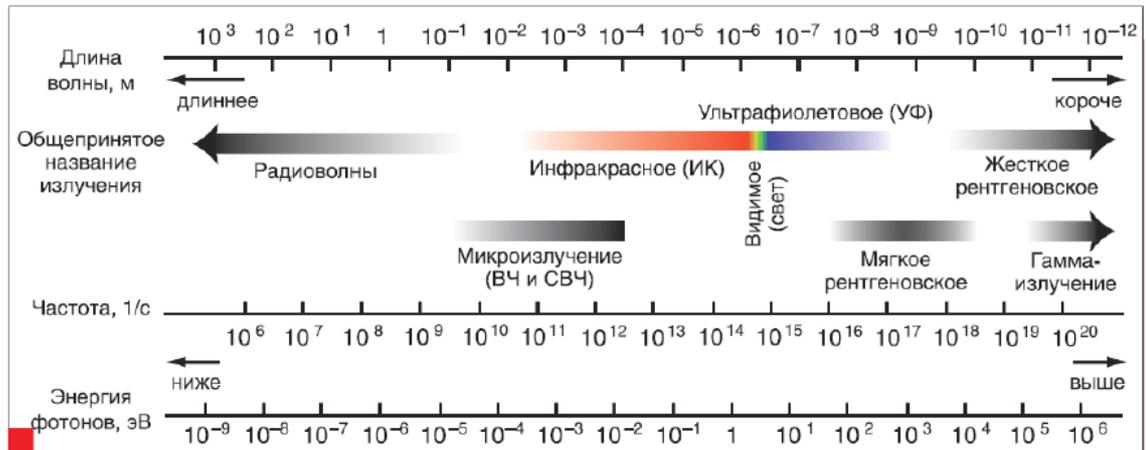


Рис.1.1. Спектр электромагнитных волн.

Таблица 2.0. Физические параметры некоторых полупроводников ($T = 300\text{ K}$)
(Эффективные массы электронов и дырок; ширина запрещенной зоны).

Материал	GaAs	InP	GaN	GaP	Si	Ge
$ m_e^*/m_e$	0,067	0,08	0,2	0,82	0,98	1,64
$ m_h^*/m_e$	0,45	0,56	0,8	0,6	0,49	0,28
E_g , эВ	1,42	1,35	3,4	2,26	1,12	0,66

Литература.

1. Шуберт Ф.Е. Светодиоды. – М.: Физматлит, 2008. – 200 с.
2. Пихтин А.Н. Оптическая и квантовая электроника. – М.: Высш. шк., 2001. – 350 с.
3. Наний О.Е., Туркин А.Н. Оптические методы в информатике: учеб. пособие. – М.: Университетская книга, 2010. – 122 с.
4. Росадо Л.Л. Физическая электроника и микроэлектроника. – М.: Высш. шк., 1991. – 351 с.
5. Иванов В.И., Аксенов А.И., Юшин А.М. Полупроводниковые оптоэлектронные приборы: справочник. – М.: Энергоатомиздат, 1988. – 448 с.