

Министерство образования и науки РФ

Нижегородский государственный университет им. Н.И.

Лобачевского

М.В. Дорохин, Ю.А. Данилов

**ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК
ИЗЛУЧЕНИЯ НАНОГЕТЕРОСТРУКТУР**

Учебно-методическое пособие для студентов,
обучающихся по направлению 210600 «Нанотехнология»

Нижегород 2011

УДК 537.632.5, 535.47

Дорохин М.В., Данилов Ю.А.

Измерение поляризационных характеристик излучения

наногетероструктур: учебно-методическое пособие. Нижний Новгород: Нижегородский госуниверситет, 2011. – 81 с. - Илл. – 25, библиограф. – 55 назв.

Рецензент: заведующий кафедрой электроники твёрдого тела физического факультета ННГУ, профессор Е.С. Демидов

Описаны основные свойства поляризованных электромагнитных волн, методы генерации и источники циркулярно-поляризованного излучения. Рассмотрены основные виды спиновых светодиодов, испускающих циркулярно-поляризованное излучение, геометрия и конструкция диодов, материалы, наиболее часто используемые для изготовления. Описаны основные подходы и методики измерений циркулярной поляризации электролюминесценции на примере светоизлучающих диодов на основе гетероструктур InGaAs/GaAs.

Для студентов старших курсов, специализирующихся по направлению 210600 «Нанотехнология», студентов магистратуры и аспирантов, слушающих курсы в области и наноэлектроники ведущих исследования в соответствующей области.

© М.В. Дорохин, Ю.А. Данилов, 2011

© Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского

Содержание

Список основных сокращений и обозначений	4
Введение	5
1. Спиновые светодиоды: генерация циркулярно-поляризованного излучения	7
1.1. Поляризация света	8
1.1.1. Основные свойства электромагнитных волн	8
1.1.2. Суперпозиция поляризованных волн	10
1.2. Методы генерации циркулярно-поляризованного излучения	13
1.2.1. Спин и магнитный момент носителей заряда в твёрдом теле	14
1.2.2. Спиновая поляризация	20
1.2.2. Генерация циркулярно-поляризованного излучения	29
1.3. Принцип работы спинового светоизлучающего диода	35
1.3.1. Геометрия спиновых светоизлучающих диодов	36
1.3.2. Материалы для спиновых поляризаторов (инжекторов)	39
1.3.3. Спиновый транспорт и спиновая релаксация	45
1.3.4. Активные области	47
1.3.5. Перспективные схемы спиновых светоизлучающих диодов	48
2. Схема измерения характеристик циркулярно-поляризованного излучения	51
2.1. Общая схема измерения циркулярной поляризации излучения	52
2.2. Источник циркулярно-поляризованного излучения	53
2.3. Собирающая линза	55
2.4. Пластина $\lambda/4$	56
2.5. Линейный поляризатор	57
2.6. Элементы анализа интенсивности	58
3. Методика экспериментальных исследований	65
3.1. Задание 1. Калибровка измерительной системы	65
3.2. Задание 2. Настройка измерительной фазовой пластины $\lambda/4$	69
3.3. Задание 3. Измерение циркулярной поляризации электролюминесценции	72
3.3.1. Измерение степени циркулярной поляризации электролюминесценции	75
3.3.2. Измерение магнитолевой зависимости степени циркулярной поляризации электролюминесценции	77
3.3.3. Измерение температурной зависимости степени циркулярной поляризации электролюминесценции	78
Список цитированной литературы	80

Список основных сокращений и обозначений:

БАП – процесс спиновой релаксации по механизму Бира-Аронова-Пикуса;

ДП – процесс спиновой релаксации по механизму Дьяконова-Переля;

ИК – инфракрасный;

КТ – квантовые точки;

КЯ – квантовая яма;

НТ-МЛЭ – низкотемпературная молекулярно-лучевая эпитаксия;

ПЗС – прибор с зарядовой связью (CCD – charge coupled device);

РМП – разбавленные магнитные полупроводники;

СИД – светоизлучающий диод;

ССИД – спиновый светоизлучающий диод;

ФМ – ферромагнитный;

ЭЛ – электролюминесценция;

ЭЯ – процесс спиновой релаксации по механизму Эллиотта-Яфета;

E – вектор напряжённости электрического поля в электромагнитной волне;

H – вектор напряжённости магнитного поля в электромагнитной волне;

\hbar – постоянная Планка

I_λ – интенсивность излучения на длине волны λ ;

J – спиновое квантовое число;

l – орбитальное квантовое число;

m_j – магнитное квантовое число;

m_{hh} – эффективная масса тяжёлых дырок;

m_{lh} – эффективная масса лёгких дырок;

m_{so} – эффективная масса дырок в спин-отщеплённой зоне;

P_n – степень спиновой поляризации носителей заряда;

$P_{ЭЛ}$ – степень циркулярной поляризации электролюминесценции;

S_{ph} – спиновое квантовое число фотона;

T_C – температура Кюри;

x_0 – центральный пиксель ПЗС детектора;

α – величина спиновой поляризации тока;

$\lambda/4$ – фазовая четвертьволновая пластина;

δ – разность фаз между двумя когерентными лучами;

Δ – разность хода между двумя когерентными лучами;

λ_c – центральная длина волны ПЗС детектора;

P_{CP} – степень циркулярной поляризации люминесценции;

σ^+ – обозначение световой волны, поляризованной по левому кругу;

σ^- – обозначение световой волны, поляризованной по правому кругу;

Введение

Современная оптоэлектроника занимает важное место в электронной технике. Полупроводниковые светоизлучающие диоды и лазеры находят множество различных применений в промышленности, в системах связи, электронике, медицине и т.д. [1,2]. Значительные перспективы имеет интеграция оптики и микроэлектроники [1]: создание интегральных схем, объединяющих в одном чипе приборы интегральной оптики и логические элементы.

Главной тенденцией последних лет при изготовлении электронных приборов является повышение быстродействия и производительности. Традиционно эта задача решалась путём увеличения числа элементов в интегральной схеме за счёт снижения их размеров [1-3]. Однако к настоящему моменту технология микроэлектроники подходит к своему пределу, а размеры областей микросхем не превышают десятков нанометров [1,2]. В ближайшем будущем для решения задач снижения энергопотребления и увеличения производительности должны использоваться принципиально новые методы конструирования полупроводниковых приборов, основанные на отличных от «классической» микроэлектроники принципах передачи информации.

Одним из наиболее перспективных методов является «спинтроника» (или спиновая электроника) [4]. Это - мультидисциплинарная область науки и техники, лежащая на стыке микроэлектроники, физики магнетизма и оптоэлектроники и активно использующая спин электронов (собственный момент количества движения, имеющий квантовую природу и не связанный с перемещением частицы как целого). В приборах спинтроники прогнозируется существенное уменьшение энергопотребления элементов, повышение быстродействия и интеграция на одном чипе устройств хранения и обработки информации.

В отличие от «классической» оптоэлектроники, использующей для передачи информации величину заряда электрона и интенсивность оптического излучения, спинтроника добавляет новые возможности передачи информации за счёт управления спином электрона и поляризацией оптического излучения. Возможность использования поляризации излучения для передачи информации изучалась с конца 90-х годов прошлого столетия [5]. Поляризация люминесцентного излучения полупроводниковых структур изучалась ещё раньше, в 70-е годы [6]. К настоящему моменту целым рядом научных групп были созданы прототипы светодиодов, испускающих циркулярно-поляризованное излучение, параметры поляризации которого могут быть изменены путём приложения магнитного поля – спиновые светоизлучающие диоды (ССИД) [7,8]. Для считывания информации, заключённой в знаке поляризации, разработаны методы детектирования циркулярно-поляризованного излучения [8].

Таким образом, измерение магнитополевых зависимостей поляризационных характеристик излучения ССИД играет важную роль для построения каналов передачи информации, использующих поляризацию света и спин носителей заряда. В настоящем учебно-методическом пособии описывается методика измерений циркулярной поляризации люминесценции полупроводниковых гетероструктур и диодов на их основе, помещённых в магнитное поле. В пособии дан литературный обзор по видам поляризации оптического излучения, по методам ориентации спинов носителей заряда, по принципам генерации циркулярно-поляризованного излучения, описана связь между спиновой ориентацией и циркулярной поляризацией. В экспериментальной части описана схема измерений циркулярной поляризации, описаны основные элементы, используемые в этой схеме.

Пособие предназначено для студентов старших курсов и магистратуры, а также аспирантов, изучающих физику низкоразмерных структур или ведущих научную работу в соответствующей области.

1. Спиновые светодиоды: генерация циркулярно-поляризованного излучения

Считается общепринятым [4,5,7], что структуры спинтроники, в частности, спиновые светоизлучающие диоды, являются перспективным вариантом для повышения быстродействия полупроводниковых приборов. Основа функционирования спиновых светоизлучающих диодов – использование собственного момента количества движения электрона (спина) для кодирования, передачи и хранения информации. Спин измеряется в единицах \hbar и равен $J\hbar$, где J - характерное для каждого сорта частиц целое (в том числе нулевое) или полуцелое положительное число – т.н. называемое спиновое квантовое число (или просто спин). Электроны обладают полуцелым спином ($J = 1/2$). Проекция спина на любое фиксированное направление в пространстве может принимать значения $-J, -J+1, \dots, +J$. Т.о., частица со спином J может находиться в $2J+1$ спиновых состояниях (при $J = 1/2$ - в двух состояниях), что эквивалентно наличию у нее дополнительной внутренней степени свободы [4,6]. Система носителей заряда с одинаковым значением спина называется поляризованной по спину, носители заряда в указанной системе называются спин-поляризованными носителями. В спиновых светоизлучающих диодах спин-поляризованные электроны (или дырки) инжектируются в активную область, где они излучательно рекомбинируют с неполяризованными дырками (или электронами) с эмиссией преимущественно право- или лево- циркулярно-поляризованного света. Прямая связь между спиновой и оптической поляризациями делает световые источники со спиновой поляризацией исключительно подходящими для ряда применений. Такие ССИД могут быть применены в криптографии, перестраиваемых оптических межсоединениях и в перспективных оптических переключателях и модуляторах [1,4].

1.1. Поляризация света

1.1.1. Основные свойства электромагнитных волн

Свет представляет собой поперечную электромагнитную волну. В направлении, перпендикулярном направлению распространения волны, совершают колебания вектор напряжённости электрического поля \mathbf{E} и вектор напряжённости магнитного поля \mathbf{H} , причём всегда $\mathbf{E} \perp \mathbf{H}$. Для дальнейшего описания достаточно рассмотреть только вектор \mathbf{E} (рис.1.1). Уравнение однородной электромагнитной волны для вектора \mathbf{E} записывается как:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \cdot \sin(\omega t - \vec{k}\vec{r} + \delta), \quad (1.1)$$

где δ – начальная фаза, $|\mathbf{E}_0|$ – амплитуда, ω – частота, t – время, \mathbf{k} – волновой вектор, \mathbf{r} – координата точки [9].

В общем случае вектор \mathbf{E} может лежать в любом из направлений, находящихся в плоскости, перпендикулярной направлению распространения света. Его можно представить как суперпозицию двух проекций на взаимно перпендикулярные направления, лежащие в перпендикулярной плоскости.

Если две взаимно перпендикулярные компоненты (проекции) вектора \mathbf{E} светового пучка совершают колебания с постоянной во времени разностью фаз, свет называется поляризованным. Рассмотрим более подробно суперпозицию двух взаимно перпендикулярных проекций вектора \mathbf{E} , имеющих постоянную разность фаз. Для определённости считаем, что волна распространяется в направлении Z , а проекции вектора \mathbf{E} лежат в плоскости XY . Тогда:

$$E_x(z, t) = E_{10} \cdot \sin(\omega t - kz), \quad (1.2)$$

$$E_y(z, t) = E_{20} \cdot \sin(\omega t - kz + \delta) \quad (1.3)$$

Перепишем уравнение (1.3) в виде

$$E_y(z, t) = E_{20} \cdot \sin(\omega t - kz) \cos \delta + E_{20} \cdot \cos(\omega t - kz) \sin \delta$$

и с помощью (1.2) исключим из него $\sin(\omega t - kz)$ и $\cos(\omega t - kz)$, тогда получим

$$E_y(z,t) = E_{20}(E_x/E_{10}) \cdot \cos\delta + E_{20} \cdot \sin\delta \cdot \sqrt{1 - E_x^2/E_{10}^2} \quad (1.4)$$

Амплитуды E_{10} и E_{20} предполагаются положительными числами. Переносим первое слагаемое из правой части (1.4) в левую сторону, возводя обе части в квадрат и деля их на E_{20}^2 , после группировки членов получаем уравнение:

$$\frac{E_x^2}{E_{10}^2} + \frac{E_y^2}{E_{20}^2} - 2 \frac{E_x}{E_{10}} \frac{E_y}{E_{20}} \cos\delta = \sin^2 \delta. \quad (1.5)$$

В зависимости от разности фаз уравнение (1.5) описывает различные кривые. Обычно состояние поляризации света изображается с помощью эллипса поляризации — проекции траектории конца вектора E на плоскость, перпендикулярную лучу (рис.1.2). В общем случае проекция имеет вид эллипса с правым или левым направлением вращения вектора E во времени. Такой свет называется эллиптически поляризованным [9,10].

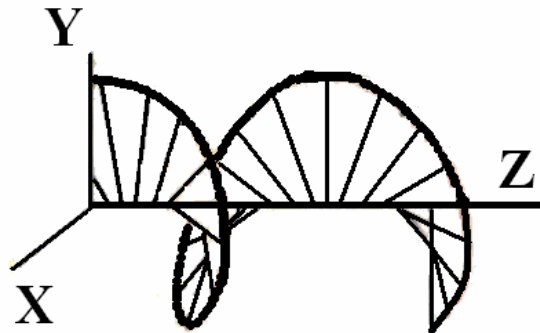


Рис.1.1. Изменение вектора E в пространстве в фиксированный момент времени при круговой поляризации [9, 10].

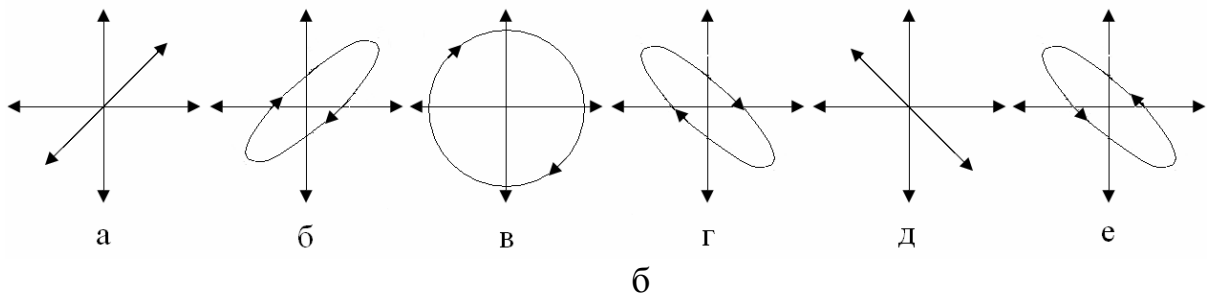


Рис.1.2. Проекции электромагнитной волны на плоскость, перпендикулярную направлению распространения излучения, для различных видов поляризованного света: а) разность фаз $\delta = 0$, разность хода $\Delta = \lambda \times \delta/2\pi = 0$; б) $\delta = \pi/6$, $\Delta = \lambda/12$; в) $\delta = \pi/2$, $\Delta = \lambda/4$; г) $\delta = 5\pi/6$, $\Delta = 5\lambda/12$; д) $\delta = \pi$, $\Delta = \lambda/2$; е) $\delta = 7\pi/6$, $\Delta = 7\lambda/12$.

Можно представить несколько конкретных ситуаций:

1) Циркулярно-поляризованное излучение – предельный случай эллиптически поляризованного света. Другое название – излучение, поляризованное по кругу или излучение с круговой поляризацией. В этом случае разность фаз между двумя проекциями вектора \mathbf{E} светового пучка составляет $\pi/2 \cdot (2n+1)$, где n – целое число. Проекция траектории конца вектора \mathbf{E} на плоскость, перпендикулярную лучу, представляет собой окружность (рис.1.2в). **Правая (левая) циркулярная поляризация** – это поляризация излучения, вектор \mathbf{E} которого вращается по правому (левому) кругу, когда свет распространяется на наблюдателя. Фотоны, распространяющиеся в циркулярно-поляризованном излучении, переносят момент количества движения, вектор которого ориентирован в направлении распространения электромагнитной волны, а величина равна $S_{ph}\hbar$, где $S_{ph} = +1$ для левой поляризации и -1 для правой. Левую поляризацию излучения называют σ^+ поляризацией, правую - σ^- поляризацией.

2) Линейно-поляризованное излучение - другой предельный случай эллиптически поляризованного света. В этом случае разность фаз между двумя проекциями вектора \mathbf{E} светового пучка составляет πn , где n – целое число. Проекция траектории конца вектора \mathbf{E} на плоскость, перпендикулярную лучу, представляет собой прямую линию (рис.1.2а,д). Плоскость, в которой находится вектор \mathbf{E} , называется плоскостью поляризации. Другое название такой волны – плоско-поляризованная волна.

Отметим, что излучение является линейно-поляризованным также и в том случае, если одна из проекций вектора \mathbf{E} равна нулю. В этом случае плоскость поляризации включает в себя одну из осей (X или Y).

1.1.2. Суперпозиция поляризованных волн

Уравнения (1.1 – 1.5) показывают, что суперпозиция двух линейно-поляризованных волн в зависимости от сдвига фаз между ними приводит к

появлению плоско-поляризованной, циркулярно-поляризованной или эллиптически поляризованной волны.

Рассмотрим практически важный случай суперпозиции двух циркулярно-поляризованных волн одной и той же частоты, распространяющихся в одном направлении. Считаем, что разность фаз между двумя волнами равна нулю. Для определённости положим, что первая волна поляризована по правому кругу, а вторая по левому. Если же обе волны циркулярно-поляризованы одинаково, то получится циркулярно-поляризованное излучение большей амплитуды. Запишем для первой волны:

$$E_{1x}(z, t) = E_{10} \cdot \sin(\omega t - kz), \quad (1.6)$$

$$E_{1y}(z, t) = E_{10} \cdot \cos(\omega t - kz), \quad (1.7)$$

для второй волны:

$$E_{2x}(z, t) = -E_{20} \cdot \sin(\omega t - kz), \quad (1.8)$$

$$E_{2y}(z, t) = E_{20} \cdot \cos(\omega t - kz). \quad (1.9)$$

Тогда

$$E_x = E_{1x} + E_{2x} = (E_{10} - E_{20}) \cdot \sin(\omega t - kz), \quad (1.10)$$

$$E_y = E_{1y} + E_{2y} = (E_{10} + E_{20}) \cdot \cos(\omega t - kz). \quad (1.11)$$

Введём замены $E_{10} - E_{20} = a$; $E_{10} + E_{20} = b$, тогда уравнение (1.11) будет выглядеть так: $E_y = b \cdot \cos(\omega t - kz)$. Возведём обе части в квадрат и перепишем его, используя соотношение (1.10) и формулы сложения квадратов синуса и косинуса:

$$E_y^2 = b^2 \cdot \left(1 - \frac{E_x^2}{a^2}\right). \quad (1.12)$$

Разделив обе части на b^2 и перенеся второе слагаемое в левую часть, получим:

$$\frac{E_x^2}{a^2} + \frac{E_y^2}{b^2} = 1 \quad (1.13)$$

- это уравнение эллипса.

Таким образом, сложение двух вращающихся в противоположные стороны циркулярных поляризаций разной амплитуды даёт эллиптически поляризованное излучение. В частном случае, когда $E_{10} = E_{20}$, остаётся одна компонента вектора \mathbf{E} , т.е. поляризация становится линейной. Иными словами, линейно-поляризованное излучение может быть представлено как результат сложения двух циркулярно-поляризованных электромагнитных волн с правой и левой поляризацией.

Рассмотрим случай, когда между двумя циркулярно-поляризованными волнами есть фиксированная разность фаз φ . В этом случае уравнения (1.8) и (1.9) переписутся как

$$E_{2x}(z, t) = -E_{20} \cdot \sin(\omega t - kz + \varphi) \quad (1.8')$$

$$E_{2y}(z, t) = E_{20} \cdot \cos(\omega t - kz + \varphi) \quad (1.9')$$

Для решения системы уравнений (1.6), (1.7), (1.8') и (1.9') повернём координатные оси на угол, равный $\varphi/2$. В этом случае уравнения в новой системе координат переписутся как:

$$E'_{1x}(z, t) = E_{10} \cdot \sin(\omega t - kz) \cos(\varphi/2) + E_{10} \cdot \cos(\omega t - kz) \sin(\varphi/2) \quad (1.14)$$

$$E'_{1y}(z, t) = -E_{10} \cdot \sin(\omega t - kz) \sin(\varphi/2) + E_{10} \cdot \cos(\omega t - kz) \cos(\varphi/2) \quad (1.15)$$

Используя известные тригонометрические соотношения:

$$\sin A \cos B = \frac{1}{2} (\sin(A + B) + \sin(A - B)), \quad (1.16)$$

$$\cos A \cos B = \frac{1}{2} (\cos(A + B) + \cos(A - B)), \quad (1.17)$$

$$\sin A \sin B = \frac{1}{2} (\cos(A - B) - \cos(A + B)), \quad (1.18)$$

получим:

$$E'_{1x}(z, t) = \frac{E_{10}}{2} \cdot \left(\sin\left(\omega t - kz + \frac{\varphi}{2}\right) + \sin\left(\omega t - kz - \frac{\varphi}{2}\right) + \sin\left(\omega t - kz + \frac{\varphi}{2}\right) + \sin\left(\frac{\varphi}{2} - (\omega t - kz)\right) \right) \quad (1.19)$$

Поскольку $\sin\left(\frac{\varphi}{2} - (wt - kz)\right) = -\sin\left(wt - kz - \frac{\varphi}{2}\right)$, второе и четвёртое слагаемое сокращаются. В итоге получим:

$$E'_{1x}(z, t) = E_{10} \cdot \sin\left(wt - kz + \frac{\varphi}{2}\right). \quad (1.20)$$

Для второй компоненты:

$$E'_{1y}(z, t) = \frac{E_{10}}{2} \cdot \left(-\cos\left(wt - kz - \frac{\varphi}{2}\right) + \cos\left(wt - kz + \frac{\varphi}{2}\right) + \cos\left(wt - kz + \frac{\varphi}{2}\right) + \cos\left(\frac{\varphi}{2} - (wt - kz)\right) \right) \quad (1.21)$$

Сократив слагаемые, получим в новых координатах:

$$E'_{1y}(z, t) = E_{10} \cdot \cos\left(wt - kz + \frac{\varphi}{2}\right). \quad (1.22)$$

Проделав аналогичные вычисления для второй волны можно легко показать, что:

$$E'_{2x}(z, t) = -E_{20} \cdot \sin\left(wt - kz + \varphi - \frac{\varphi}{2}\right) = -E_{20} \cdot \sin\left(wt - kz + \frac{\varphi}{2}\right), \quad (1.23)$$

$$E'_{2y}(z, t) = E_{20} \cdot \cos\left(wt - kz + \varphi - \frac{\varphi}{2}\right) = E_{20} \cdot \cos\left(wt - kz + \frac{\varphi}{2}\right). \quad (1.24)$$

Таким образом, путём поворота координатных осей можно добиться, чтобы взаимно перпендикулярные компоненты обеих волн находились в фазе. Решение уравнений вновь даст формулу (1.13). Результатом сложения таких волн будет эллипс, главные оси которого повёрнуты на угол $\varphi/2$. В частном случае, если $E_{10} = E_{20}$, комбинация двух циркулярно-поляризованных волн даст линейно-поляризованное излучение, причём линия колебаний вектора \mathbf{E} образует угол $\varphi/2$ с осью X .

1.2. Методы генерации циркулярно-поляризованного излучения

Наиболее простой способ поляризации электромагнитного излучения – пропускание неполяризованного света через оптические кристаллы. Данный способ имеет ряд недостатков для практического приборного применения и будет вкратце рассмотрен ниже. Перспективным для задач спинтроники

методом получения поляризованного излучения является люминесценция полупроводниковых структур [6, 11]. Известно, что люминесценция твёрдых тел происходит в результате рекомбинации электронов или дырок из состояний с высокой энергией в состояния с низкой энергией с испусканием фотона. При рекомбинации должны выполняться законы сохранения энергии, квазиимпульса и момента количества движения. Момент количества движения рекомбинирующих носителей заряда должен передаваться испускаемому фотону. Излучение, переносящее момент количества движения $S_{ph} = +1$, циркулярно-поляризовано по левому кругу, для $S_{ph} = -1$ – по правому кругу. Иными словами, создание в полупроводнике высокой концентрации носителей с определённым значением момента количества движения (спина) при их излучательной рекомбинации приведёт к тому, что излучение будет циркулярно-поляризовано [6]. В зависимости от направления спина носителей излучение будет поляризовано либо по правому, либо по левому кругу. В этом заключается основной принцип передачи информации посредством циркулярной поляризации света. В данной главе будут рассмотрены основы описания спина носителей заряда в полупроводниках, основные способы ориентации спинов носителей заряда, а также поляризационные свойства люминесценции.

1.2.1. Спин и магнитный момент носителей заряда в твёрдом теле

Любой электрон в твёрдом теле обладает магнитным моментом, который связан с моментом количества движения. Момент количества движения складывается из орбитального момента (связанного с движением электрона вокруг ядра) и собственного момента количества движения электрона – спина. Полный момент количества движения электрона \mathbf{j} является векторной суммой орбитального \mathbf{l} и спинового \mathbf{s} моментов ($\mathbf{j} = \mathbf{l} + \mathbf{s}$).

В квантовой механике вектор момента количества движения описывается двумя величинами: модулем и проекцией вектора на произвольную ось (так как для них выполняется закон сохранения) [12].

Полный момент количества движения электрона определяется из соотношения

$$J = j \cdot \hbar, \quad (1.25)$$

где \hbar – постоянная Планка, а j – число, которое может принимать лишь определённые дискретные значения. В интересующем нас случае полупроводников число j принимает значения $1/2$ или $3/2$. Связанный с моментом количества движения магнитный момент равен:

$$M = j \cdot \hbar \cdot \mu_B, \quad (1.25')$$

где μ_B – магнетон Бора.

Проекция магнитного момента на произвольное направление определяется из соотношения:

$$M_j = m_j \cdot \hbar \cdot \mu_B, \quad (1.26)$$

где m_j – магнитное квантовое число, которое может принимать значения $-j; -j+1; \dots; j-1; j$, всего $2j+1$ значений. Поскольку \hbar и μ_B в формуле (1.26) – это константы, проекция магнитного момента пропорциональна квантовому числу m_j . При дальнейшем рассмотрении множители \hbar и μ_B можно опустить, тогда проекция магнитного момента описывается числом m_j .

Для подробного описания связи спина носителей заряда и циркулярной поляризации люминесценции следует рассмотреть основные свойства носителей в твёрдом теле. Проведём рассмотрение на примере прямозонного полупроводника GaAs. Прямозонные полупроводники A^3B^5 широко используются при изготовлении светоизлучающих диодов.

Зонная структура GaAs (т.е., зависимость энергии электрона от волнового вектора) выглядит следующим образом (см. рис.1.3) [6, 13]. На рис.1.3 изображены две зоны разрешённых энергий [14] (валентная зона и зона проводимости).

Особенности зоны проводимости:

- 1) абсолютный минимум находится при $\vec{k} = 0$;

2) вблизи минимума зоны $E_c(\vec{k}) = \hbar^2 k^2 / 2m_e$, где m_e – эффективная масса, равная $m_e \approx 0.068 \cdot m_0$. Здесь m_0 – масса свободного электрона;

3) спин-орбитальным взаимодействием пренебрегают.

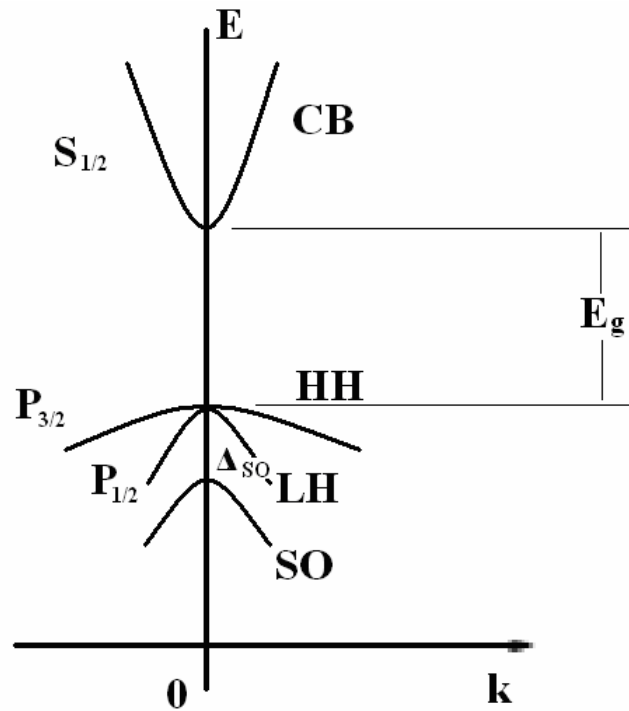


Рис.1.3. Зонная структура GaAs. Обозначения: СВ – зона проводимости, НН - валентная зона тяжелых дырок, ЛН - валентная зона легких дырок, SO - спин-отщепленная валентная зона, E_g - ширина запрещенной зоны, Δ_{SO} - спин-орбитальное расщепление.

Зона проводимости GaAs сформирована из s -состояний атомов Ga и As. Следовательно, орбитальное квантовое число $l = 0$. Полный момент количества движения электрона равен его собственному моменту количества движения (спину) $j = s = 1/2$. Проекция спина на выделенную ось составляют $+1/2$ и $-1/2$. Таким образом, проекция спина электрона в зоне проводимости может принимать только два значения.

Строго говоря, термин «спин» относится к собственному моменту количества движения электрона. Однако, поскольку собственный магнитный момент электрона однозначно связан с моментом количества движения,

общепринятой считается терминология, в которой термином «спин» называют и магнитный момент электрона.

Особенности валентной зоны:

В приближении сильной связи валентная зона GaAs и Ge образуется из атомных p -орбиталей (т.е., $l = 1$). Следовательно, полный момент количества движения $j = l \pm 1/2$. Число j может принимать значения $3/2$ и $1/2$. В первом

случае возможно $2 \cdot \frac{3}{2} + 1 = 4$ состояния проекции магнитного момента на выбранное направление: $m_j = -3/2, -1/2, +1/2, +3/2$ (две подзоны). Во втором случае возможны только 2 состояния: $m_j = -1/2, +1/2$ (одна подзона). Поэтому валентная зона включает в себя 3 подзоны. Для всех трех подзон максимум находится в центре зоны Бриллюэна при $\vec{k} = 0$. При этом две подзоны $P_{3/2}$ вырождены при $\vec{k} = 0$. Для подзоны $P_{1/2}$ вырождение частично снимается за счет спин-орбитального взаимодействия, в результате чего она располагается ниже на величину E_{SO} (часто обозначают Δ_{SO}).

Для зон с $j = 3/2$ выражение для энергии было получено Дрессельхаусом:

$$E_{1,2}(\vec{k}) = E(0) + \frac{\hbar^2}{2m_e} \left\{ A \cdot k^2 \pm \left[B^2 \cdot k^4 + C^2 (k_x^2 k_y^2 + k_y^2 k_z^2 + k_z^2 k_x^2) \right]^{1/2} \right\} \quad (1.27)$$

Здесь A , B и C – безразмерные константы. Значения этих констант для ряда полупроводников A^4 и A^3B^5 приведены в таблице 1.1 (из книги [13]).

Таблица 1.1. Значения констант, используемых в (1.27) [13].

Полупроводник	A	B	$ C ^2$
Si	-4.28	-0.68	24
Ge	-13.38	-8.5	173
GaP	-4.05	-0.98	16
GaAs	-6.9	-4.4	43
InSb	-36.61	-32.5	43

Заметим, во-первых, что значения A – отрицательны. Это означает, что, если мы при малых k используем формулу

$$E_{1,2} = E(0) + \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*}, \quad (1.28)$$

то эффективные массы этих подзон отрицательны. Вместо этого описания электронов, обладающих отрицательными массами, была введена концепция **дырок**. Если недостающий в валентной зоне электрон имеет энергию E (предполагается, что $E = 0$ у вершины валентной зоны), то энергия соответствующей дырки равна $-E$ и положительна. При таком определении эффективная масса дырки в валентной зоне противоположна массе недостающего электрона и положительна.

Если в уравнении (1.27) в выражении в фигурных скобках стоит знак «+», валентная зона обладает меньшей дисперсией и, следовательно, большей массой. Ее называют подзоной **тяжелых дырок**. При знаке «-» получаем подзону **легких дырок**. Из уравнения (1.26) легко выделить соответствующие энергии для тяжелых и легких дырок и построить поверхности постоянной энергии, которые будут иметь вид так называемых гофрированных сфер.

Таблица 1.2. Эффективная масса дырок в полупроводниках

Полупроводник	m_{hh}/m_0	m_{lh}/m_0	m_{so}/m_0
Si	0.54	0.15	0.23
Ge	0.34	0.043	0.095
GaP	0.57	0.18	0.25
GaAs	0.53	0.08	0.15
InSb	0.42	0.016	0.12

Дисперсии дырочной зоны вдоль направлений $[100]$ и $[111]$ являются параболическими, однако эффективные массы для этих двух направлений различны. Часто для простоты целесообразно предположить, что массы валентной зоны изотропны, т.е. производят усреднение по всем

направлениям \vec{k} . Таблица 1.2, взятая из цитированной выше книги [13], показывает значения эффективной массы дырок для некоторых полупроводников и для трех подзон.

Значения квантового числа $m_j = \pm 3/2$ относятся к подзоне тяжелых дырок, а $m_j = \pm 1/2$ – к зоне легких дырок. В отщеплённой подзоне $j = l - 1/2$, т.е. проекция полного момента количества движения может быть только $m_j = \pm 1/2$.

Можно заключить, что в зоне проводимости полупроводников находятся электроны проводимости, обладающие проекцией магнитного момента $\pm 1/2$. В валентной зоне находятся носители положительного заряда – дырки. Дырки с высокой эффективной массой называются тяжёлыми и обладают проекцией магнитного момента $\pm 3/2$. Дырки с меньшей эффективной массой называются лёгкими и обладают моментом $\pm 1/2$. Несмотря на то, что магнитный момент дырок связан с орбитальным моментом количества движения, для дырок сохраняется терминология, в которой проекция их магнитного момента также называется «спин». В дальнейшем будем считать эквивалентными понятия «проекция момента количества движения» и «спин» применительно к электронам и дыркам. Принято схематическое отображение спина электрона или дырки: с помощью стрелки, как показано, например, на рис.1.4. Носители с положительным спином отображаются стрелкой, направленной вверх, с отрицательным спином – стрелкой, направленной вниз. В связи с этим графическим отображением принята ещё одна терминология, относящаяся к спину носителей заряда. Носители с положительным спином называют «**spin up**» носителями, с отрицательным – «**spin down**» носителями. В русском языке существует аналогичная терминология: «**спин-вверх**» и «**спин-вниз**» [4, 15]. В дальнейшем для определённости будем считать, что электроны «спин-вверх» соответствуют ситуации, когда спиновый **магнитный момент** направлен вдоль магнитного поля (при этом момент количества движения направлен в противоположную сторону из-за отрицательного заряда электрона).

1.2.2. Спиновая поляризация

В общем случае спины электронов и дырок в полупроводниках ориентированы хаотически, а излучение, испускаемое в результате рекомбинации, не поляризовано. Практические применения требуют манипуляции токами носителей с неравновесной спиновой ориентацией. Неравновесный спин – это результат действия некоторого источника. Существуют определённые виды воздействия на полупроводники, которые приводят к изменению спиновых состояний. К ним относятся введение материала в магнитное поле, облучение циркулярно-поляризованным светом, а также электрическая инжекция носителей заряда из намагниченных ферромагнитных контактов. Укажем, что, когда оптическое возбуждение выключается, то спиновая ориентация возвращается к равновесному значению в течение времени, которое называется временем спиновой релаксации [6, 16].

Поскольку вектор момента количества движения не является в квантовой физике сохраняющейся величиной, параметром, описывающим изменения момента количества движения системы электронов, является проекция этого вектора – спин (m_j). В отсутствие каких-либо воздействий в рассматриваемых нами полупроводниках A^3B^5 концентрация электронов со спином $-1/2$ равна концентрации электронов со спином $+1/2$, а суммарный спин равен нулю. Перечисленные выше воздействия приводят к нарушению равновесия между концентрациями носителей с разным значением спина и к появлению так называемой спиновой поляризации. Рассмотрим каждое из этих воздействий.

Введение полупроводника в магнитное поле. При введении полупроводника в сильное магнитное поле энергия подзоны со спином, направленным вдоль поля, уменьшается (для определённости со спином вверх), а подзоны с противоположным спином (со спином вниз) – увеличивается. За счёт этого за время релаксации увеличивается концентрация носителей в подзоне со спином вверх, и уменьшается

концентрация в противоположной подзоне с установлением общего уровня Ферми (рис.1.4) [4, 15].

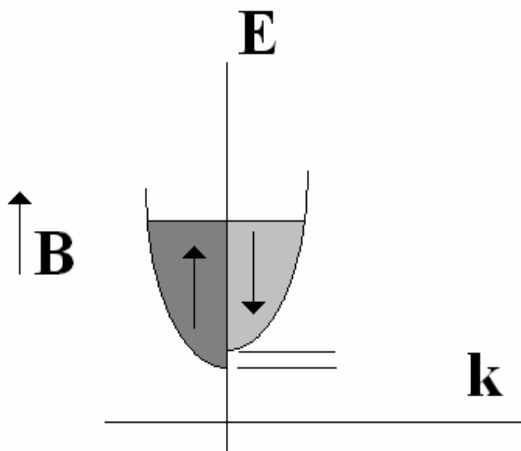


Рис.1.4. Энергетическая диаграмма полупроводника, введённого в магнитное поле.

Иными словами, создаётся преимущественная концентрация носителей с одним значением спина. Количественная характеристика разности концентраций носителей с различным спином даётся соотношением:

$$P_n = \frac{n_+ - n_-}{n_+ + n_-}, \quad (1.29)$$

где n_+ , n_- - концентрации носителей с

поляризациями «спин-вверх» и «спин-вниз».

Величина P_n называется **степенью спиновой поляризации** носителей. В неферромагнитных полупроводниках A^3B^5 в отсутствие магнитного поля степень спиновой поляризации равна нулю. Носители заряда, для которых $P_n \neq 0$, называют **поляризованными по спину носителями** или **спин-поляризованными носителями** заряда. Спин, которому соответствует более высокая концентрация носителей, называется **основным спином**, противоположный спин – **неосновным спином**.

Эффект расщепления подзон обусловлен наличием у носителей заряда магнитного момента, однозначно связанного с моментом количества движения. При введении материала в магнитное поле магнитный момент свободных носителей ориентируется в направлении приложенного поля. Именно взаимодействие внешнего поля с магнитными моментами носителей приводит к ориентации спинов.

В неферромагнитных материалах (в том числе и в GaAs) взаимодействие носителей с тепловыми колебаниями кристаллической решётки приводит к тому, что ориентация их спинов отклоняется от направления магнитного поля. Поэтому при температурах порядка комнатной степень спиновой

поляризации, определяемая соотношением (1.29), незначительна. Для создания значительной спиновой поляризации требуется введение магнитных полей порядка нескольких тесла, а также охлаждение до температуры 2 - 4 К. Для обеспечения таких значений требуются специальные условия эксперимента: использование сверхпроводящих магнитов и криостатов, охлаждаемых жидким гелием.

Другим вариантом генерации спин-поляризованных носителей является **облучение циркулярно-поляризованным светом** [6, 18]. Основным достоинством метода является возможность изучения эффектов, связанных со спиновой поляризацией носителей заряда, без использования сильного магнитного поля и низкотемпературных измерений. Кроме того, описание физики эффекта оптической ориентации даёт представление об обратном эффекте – циркулярной поляризации света, испускаемого при рекомбинации поляризованных по спину носителей. Фотоны циркулярно-поляризованного излучения переносят момент количества движения, вектор которого направлен в направлении распространения электромагнитной волны, а величина равна $S_{ph}\hbar$, где $S_{ph} = +1$ для левой поляризации и -1 для правой. При поглощении таких фотонов генерируются носители, в которых проекция спина на направление распространения составляет $+1/2$ или $-1/2$ ($3/2$ или $-3/2$ для тяжёлых дырок) [19]. На рисунке 1.5 приведены возможные переходы в прямозонном полупроводнике (GaAs) при поглощении света.

Спин фотона передаётся возбуждаемой им электрон-дырочной паре. В соответствии с законом сохранения момента количества движения возможны переходы с изменением на $+1$ или на -1 . В случае, когда в излучении присутствует только одна компонента с $S_{ph} = +1$, возможны при поглощении света три перехода:

$$hh \rightarrow c(m_j = -\frac{3}{2} \rightarrow -\frac{1}{2}) ; \text{ изменение магнитного момента } -\frac{1}{2} - (-\frac{3}{2}) = +1;$$

$$lh \rightarrow c(m_j = -\frac{1}{2} \rightarrow +\frac{1}{2}) ; \text{ изменение магнитного момента } +\frac{1}{2} - (-\frac{1}{2}) = +1;$$

$$sh \rightarrow c(m_j = -\frac{1}{2} \rightarrow +\frac{1}{2}) ; \text{изменение магнитного момента } +\frac{1}{2} - (-\frac{1}{2}) = +1.$$

Все они происходят при σ^+ поляризации света.

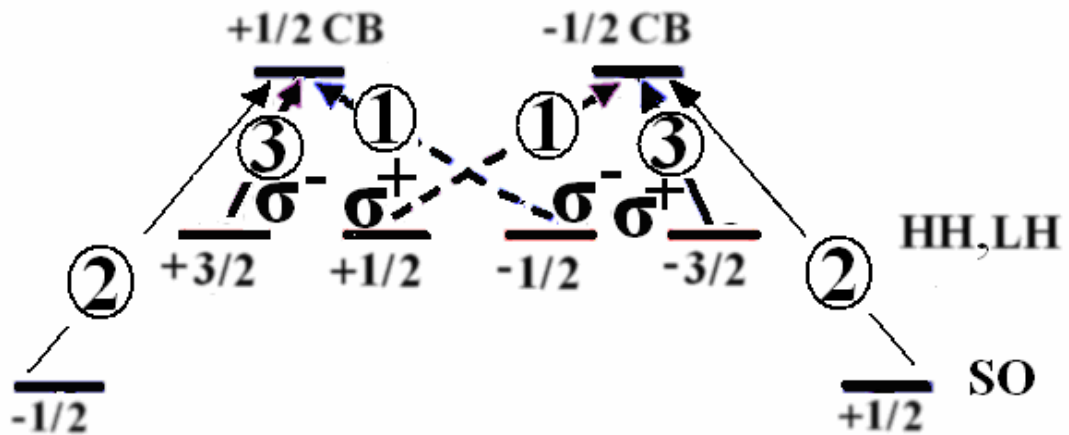


Рис.1.5. Правила отбора для межзонных переходов между m_j подзонами для циркулярно-поляризованного света с положительной (σ^+) и отрицательной (σ^-) поляризациями. Цифры в кружках указывают относительные интенсивности переходов, которые применимы как для возбуждения (показаны стрелками), так и для излучательной рекомбинации

Для $S_{ph} = -1$ (σ^- поляризация) при поглощении также возможны три перехода:

$$hh \rightarrow c(m_j = \frac{3}{2} \rightarrow \frac{1}{2}) ; \text{изменение магнитного момента } +\frac{1}{2} - \frac{3}{2} = -1;$$

$$lh \rightarrow c(m_j = \frac{1}{2} \rightarrow -\frac{1}{2}) ; \text{изменение магнитного момента } -\frac{1}{2} - \frac{1}{2} = -1;$$

$$sh \rightarrow c(m_j = \frac{1}{2} \rightarrow -\frac{1}{2}) ; \text{изменение магнитного момента } -\frac{1}{2} - \frac{1}{2} = -1.$$

Рассмотрим σ^+ поляризацию. Вероятность перехода для

$$hh \rightarrow c(m_j = -\frac{3}{2} \rightarrow -\frac{1}{2}) \quad \text{относительно} \quad \text{вероятности} \quad \text{перехода}$$

$$lh \rightarrow c(m_j = -\frac{1}{2} \rightarrow +\frac{1}{2}) \quad \text{равна 3. Иными словами первый переход в три раза}$$

более вероятен, чем второй. Вероятность перехода $sh \rightarrow c(m_j = -\frac{1}{2} \rightarrow +\frac{1}{2})$

относительно того же перехода равна 2. Спиновая поляризация

возбужденных электронов зависит от энергии фотона: когда $E_g < \hbar\omega < E_g +$

ΔS_0 , то вклад в поглощение дают только подзоны легких и тяжелых дырок. Если не учитывать спин-отщеплённую подзону, при накачке σ^+ поляризованным светом в системе будет в 3 раза больше фотовозбуждённых электронов со спином $-1/2$, чем электронов со спином $1/2$, другими словами, появится спиновая поляризация электронов. Степень спиновой поляризации, определяемая из соотношения (1.29), $P_n = \frac{n_+ - n_-}{n_+ + n_-} = \frac{3n_- - n_+}{3n_- + n_+} = \frac{1}{2}$. Это – спиновая поляризация электронов в момент фотовозбуждения.

Спин ориентирован преимущественно против направления проникновения света (знак минус), т.к. переходы из подзоны тяжелых дырок преобладают над переходами из зоны легких дырок. При σ^- поляризации фотонов $P_n = 0.5$, а спин ориентирован преимущественно вдоль направления распространения света. Следует указать, что в начальный момент дырки также поляризованы, но они очень быстро теряют спиновую ориентацию по сравнению с электронами из-за спин-орбитального взаимодействия в валентной зоне.

Наиболее значительные перспективы имеет метод **электрической инжекции поляризованных по спину носителей** в полупроводник из намагниченных ферромагнитных (ФМ) контактов [7]. Для ферромагнетиков характерно магнитное упорядочение, т.е. без внешнего воздействия магнитные моменты ферромагнетика ориентированы определённым образом. В общем случае, ферромагнетик состоит из доменов – областей с определённой ориентацией намагниченности. В целом по образцу намагниченность в этом случае равна нулю. При введении ферромагнетика в магнитное поле происходит увеличение размеров домена, намагниченность которого направлена вдоль поля за счёт всех остальных. При увеличении поля размер домена увеличивается до тех пор, пока не останется только один домен. При дальнейшем увеличении магнитного поля намагниченность выходит на насыщение. Если снять магнитное поле, вновь образуется доменная структура, но наибольший размер имеют домены с

намагниченностью, совпадавшей с направлением магнитного поля, которое было приложено [17]. Это состояние соответствует остаточной намагниченности.

Таким образом, в ферромагнетике возможно создание равновесной концентрации магнитных моментов. Природа ферромагнетизма достаточно подробно описана в учебных пособиях [17,21]. В рамках настоящего пособия достаточно ограничиться кратким описанием свойств ферромагнитных материалов, касающихся ориентации спина в ферромагнетике и управления спином с помощью магнитного поля. В идеальном намагниченном ФМ металле плотность состояний $3d$ зоны для электронов с разным значением спина выглядит, как показано на рис.1.6 [20]. Энергетическая зона для электронов с основным спином смещается вниз по энергии ниже уровня Ферми, состояния в ней заполняются полностью. Вследствие этого ток переносится только электронами с «неосновным» спином, зона которых смещается вверх по энергии, а уровень Ферми остаётся в области разрешённых энергий этой зоны. В реальных ферромагнетиках в проводимости могут участвовать электроны как с «неосновным» спином, так и с «основным» (рис.1.6б), а также электроны из зоны, сформированной s -состояниями. Тем не менее, поскольку плотность состояний в s -зоне и в полузоне с «основным спином» на уровне Ферми сравнительно невелика, в процессах переноса тока в большей степени участвуют носители с «неосновным» спином. Ток, переносимый в ФМ металле, будет спин-поляризованным.

Поляризованные по спину носители могут инжектироваться в неферромагнитный металл или полупроводник, создавая в нём спиновую поляризацию [20]. Энергетическая диаграмма контакта ФМ металл/парамагнетик при инжекции электронов из ФМ металла представлена на рис.1.6в. Принципы электрической спиновой инжекции из ферромагнетиков в металлы, полупроводники и сверхпроводники были разработаны Ароновым и Пикусом (ФТИ им. А.Ф. Иоффе) в 1976 году [22].

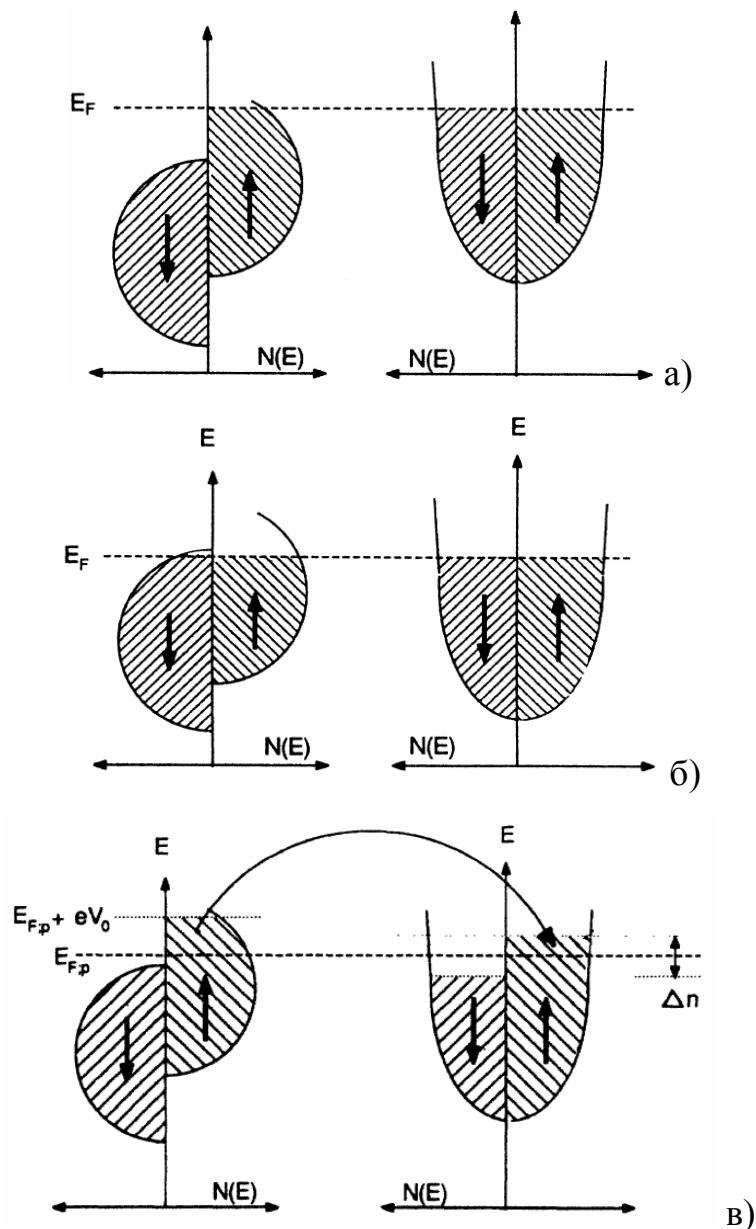


Рис.1.6. Энергетическая диаграмма структур ферромагнитный металл/парамагнитный металл. а) – плотность состояний идеализированного ферромагнетика (слева) и парамагнетика (справа), б) – плотность состояний неидеального ферромагнетика (слева) и парамагнетика (справа) в) – схема спиновой инжекции из идеализированного ферромагнетика в парамагнитный металл при приложении напряжения к структуре [20].

Если ферромагнитный металл привести в контакт с неферромагнитным полупроводником и подать электрическое смещение, то поляризованные по спину носители из металла переносятся в полупроводник, т.е. через границу раздела протекает ток спин-поляризованных носителей [7, 20, 23]. Таким

образом, возможно создание спиновой поляризации носителей заряда в полупроводниках за счёт электрической инжекции из ферромагнитного металла.

Как показывает анализ, проведённый в [23], при электрической инжекции поляризованных по спину электронов из ФМ металла в полупроводник n -типа величина спиновой поляризации тока α в на границе ФМ металла и полупроводника n -типа зависит от соотношения сопротивлений металла и полупроводника [7]:

$$\alpha = \frac{I_{\uparrow} - I_{\downarrow}}{I_{\uparrow} + I_{\downarrow}} = f\left(\frac{R_{FM}}{R_{SC}}\right), \quad (1.30)$$

где $I_{\uparrow}(I_{\downarrow})$ – токи «спин-вверх» («спин-вниз») носителей, R_{FM} – сопротивление ФМ металла, а R_{SC} – сопротивление полупроводника.

Поскольку сопротивление полупроводника значительно больше, чем сопротивление металла, эффективность спиновой инжекции из ФМ металла в полупроводник близка к нулю. Приближённые оценки дают значение меньше 0.01 [23], экспериментальная регистрация столь малой величины α затруднительна, также как и реализация приборов, работающих на основе такого эффекта. Применённый в [23] теоретический подход объясняет невысокое значение спиновой поляризации тока ($\sim 1\%$), которое было получено в первых опытах по спиновой инжекции из ФМ металла [24]. Данный эффект получил название «проблема рассогласования проводимостей», его преодолению посвящен ряд теоретических и экспериментальных работ по структурам вида ФМ металл/полупроводник. Природой проблемы рассогласования проводимостей является низкая плотность состояний в полупроводнике по сравнению с металлом. В реальном ФМ металле всегда присутствуют электроны и с основным, и с неосновным спином. Количество даже электронов с неосновным спином в металле выше, чем плотность состояний в полупроводнике на границе раздела. Поэтому, именно протекание тока в полупроводнике определяет эффективность спиновой инжекции, а в полупроводнике разность в

плотности состояний для электронов с основным и неосновным спином невелика.

Одним из подходов к повышению эффективности спиновой инжекции является введение между ФМ металлом и полупроводником спин-зависимого туннельного сопротивления [25]. В этом случае степень спиновой поляризации тока будет определяться соотношением вероятностей туннелирования для электронов с различным спином. Как было показано в [25,26], вероятность туннелирования пропорциональна произведению исходной и конечной плотности состояний. Следовательно, зависимость туннельного сопротивления от спина носителей вызвана различием в плотности «спин-вверх» и «спин-вниз» состояний в ФМ металле. В случае спин-поляризованных электронов вероятности туннелирования носителей заряда с основным спином и неосновным спином различаются. В том случае, если зонная диаграмма структуры подобна диаграмме на рис.1.6а, то выше вероятность туннелирования носителей с неосновным спином. Это означает, что даже неферромагнитные туннельные барьеры между ФМ металлом и полупроводником, такие, например, как плёнка Al_2O_3 , способствуют повышению эффективности спиновой инжекции [27].

Формула для спиновой поляризации тока в этом случае выглядит как [7]

$$\alpha = f\left(\frac{R_T}{R_{SC} + R_T}\right), \quad (1.31)$$

где R_T - спин-зависимое туннельное сопротивление.

Введение туннельного сопротивления позволяет существенно повысить эффективность спиновой инжекции, которая в этом случае определяется разностью туннельных сопротивлений для «спин-верх» и «спин-вниз» носителей. На практике в качестве туннельных барьеров используются окисные плёнки [28] или барьеры, образующиеся в обратносмещённых диодах Шоттки [7]. В [29] была теоретически рассмотрена возможность инжекции спин-поляризованных электронов в структуре вида ФМ металл/полупроводник. Экспериментальная реализация спиновой инжекции

в обратносмещённых диодах Шоттки была осуществлена в полупроводниковых диодах на основе полупроводников A^3B^5 [25-30]. В указанных работах две независимые группы исследовали светоизлучающие диоды с контактом Шоттки Fe/AlGaAs и квантовой ямой GaAs. Обеими группами были получены похожие результаты: степень циркулярной поляризации составила $\sim 30\%$ при низких температурах. С повышением температуры степень поляризации уменьшалась вследствие увеличения спинового рассеяния [30] и составляла 6 – 13 % при комнатной температуре. Подобные результаты были получены для диодов, содержащих туннельно-тонкий слой диэлектрика между ФМ металлом и полупроводником [5,30]. Применение промежуточной плёнки оксида алюминия (AlO_x) [31] способствовало получению высокого уровня спиновой инжекции (до 40 %) по сравнению с обратносмещённым барьером Шоттки, не включающим окисной плёнки [31].

1.2.2. Генерация циркулярно-поляризованного излучения

Остановимся подробнее на физике процессов преобразования момента количества движения электрон-дырочной системы в циркулярную поляризацию люминесценции. В случае светоизлучающих структур механизмом детектирования спиновой поляризации системы является эмиссия циркулярно-поляризованного излучения. Спиновая поляризация прямо связана с оптической поляризацией эмиссии через квантовые правила отбора, управляющие излучательной рекомбинацией. Повторим, что лево- и право- поляризованные фотоны имеют проекцию их момента количества движения на направление волнового вектора, равную $+1$ или -1 (в единицах \hbar), соответственно.

В процессе межзонной рекомбинации электрон-дырочная пара аннигилирует с испусканием фотона. При этом выполняются законы сохранения энергии, квазиимпульса и момента количества движения. В соответствии с первым из перечисленных законов сохранения, энергия

испускаемого фотона равна разности энергий начального и конечного состояний электрона. Закон сохранения момента количества движения устанавливает правила отбора при оптических переходах: изменение момента количества движения при рекомбинации электрона и дырки (т.е. при переходе электрона из зоны проводимости в валентную зону) должно быть равно ± 1 в единицах \hbar . Это связано с тем, что спин испускаемого фотона (момент количества движения) может принимать значения ± 1 .

В том случае, если ансамбль электронов не поляризован, то система с равной вероятностью испускает фотоны со спином $+1$ и -1 , т.е. в целом излучение не поляризовано. В том случае, когда в системе присутствуют носители только с одним значением спина, рекомбинационное излучение будет частично циркулярно поляризовано. Степень циркулярной поляризации излучения служит в качестве идентификатора состояния плотности спинов носителей, а также его изменения под влиянием внешних факторов и процессов релаксации.

Чтобы количественно определить спиновую поляризацию из измерения оптической поляризации, нужно подробно рассмотреть правила оптического отбора. Наиболее простым является рассмотрение межзонных переходов в прямозонном полупроводнике.

Описание оптических переходов с участием спин-поляризованных носителей дано в [32]. Вероятность излучательного перехода для электрона W_{if} может быть вычислена из начальной и конечной волновых функций состояния, вовлеченного в этот переход, используя золотое правило Ферми:

$$W_{if} = \frac{2\pi}{\hbar} |M_{if}|^2 g(h\nu), \quad (1.32)$$

где M_{if} – это матричный элемент для перехода и $g(h\nu)$ – плотность конечных состояний. Матричный элемент описывает связь начального и конечного состояний, в то время как плотность состояний представляет число путей, которыми этот переход может произойти. Матричный элемент дается интегралом перекрытия:

$$M_{if} = \int \varphi_f^*(\vec{r}) H_I \varphi_i(\vec{r}) d^3r = \langle f | H_I | i \rangle, \quad (1.33)$$

где φ_f и φ_i – это волновые функции начального и конечного состояний, а H_I – гамильтониан взаимодействия. Для электронных состояний вблизи Γ -точки электронные волновые функции в зоне проводимости и валентной зоне хорошо описываются волновыми функциями Блоха, которые имеют почти тот же самый орбитальный характер, что и атомные состояния. Блоховские состояния могут быть обозначены согласно общему угловому моменту, J , и проекции общего углового момента на ось $+z$, m_z , с помощью $|J, m_z\rangle$. В этой записи волновые функции, описывающие состояния зоны проводимости и валентной зоны вблизи Γ -точки, могут быть выражены через волновые функции с орбитальным характером s , p_x , p_y и p_z , как показано в таблице 1.3.

Вводится гамильтониан взаимодействия, которое связывает начальное и конечное состояния. В рассматриваемом случае взаимодействие происходит между электрическим диполем и внешним полем, так что оператор взаимодействия дается выражением

$$H_I = \vec{\mu} \cdot \vec{\varepsilon} = (\mu_x \varepsilon_x + \mu_y \varepsilon_y + \mu_z \varepsilon_z), \quad (1.34)$$

где $\vec{\mu}$ – это дипольный момент, а $\vec{\varepsilon}$ – электрическое поле световой волны. Поскольку электрическое поле не изменяется значительно на атомных расстояниях, то компоненты электрического поля ε_x , ε_y и ε_z могут быть взяты константами. Следует учесть, что J и m_z могут принимать не любые значения, а только определённые. Для того, чтобы учесть ограничения, наложенные на J и m_z , векторный оператор $\vec{\mu}$ представляется в виде сферического тензора $\mu_{\pm 1}^1$ для σ^\pm оптических переходов. Сферическая функция Y_m^l , где m меняется от $-l$ до $+l$, может описывать вектор для $l=1$. Для таких функций применяется теорема Вигнера-Эккарта, согласно которой отличны от нуля (т.е. $M_{if} \neq 0$) только те матричные элементы, для которых $\Delta m_j = \pm 1$. Переходы, при которых m_j изменяется на ± 1 , создают σ^\mp поляризованный свет. Переходы, для которых $\Delta m_j = -1$, приводят к эмиссии σ^+ поляризованного света при

распространении вдоль направления $+z$ и σ^- поляризованного света при распространении вдоль направления $-z$. Фундаментальной причиной циркулярной поляризации является закон сохранения момента количества движения.

Таблица 1.3. Характеристика состояний зоны проводимости и валентной зоны вблизи Γ -точки.

Зона	$ J, m_j\rangle$	Волновая функция
Проводимости	$ \frac{1}{2}, +\frac{1}{2}\rangle$	$ s\rangle \uparrow$
	$ \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\rangle$	$ s\rangle \downarrow$
Тяжелых дырок	$ \frac{3}{2}, +\frac{3}{2}\rangle$	$-\frac{1}{\sqrt{2}}(p_x\rangle + i p_y\rangle) \uparrow$
	$ \frac{3}{2}, -\frac{3}{2}\rangle$	$+\frac{1}{\sqrt{2}}(p_x\rangle - i p_y\rangle) \downarrow$
Легких дырок	$ \frac{3}{2}, +\frac{1}{2}\rangle$	$-\frac{1}{\sqrt{6}}(p_x\rangle + i p_y\rangle) \downarrow - 2 p_z\rangle \uparrow$
	$ \frac{3}{2}, -\frac{1}{2}\rangle$	$+\frac{1}{\sqrt{6}}(p_x\rangle - i p_y\rangle) \uparrow + 2 p_z\rangle \downarrow$

В случае межзонных переходов можно видеть из симметрии, что ненулевые матричные элементы имеют форму $\langle p_x | \mu_x | s \rangle = \langle p_y | \mu_y | s \rangle = \langle p_z | \mu_z | s \rangle$. Относительные вероятности перехода определяются квадратом матричного элемента. Резюмируя приведённые рассуждения, запишем оптические переходы, возможные в полупроводнике A^3B^5 , в таблице 1.4.

Важно отметить, что правила отбора строго справедливы только точки $k = 0$. Вне этой точки состояния тяжелых дырок и легких дырок смешиваются, поэтому законы, описывающие оптическую поляризацию, усложняются. Однако применение приведённых выше правил отбора для

связывания спиновой и оптической поляризации для спиновых СИД может быть использовано с очень хорошим приближением.

Таблица 1.4. Вероятности перехода для допустимых переходов и поляризация эмиссии для прибора, излучающего в направлении $+z$.

Переход	Матричный элемент, M_{if}	Δm_j	Эмиссия	$ M_{if} ^2$
СВ \uparrow →НН \uparrow	$\left\langle \frac{3}{2}, +\frac{3}{2} \left \mu_x \right \frac{1}{2}, +\frac{1}{2} \right\rangle$	-1	σ^+	$\frac{1}{2} \langle p_x \mu_x s \rangle ^2$
СВ \downarrow →НН \downarrow	$\left\langle \frac{3}{2}, -\frac{3}{2} \left \mu_x \right \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle$	+1	σ^-	$\frac{1}{2} \langle p_x \mu_x s \rangle ^2$
СВ \uparrow →ЛН \downarrow	$\left\langle \frac{3}{2}, -\frac{1}{2} \left \mu_x \right \frac{1}{2}, +\frac{1}{2} \right\rangle$	+1	σ^-	$\frac{1}{6} \langle p_x \mu_x s \rangle ^2$
СВ \downarrow →ЛН \uparrow	$\left\langle \frac{3}{2}, -\frac{1}{2} \left \mu_x \right \frac{1}{2}, +\frac{1}{2} \right\rangle$	-1	σ^+	$\frac{1}{6} \langle p_x \mu_x s \rangle ^2$

Также важно отметить, что, согласно таблице 1.4, переходы, вовлекающие тяжелые дырки, в три раза более вероятны, чем переходы с участием легких дырок. В объемном прямозонном полупроводнике валентные зоны тяжелых дырок и легких дырок вырождены в точке $k = 0$.

Вводится параметр, который является важнейшей характеристикой частично циркулярно-поляризованного излучения. Этот параметр называется степенью циркулярной поляризации света: $P_{CP} = \frac{I(\sigma^+) - I(\sigma^-)}{I(\sigma^+) + I(\sigma^-)}$. С учетом относительных вероятностей переходов степень циркулярной поляризации записывается как:

$$P_{CP} = \frac{I(\sigma^+) - I(\sigma^-)}{I(\sigma^+) + I(\sigma^-)} = \frac{(3n_{\downarrow} + n_{\uparrow}) - (3n_{\uparrow} + n_{\downarrow})}{(3n_{\downarrow} + n_{\uparrow}) + (3n_{\uparrow} + n_{\downarrow})} = \frac{n_{\downarrow} - n_{\uparrow}}{2(n_{\uparrow} + n_{\downarrow})} = -\frac{P_n}{2}, \quad (1.35)$$

где $I(\sigma^+)$ и $I(\sigma^-)$ – интенсивности света для σ^+ и σ^- поляризаций, соответственно. Поскольку переходы, вовлекающие тяжелые дырки, в три раза более вероятны, чем переходы, вовлекающие легкие дырки, фотоны эмитируются с их угловым моментом, ориентированным против направления спиновой поляризации.

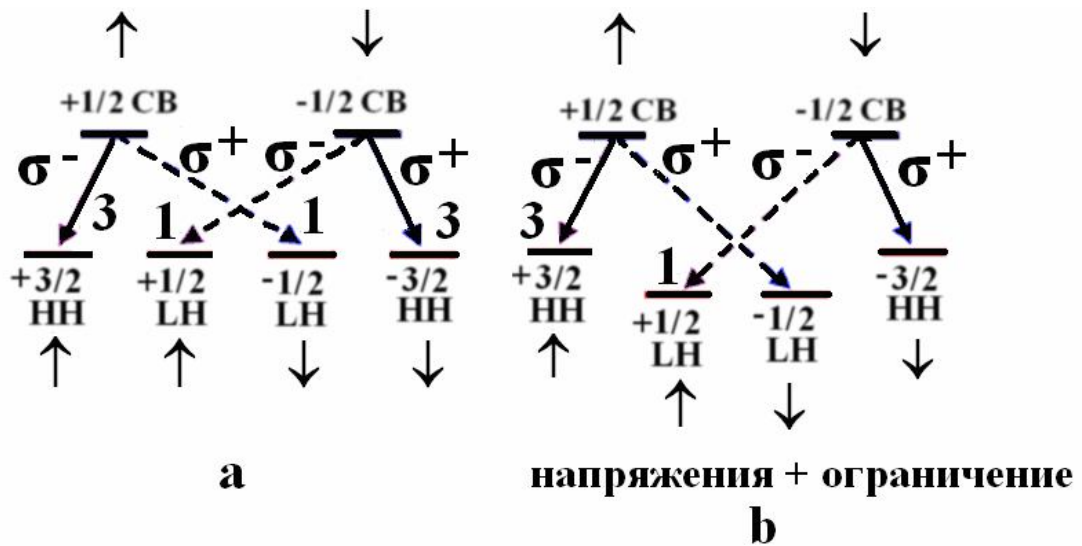


Рис.1.7. Допустимые излучательные переходы и соответствующая оптическая поляризация для случаев (а) объемного материала с вырожденными зонами тяжелых и легких дырок и (б) квантовой ямы, в которой эпитаксиальные напряжения и квантовое ограничение сняли вырождение зон тяжелых и легких дырок.

Формула (1.35) может упрощаться в том случае, если в переходах участвуют только лёгкие или только тяжёлые дырки. Например, в размерно-квантованных гетероструктурах $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ вследствие квантового ограничения и эпитаксиальных напряжений сжатия вырождение (в центре зоны) между валентными зонами тяжелых и легких дырок снимается. Зона лёгких дырок при содержании In ниже $x = 0.15$ находится вне ограничивающего потенциала квантовой ямы. В квантовой яме находится только энергетический уровень тяжёлых дырок. В этом случае состояния легких дырок не участвуют в излучательной рекомбинации в квантовой яме и спиновая поляризация в точности равна степени циркулярной поляризации, снова с моментом количества движения фотона, ориентированным против направления спиновой поляризации:

$$P_{CP} = \frac{I(\sigma^+) - I(\sigma^-)}{I(\sigma^+) + I(\sigma^-)} \cong \frac{3n_{\downarrow} - 3n_{\uparrow}}{3n_{\downarrow} + 3n_{\uparrow}} = \frac{n_{\downarrow} - n_{\uparrow}}{n_{\uparrow} + n_{\downarrow}} = -P_n. \quad (1.36)$$

Краткое представление правил отбора для рекомбинации в объемном материале и размерно-квантованных объектах приведено на рис.1.7. Важно отметить, что циркулярная поляризация может быть обусловлена спиновой

поляризацией не только электронов, но и **дырок**. В формуле (1.36) под концентрацией n_{\uparrow} и n_{\downarrow} понимаются концентрации тяжёлых дырок со спином «вверх» и «вниз». Если в полупроводнике присутствуют электроны лишь с одним значением спина (например n_{\uparrow}), то возможны только переходы из состояния $1/2$ в состояние $3/2$ тяжёлых дырок с испусканием σ^{-} поляризованного фотона. Такое излучение будет на 100 % циркулярно-поляризованным.

Отметим, что закон сохранения работает для проекции момента количества движения на произвольную ось. Спиновая поляризация в системе означает преимущественную концентрацию носителей с проекцией спина $+1/2$ или $-1/2$ (для тяжёлых дырок $\pm 3/2$) на какую-то ось. При рекомбинации, таким образом, закон сохранения выполняется для фотонов, распространяющихся вдоль этой же оси. Чем больше отклонение направления распространения фотонов от этой оси, тем ниже будет степень их циркулярной поляризации.

Отметим, что в качестве источника циркулярно-поляризованного света может выступать полупроводник, в котором создана спиновая поляризация носителей. Циркулярная поляризация возникает при электрон-дырочной рекомбинации с участием спин-поляризованных электронов или дырок, а природа эффекта связана с законом сохранения момента количества движения. Наиболее распространённым способом создания спиновой поляризации в полупроводниках является электрическая инжекция из намагниченного ферромагнитного металла, приведённого в контакт с полупроводником. На основе этого метода инжекции спин-поляризованных носителей создаются диоды, излучающие циркулярно-поляризованный свет. Такие диоды будут рассмотрены в следующем разделе.

1.3. Принцип работы спинового светоизлучающего диода

Работа прибора, испускающего циркулярно-поляризованный свет, включает в себя 3 основных процесса: спиновую инжекцию, спиновый

транспорт и детектирование спина. Манипуляция спином, как правило, не используется в технологии токовых источников света, и не рассматривается при описании таких диодов. Работа рассматриваемого ниже прибора основана на электрической спиновой инжекции. Общепринятое название диода – «спиновый светоизлучающий диод».

Спиновый СИД включает, как правило, следующие элементы [32]: (а) ферромагнитный инжектор, который осуществляет поляризацию спинов носителей тока; (б) спейсерный слой, где спин-поляризованные носители перемещаются путем дрейфа и диффузии из ферромагнитного инжектора; (в) активную область прибора, которая типично состоит из одного или нескольких слоев квантовых ям (КЯ) [8, 31] или квантовых точек (КТ) [33] и где в течение среднего времени жизни спин-поляризованные носители рекомбинируют излучательно с неполяризованными носителями; (г) проводящую подложку, на которой выращивается рабочая гетероструктура; (д) базовый неферромагнитный омический контакт, который осуществляет инжекцию неполяризованных носителей в активную область. Кроме того, необходимы электрическая схема, которая включает источник тока или напряжения и реализует определенный режим смещения на инжекторе по отношению к базовому контакту и источник магнитного поля.

1.3.1. Геометрия спиновых светоизлучающих диодов

Как отмечалось выше, циркулярно-поляризованное излучение обусловлено законом сохранения проекции момента количества движения на произвольную ось. Поэтому циркулярно-поляризованной будет только компонента излучения, направление распространения которой совпадает с этой осью. В спиновых ССИД циркулярно-поляризованным является излучение, распространяющееся в направлении приложения внешнего поля (т.к. спин электронов преимущественно ориентируется вдоль этого направления). Излучение, распространяющееся перпендикулярно полю, не имеет циркулярной поляризации. В связи с этим различают два типа

взаимного расположения направления магнитного поля и плоскости гетероструктуры: геометрия Фарадея и геометрия Фойхта. На рис.1.8 показаны схемы ССИД с этими двумя типами конфигураций [11,32].

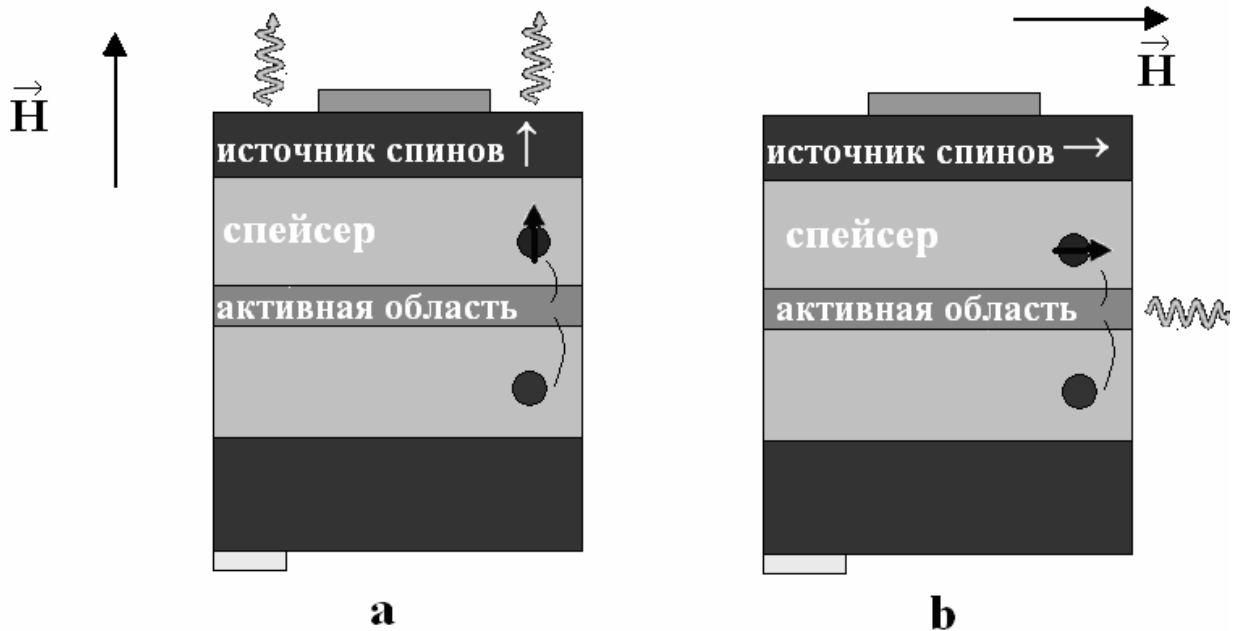


Рис.1.8.Схематическое представление спинового СИД при использовании (a) геометрии Фарадея, (b) геометрии Фойхта.

В геометрии Фарадея внешнее магнитное поле параллельно направлению распространения света и нормали к поверхности (направлению выращивания структуры). Выход излучения из ССИД может быть реализован как через верхние слои структуры (именно такой вариант показан на рис.1.8(a)), так и через подложку. В последнем случае к материалу подложки предъявляются требования малого коэффициента поглощения на длине волны рекомбинационного излучения. При рассмотрении тонкоплёночных ферромагнетиков, которые используются в ССИД в качестве инжекторов спин-поляризованных носителей, следует учитывать анизотропию их формы. Вследствие анизотропии формы ось легкого намагничивания для большинства тонкоплёночных ферромагнетиков находится в плоскости плёнки. Тогда для генерации заметной спиновой поляризации в ферромагнитном слое в направлении, перпендикулярном плоскости плёнки, требуются сильные магнитные поля порядка нескольких Тл. Считается, что

для практических приложений величина магнитного поля не должна превышать десятых долей Тл, в связи с чем в настоящее время ведутся интенсивные исследования по поиску материалов, у которых в тонкопленочном исполнении ось легкого намагничивания располагалась бы перпендикулярно плоскости гетероструктуры [34]. Известны результаты, показывающие возможность поворота оси лёгкого намагничивания в напряжённых плёнках Ni_xPd_{1-x} [35], а также при вариации толщины (2 - 50 нм) в плёнках сплава с составом Ni_xFe_{1-x} [36].

В геометрии Фойхта магнитное поле приложено вдоль плоскости структуры. В этом случае излучение выводится через боковую грань прибора. Геометрия эмиссии через боковую грань имеет определенные преимущества. Поскольку анизотропия формы обычно заставляет ось легкого намагничивания располагаться в плоскости тонкопленочного ферромагнетика, то легче осуществляется работа прибора при остаточной намагниченности или в умеренных магнитных полях. Приборы, эмитирующие через боковую грань, могут легко использовать малое коэрцитивное поле, большую остаточную намагниченность и резкие характеристики переключения тонкопленочных ферромагнитных металлов. Для создания спиновой поляризации требуются небольшие магнитные поля. Таким образом, светодиоды, работающие в геометрии Фойхта, являются более подходящими для практических применений, чем приборы, выполненные в перпендикулярной геометрии. При этом, однако, специальные требования накладываются на материал активной области. В узких квантовых ямах (основной вид активной области современных СИД) момент количества движения тяжёлых дырок ориентирован перпендикулярно плоскости структуры. Излучение, возникающее в результате рекомбинации таких разориентированных по спине электрона и дырки, не будет циркулярно-поляризованным. Чтобы поляризовать излучение, необходимо приложение сравнительно сильных магнитных полей порядка нескольких Тл для поворота магнитного момента тяжёлых дырок

перпендикулярно плоскости КЯ [7]. В качестве активной области в геометрии Фойхта может выступать широкая КЯ, в которой момент количества движения тяжелых дырок может оставаться в плоскости структуры.

1.3.2. Материалы для спиновых поляризаторов (инжекторов)

Электрическая спиновая инжекция в неферромагнитные полупроводники требует, прежде всего, источника спин-поляризованных носителей. В качестве такового, в принципе, может быть использован достаточно большой набор ферромагнитных или парамагнитных материалов [4, 7]. Под действием магнитного поля подзоны для носителей «спин-вверх» и «спин-вниз» расщепляются, создавая спиновую поляризацию электронов. Электрический ток, инжектируемый из этих магнитных слоев, будет обнаруживать результирующую спиновую поляризацию.

Для обеспечения условий спиновой инжекции, представляющих практический интерес, необходимо выполнить некоторые требования к свойствам магнитного инжектора. Наиболее важные требования к материалу включают:

- 1) достаточно высокую температуру Кюри (T_C). Температура Кюри – это температура фазового перехода, при котором материал переходит из ферромагнитного состояния в парамагнитное;
- 2) достаточно высокую степень спиновой поляризации носителей;
- 3) достаточно высокое значение остаточной намагниченности. Это требование связано с возможностью сохранения эффективной спиновой инжекции при выключении внешнего магнитного поля.

В настоящее время в литературе рассматривается три основных варианта спинового инжектора: (1) ферромагнитные металлические тонкопленочные туннельные или Шоттки барьерные контакты [7,37]; (2) разбавленные магнитные полупроводники (РМП) [38]; и (3) полуметаллические ферромагнетики как контакты со 100 %-ной спиновой

поляризацией [39]. Соответствующие преимущества и недостатки каждой категории должны быть рассмотрены при выборе материала для спиновой инжекции.

Ферромагнитные металлы. Возможность спиновой инжекции из ферромагнитных металлов рассмотрена в большом количестве публикаций. Одним из основных преимуществ ферромагнитного металлического инжектора является высокая температура Кюри. Так, температура фазового перехода ферромагнетик/парамагнетик для Ni составляет 631 К, для Co – 1604 К, для Fe – 1143 К [40]. Также к преимуществам ферромагнитного металла можно отнести большие намагниченности насыщения, низкие коэрцитивные поля и хорошо развитую технологию изготовления [41]. К недостаткам металлических инжекторов можно отнести затруднения эффективной инжекции, в основном, связанные с проблемой так называемого «рассогласования проводимостей» между слоем металла и полупроводником [7]. Дополнительная причина подавления спиновой инжекции в контактах «металл/полупроводник» – это неидеальная граница раздела (спиновое рассеяние на самой границе раздела). Для создания эффективного спинового инжектора требуется решить вопрос о технологической совместимости ферромагнитных металлов, туннельных барьеров и полупроводников.

Следует упомянуть [42] исследования возможности управления намагниченностью магнитного слоя с помощью электрического тока спин-поляризованных носителей из жёсткого ферромагнетика. Указанные исследования направлены на поиск способов переключения состояния магнитного инжектора без приложения магнитного поля.

Разбавленные магнитные полупроводники. Разбавленными магнитными полупроводниками называют полупроводники, легированные магнитными примесями (обычно 3d переходными металлами), и поэтому объединяющие магнитные и полупроводниковые свойства [4]. В настоящее время считается, что ферромагнетизм в РМП обусловлен обменным взаимодействием между свободными дырками и ионами Mn. Наиболее

простое объяснение эффекта заключается в следующем. В результате взаимодействия дырки с ионом Mn их спины становятся ориентированными относительно друг друга. Дырка свободно перемещается по кристаллу и может участвовать во взаимодействии с другим ионом Mn. В силу взаимной ориентации спинов в результате первого акта взаимодействия дырка переносит информацию об ориентации первого иона ко второму. В результате второго акта взаимодействия спин второго иона ориентируется так же, как и спин первого. Такая модель является упрощением, на самом деле происходит большое количество актов взаимодействия с участием большого количества дырок [44]. Обменное взаимодействие приводит тому, что магнитные моменты ионов Mn и магнитные моменты дырок (и, соответственно, их моменты количества движения) выстраиваются упорядочено.

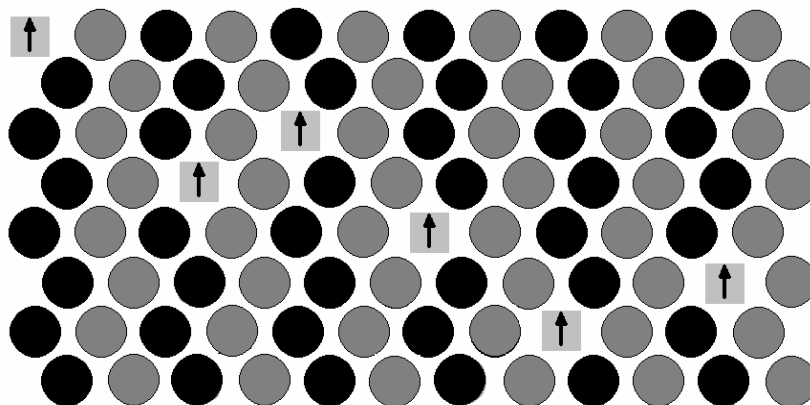


Рис.1.9. Магнитный полупроводник (Ga,Mn)As: атомы Mn (изображены условно в виде квадратов) действуют как акцепторы (поставляя свободные дырки), а также представляют собой магнитные моменты вследствие наличия незаполненной 3d оболочки. Атомы Ga показаны чёрными кружками, а атомы As – серыми.

В то же время тепловые колебания стремятся разрушить это упорядочение. Для обеспечения ферромагнетизма в системе необходимо, чтобы время между двумя актами обменного взаимодействия было меньше времени рассеяния дырок на тепловых колебаниях решётки (назовём это время условно временем релаксации). В противном случае информация о спине первого иона Mn не будет передаваться второму, и система будет

парамагнитной. Разумеется, при повышении температуры, когда число квантов колебаний решётки увеличивается, время релаксации уменьшается и ферромагнитное упорядочение пропадает. Исходя из предыдущего описания, можно заключить, что температура Кюри РМП увеличивается с ростом произведения концентрации Mn на плотность дырок (это показано вычислениями по теории среднего поля [44]).

Из-за низкой твердотельной растворимости переходных металлов в полупроводниках A^3B^5 РМП традиционно изготавливаются путем низкотемпературной молекулярно-лучевой эпитаксии (НТ-МЛЭ), чтобы ввести примесь с концентрацией порядка 10^{20} см^{-3} , для которой обычно наблюдается ферромагнитное поведение [43].

Эталонным РМП является $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$, в котором двухвалентные атомы Mn замещают трехвалентные атомы Ga, что приводит к появлению дырки в валентной зоне и локализованного магнитного момента (рис.1.9). Эпитаксия монокристаллических пленок $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ с $x = 1 - 8$ ат.% требует температур выращивания в диапазоне $210 - 280^\circ\text{C}$, чтобы подавить поверхностную и фазовую сегрегацию Mn. Однако такие низкие температуры эпитаксии являются причиной формирования точечных дефектов (главным образом, As_{Ga} и Mn_i) с достаточно высокими концентрациями. Эти дефекты являются двойными донорами и поэтому компенсируют дырочную проводимость, что отрицательно влияет на максимально достижимую температуру Кюри и намагниченность насыщения в этих материалах [32]. Для повышения температуры Кюри используют различные приёмы, такие, как постростовый отжиг [43], дополнительное легирование акцепторной примесью [45], изменение вида упругих напряжений плёнки GaMnAs [36]. Магнитные свойства слоев $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$, полученных методом НТ-МЛЭ, толщиной 0.1 мкм показаны на рис.1.10 [32]. Показана температурная зависимость для $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ различных составов ($x = 2 - 5$ ат.%) с их температурами Кюри, отмеченными на вставке. Можно видеть, что температура Кюри

увеличивается линейно с концентрацией Mn, достигая максимального значения 102 K в слое с содержанием Mn около 5 ат.%.

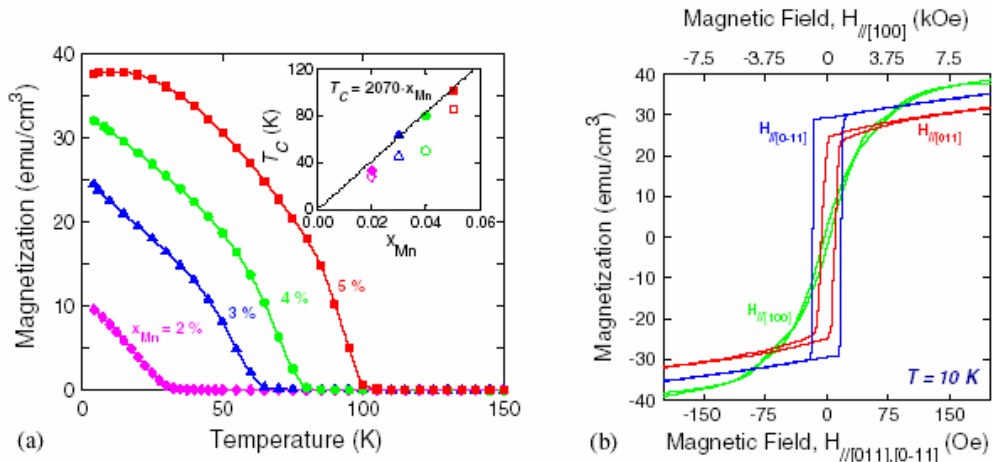


Рис.1.10. (a) Температурная зависимость намагниченности для 0.1 мкм слоев $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$; вставка показывает температуру Кюри (T_C) в зависимости от содержания Mn. (b) Кривая намагниченности для 0.1 мкм слоя $\text{Ga}_{0.96}\text{Mn}_{0.04}\text{As}$ с магнитным полем, приложенным вдоль различных направлений.

Можно также упомянуть соединения A^2B^6 (ZnSe , CdTe), сильнолегированные марганцем. В отличие от РМП типа $(\text{A}^3,\text{Mn})\text{B}^5$ указанные соединения являются полупроводниками *n*-типа, поскольку валентность катиона (S^2) сходна с валентностью Mn с конфигурацией $3d^5 4s^2$. В этих материалах в силу гигантского Зеемановского расщепления спиновых подуровней небольшие приложенные магнитные поля могут индуцировать очень большое спиновое расщепление полужон, которое значительно превосходит $k_B T$ при низких температурах. Например, расщепление «спин-вверх» и «спин-вниз» полужон проводимости при 4.2 K в $\text{Zn}_{0.94}\text{Mn}_{0.06}\text{Se}$ превышает 10 мэВ (или $\sim 27.6 k_B T$), что достаточно велико для того, чтобы создать 100 % спиновую поляризацию электронов. Существенным недостатком РМП на основе соединений A^2B^6 является низкая рабочая температура [46].

Полуметаллические соединения MnB^5 . В полуметаллических ферромагнетиках одна из спиновых подзон – обычно подзона «спин-вверх» -

имеет металлическую плотность состояний, тогда как уровень Ферми попадает в область запрещённых энергий другой подзоны («спин-вниз»). Эта специфическая особенность может в идеале приводить к 100 %-ной спин-поляризованной плотности электронов на уровне Ферми. Таким образом, полуметаллические ферромагнетики являются идеальными спиновыми инжекторами, поскольку они переносят ток, состоящий только из одной спиновой ориентации при умеренных напряжениях [39].

Среди полуметаллических соединений типа MnV^5 наиболее известен арсенид марганца $MnAs$. В объемном исполнении стехиометрическое соединение $MnAs$ представляет собой ферромагнетик с температурой Кюри $T_C = 314$ К. Его кристаллическая структура – гексагональная, и трудно ожидать эпитаксиального роста $MnAs$ на полупроводниковых подложках. Однако методом МЛЭ удалось получить практически согласованные с подложкой $GaAs(100)$ слои $MnAs$, поскольку оказалось, что две элементарные ячейки α - $MnAs$ (ферромагнитной модификации) соединяются с тремя элементарными ячейками $GaAs$ в направлении $[\bar{1}10]$ с относительным рассогласованием менее 5 %. На рис.1.11 показаны результаты измерений магнитополовой и температурной зависимостей намагниченности слоев $MnAs$ [32].

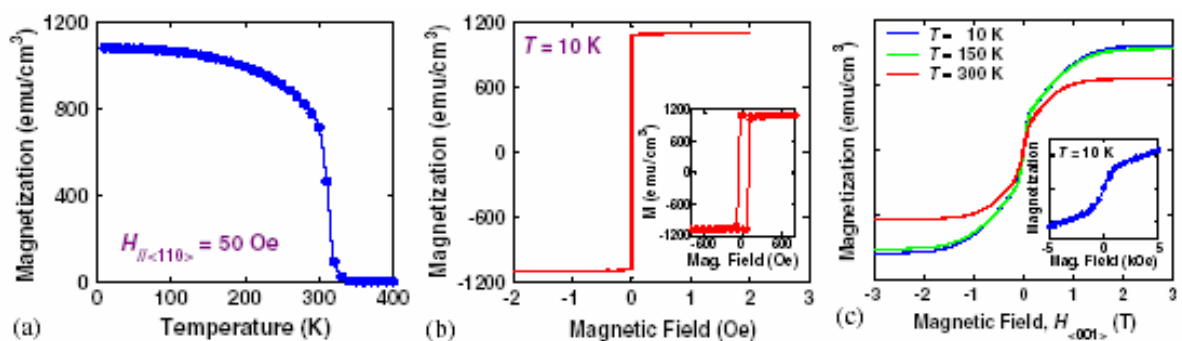


Рис.1.11. Намагниченность в зависимости от температуры (a) и магнитного поля (b), приложенного вдоль направления $\langle 110 \rangle GaAs$ для пленки $MnAs$ толщиной 90 нм, выращенной молекулярно-лучевой эпитаксией. (c) Намагниченность в зависимости от магнитного поля, измеренная вдоль оси трудного намагничивания $\langle 001 \rangle$. Вставки показывают увеличенное изображение петли гистерезиса для низких магнитных полей.

Благодаря высокой T_C , большой намагниченности, прямоугольному гистерезису, умеренному коэрцитивному полю и совместимости с GaAs подложками соединение MnAs является очень привлекательным кандидатом для инжекторов ССИД. В то же время можно отметить технологические сложности в получении эпитаксиальных слоёв MnAs на поверхности GaAs. Современные мировые достижения по исследованию спиновой инжекции из MnAs демонстрируют сравнительно невысокую степень циркулярной поляризации ($\approx 6\%$) электролюминесценции (ЭЛ) на уровне нескольких процентов [39]. Другим перспективным вариантом полуметалла является MnSb. Для диода с указанным контактом была получена степень поляризации $\approx 20\%$ при 80 К [47].

1.3.3. Спиновый транспорт и спиновая релаксация

Спиновая релаксация в полупроводниковых структурах является важнейшим процессом, ограничивающим функционирование спиновых приборов. Для эффективной работы требуется, чтобы промежуток времени между поляризацией спинов и испусканием излучения был меньше времени спиновой релаксации. В ССИД возможны дополнительные потери спиновой поляризации при инжекции из ферромагнитного контакта в активную область [6,32]. Между ФМ инжектором и активной областью всегда есть спейсерный слой, который служит для того, чтобы пространственно разделить области с существенно различающимися рекомбинационными характеристиками материалов и защитить активную область, к которой предъявляются очень высокие требования с точки зрения содержания дефектов кристаллической структуры, от проникновения атомов переходных элементов, входящих в состав инжектора. Обычно материалом спейсерного слоя служит нелегированный (или слаболегированный) GaAs, нанесенный при достаточно высокой температуре эпитаксии.

Наиболее известны три механизма спиновой релаксации, а именно: механизмы Эллиотта-Яфета (ЭЯ), Дьяконова-Переля (ДП) и Бира-Аронова-Пикуса (БАП).

Процесс Эллиотта-Яфета. Спин-орбитальное взаимодействие в кристаллах приводит к смешиванию состояний электронов с различным значением спина. Вследствие этого появляется ненулевая вероятность изменения спина электрона наряду с изменением квазиимпульса в процессе его рассеяния на фононах, примесях и других дефектах. Таким образом каждый акт рассеяния может индуцировать переходы между «спин-вверх» и «спин-вниз» состояниями, что приводит к снижению времени спиновой релаксации.

Процесс спиновой релаксации Дьяконова-Переля проявляется себя в полупроводниках, в которых отсутствует инверсионная симметрия, например, в GaAs. В таких кристаллах снимается вырождение по спину (вырождение сохраняется вдоль главных осей $\langle 100 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$), т.е. энергии электронов с различным спином становятся различными. Это приводит к появлению эффективного магнитного поля, чья величина и ориентация зависят от величины и направления квазиимпульса электрона. Спиновая прецессия электронов проводимости вокруг этого магнитного поля приводит к спиновой релаксации ДП.

Процесс Бира-Аронова-Пикуса возникает из-за электрон-дырочных обменных взаимодействий и является важным механизмом релаксации для электронов в p -легированных полупроводниках. Электрон-дырочное обменное взаимодействие зависит от спинов взаимодействующих электронов и дырок и действует на электроны как эффективное магнитное поле. Прецессия электронных спинов вдоль этого эффективного магнитного поля приводит к спиновой релаксации. Скорость релаксации по БАП увеличивается со степенью пространственного перекрытия электронов и дырок, которое возрастает при низких температурах.

Механизм ЭЯ доминирует в полупроводниках с малой шириной запрещенной зоны и с большим спин-орбитальным взаимодействием, в то время как процесс ДП преобладает в полупроводниках со средней шириной запрещенной зоны и при высоких температурах для систем с достаточно низкой плотностью дырок. В p^+ -легированных полупроводниках механизм БАП доминирует при низких температурах, тогда как при более высоких температурах доминирует механизм ДП. Спиновая релаксация дырок определяется главным образом процессами ЭЯ. В слаболегированном GaAs длина спиновой релаксации электронов (L_{se}) может достигать нескольких микрометров [4], а длина спиновой релаксации дырок $L_{sp} \approx 80$ нм при 1.5 К [47].

1.3.4. Активные области

В активной области ССИД происходит формирование циркулярно-поляризованного излучения в результате рекомбинации спин-ориентированных носителей. Для электронных переходов выполняется правило отбора [4]. В том случае, когда в светоизлучающий слой гетероструктуры (чаще всего это – квантовая яма) инжектируются неполяризованные по спину носители, интенсивности переходов с образованием циркулярного левополяризованного (σ^+ поляризация) и правополяризованного (поляризация σ^-) излучения одинаковы, т.е. получается неполяризованное излучение. Ситуация меняется, если инжектируются поляризованные по спину электроны (или дырки). В результате рекомбинации носителей преобладает либо право- либо левополяризованное излучение.

Существует ряд требований к активной области, общих для создания светоизлучающих диодов. В основном это требования высокого кристаллического совершенства активной области, низкой концентрации дефектов и примесей для уменьшения скорости безызлучательной рекомбинации. Дополнительно накладываются требования сохранения спина

в активной области. Основными видами активной области являются квантовые ямы (например, InGaAs/GaAs, GaAs/AlGaAs) и квантовые точки InAs/GaAs. Следует отметить, что структуры с низкой размерностью обеспечивают условия пространственного ограничения. Более высокая степень пространственного ограничения препятствует движению электронов в решетке и сопутствующей спиновой релаксации, что приводит к большим спиновым временам жизни. В случае, когда активная область – это область с КТ, увеличение спинового времени жизни может стать больше, чем время излучательной рекомбинации, и это может привести к температурно-независимой степени спиновой поляризации.

1.3.5. Перспективные схемы спиновых светоизлучающих диодов

Рассмотрим существующие в литературе данные по разработанным схемам ССИД. В экспериментах Юнга с соавторами [48] спиновым инжектором являлся слой (Ga,Mn)As (рис.1.12). Подложкой служил GaAs(100). Между КЯ In_{0.12}Ga_{0.88}As и инжектором имелся спейсер (толщиной 20 – 420 нм) из специально нелегированного GaAs. Ось легкого намагничивания слоя Ga_{1-x}Mn_xAs ($x = 0.035$ и 0.045 , толщина = 300 нм) была направлена вдоль поверхности; внешнее магнитное поле также прикладывалось вдоль поверхности. Спонтанное магнитное упорядочение при $T < T_C$ приводит к формированию газа спин-поляризованных дырок. При прямом смещении спин-поляризованные дырки инжектируются через нелегированный спейсер в КЯ, где они рекомбинируют с неполяризованными электронами, приходящими из *n*-буфера. Энергия максимума ЭЛ располагается при 1.34 эВ.

Второй вариант – геометрия Фарадея при приложении внешнего магнитного поля перпендикулярно поверхности (рис.1.12*b*). В этом варианте излучаемый свет свободно выходит через подложку, т.к. его энергия меньше ширины запрещенной зоны GaAs (1.51 эВ).

Обращают на себя внимание невысокие значения степени циркулярной поляризации излучения. Наибольшее значение составило ≈ 6 % при низких

температурах, и оно становилось нулевым при температуре ≈ 52 К (температура Кюри для использованного в [48] слоя (Ga,Mn)As).

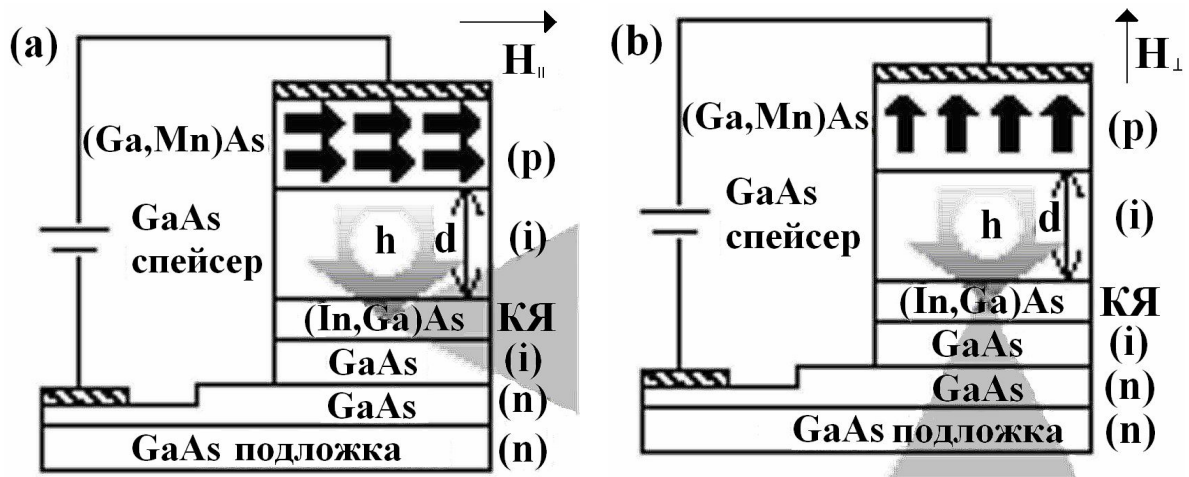


Рис.1.12. Схемы СИД с соответствующими направлениями магнитного поля и вывода электролюминесценции. Используется (а) инжекция дырок со спином, поляризованным перпендикулярно направлению тока, и (б) вариант прибора, когда дырочный газ поляризован вдоль направления тока.

В работе [49] в качестве ферромагнитного инжектора была использована сверхрешётка, состоящая из дельта-слоёв MnAs, разделённых тонким слоем AlGaAs, а в качестве активной области – квантовая яма GaAs/AlGaAs. Была показана возможность получения циркулярной поляризации люминесценции КЯ до $\approx 5\%$ при температуре 5 К. Особенностью является поляризация по спину носителей непосредственно в квантовой яме за счёт обменного взаимодействия дырок в квантовой яме с магнитным слоем, разделёнными туннельно-тонким спейсером (до 10 нм). Полупроводниковые структуры с квантовой ямой и близкорасположенным ферромагнитным слоем являются интересным объектом исследования фундаментальных механизмов обменного взаимодействия дырок. Практический интерес связан с возможностью поляризации по спину носителей непосредственно в активной области, что позволит избежать спиновой релаксации при переносе по спейсерному слою. Для сохранения сравнительно высокой интенсивности люминесценции необходимо избежать потерь на безызлучательную рекомбинацию с участием дефектов, связанных с введением

ферромагнитного слоя. На практике это может быть реализовано в GaAs структурах с тонким слоем разбавленного магнитного полупроводника.

В случае использования ферромагнитного металла схема формирования ССИД соответствует схеме, приведённой на рис.1.8. Наилучший результат (до 70 % при 300 К) был получен для диодов с инжектором, выполненным в виде слоя CoFe, отделённого от активной области туннельно-тонким слоем MgO.

2. Схема измерения характеристик циркулярно-поляризованного излучения

Как правило, для детектирования поляризации излучения используются двулучепреломляющие одноосные оптические кристаллы. Такие кристаллы представляют собой пластину толщиной порядка 0.3 – 1.5 мм, вырезанную таким образом, что его оптическая ось лежит в плоскости пластины. При этом свет, падая на пластину, разделяется на две взаимно-перпендикулярные линейно-поляризованные компоненты (так называемые обыкновенный и необыкновенный, o и e , лучи), которые в случае падения по нормали к входной грани движутся вдоль одного направления [9.10]. Поляризация обыкновенного луча направлена перпендикулярно оптической оси, необыкновенного – вдоль оптической оси. Скорость распространения обыкновенного и необыкновенного луча в кристалле различаются, поэтому на выходе из кристалла между ними появляется относительная разность хода, величина которой зависит от толщины кристалла. Изменение разности хода между o и e лучами означает изменение разности фаз между ними. Изменение разности фаз между двумя взаимно перпендикулярными лучами означает изменение вида поляризации света. Тогда возможно преобразование эллиптической поляризации в более простую – линейную, которая может быть проанализирована с помощью поляризатора. Кристалл с оптической осью, лежащей параллельно поверхности, называется фазовой пластиной. Фазовые пластины классифицируются по разности хода, образующейся между лучами, в долях от длины волны. Например, если разность хода составила $\lambda/2$, где λ – длина волны падающего излучения, пластина называется полуволновой или пластиной $\lambda/2$.

Отметим, что обыкновенный и необыкновенный лучи распространяются вдоль одного направления только в том случае, когда направление распространения света перпендикулярно плоскости кристалла. В излучении, падающем под углом к плоскости, обыкновенный и необыкновенный луч будут пространственно разделены. Поэтому наиболее удобна для анализа

схема, в которой свет от источника преобразуется в плоскопараллельный пучок, распространяющийся перпендикулярно поверхности кристалла.

2.1. Общая схема измерения циркулярной поляризации излучения

Схема для измерения степени циркулярной поляризации любого источника излучения показана на рис.2.1.

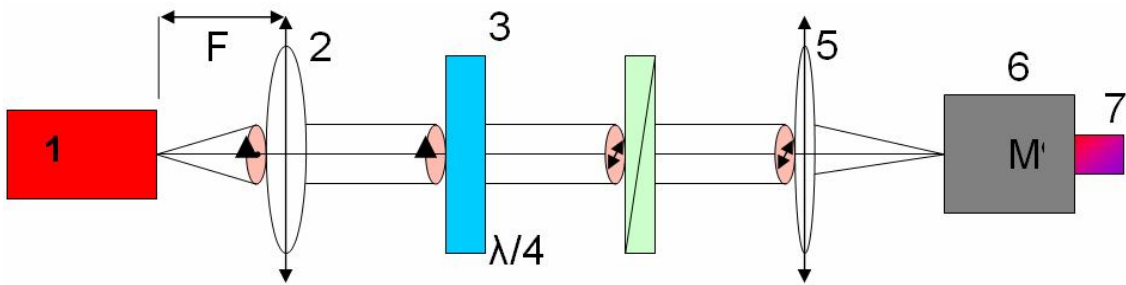


Рис.2.1. Общая схема измерений циркулярной поляризации излучения.

Схема содержит следующие элементы:

- 1) Источник циркулярно-поляризованного излучения;
- 2) Собирающая линза, расположенная на фокусном расстоянии от источника излучения;
- 3) Пластина $\lambda/4$;
- 4) Линейный поляризатор;
- 5) Фокусирующая линза;
- 6) Монохроматор;
- 7) Детектор, измеритель относительной интенсивности.

Принцип работы схемы заключается в следующем. Циркулярно-поляризованное излучение от источника 1 попадает на собирающую линзу 2, где преобразуется в плоскопараллельный пучок света. Данный пучок анализируется с помощью оптических элементов: фазовой пластины $\lambda/4$ (3) и поляризатора (4). Фазовая пластина $\lambda/4$ преобразует циркулярно-поляризованное излучение в линейно-поляризованное (подробнее см. в разделе 4.3). Плоскость поляризации зависит от направления вращения вектора E в циркулярно-поляризованном свете. Линейно-поляризованное

излучение попадает на поляризатор, плоскость поляризации которого совпадает либо перпендикулярно плоскости поляризации излучения, прошедшего через пластину $\lambda/4$. Таким образом, выделяется компонента правополяризованного либо левополяризованного излучения. Путём вращения пластины $\lambda/4$ на 90° можно изменить компоненту попадающего на фокусирующую линзу 5 излучения. Линза 5 фокусирует излучение на щель монохроматора 6, и излучение на определённых длинах волн регистрируется детектором 7. В зависимости от положения пластины $\lambda/4$ ($\pm 45^\circ$) монохроматором 6 и детектором 7 измеряется интенсивность и положение линии излучения либо левополяризованной, либо правополяризованной компонент.

2.2. Источник циркулярно-поляризованного излучения

Речь в данном параграфе пойдет об источнике света, излучение которого имеет циркулярную поляризацию. Возможные следующие варианты источника:

а) Любой источник неполяризованного света, на выходе которого расположена фазовая пластина толщиной $\lambda/4 + \pi n$, где λ – длина волны излучения, а n – целое число. Излучение, выходящее из кристалла, имеет циркулярную поляризацию [10];

б) Фотолюминесцентное излучение полупроводниковой структуры, накачиваемой циркулярно-поляризованным лазерным излучением [10];

в) Светоизлучающий диод или лазер, излучение которого возникает в результате рекомбинации носителей заряда с определённым значением спинового квантового числа (направлением спина), - спиновый светоизлучающий диод (рис.2.2).

Создание циркулярно-поляризованного излучения в спиновом светоизлучающем диоде уже обсуждалось в предыдущей главе. Природа циркулярной поляризации излучения – закон сохранения момента количества

движения при излучательной рекомбинации с участием поляризованных по спине носителей. Например, оптический переход между состоянием $-1/2$ для электрона и $-3/2$ для дырки происходит с изменением спина на $-3/2 - (-1/2) = -1$. Изменение момента количества движения на -1 означает, что испускаемый фотон унёс с собой момент, равный 1. Момент количества движения фотона $S_{ph} = 1$ соответствует излучению, циркулярно-поляризованному по левому кругу.

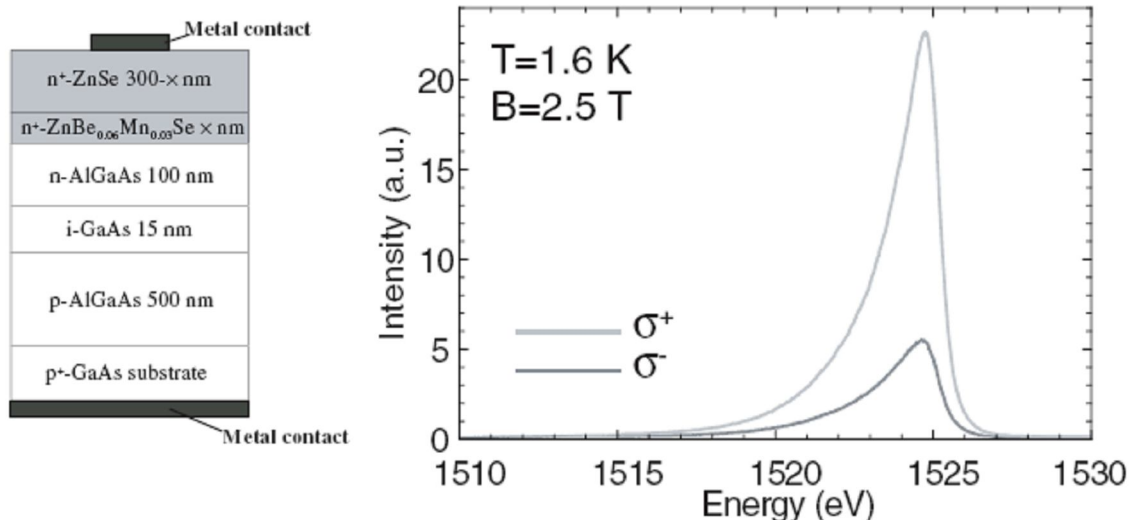


Рис.2.2. Структура диода и спектры электролюминесценции, записанные в σ^+ и σ^- поляризациях. Данные работы [7].

В неполяризованном излучении присутствуют компоненты как с правой, так и с левой поляризацией, а интегральная интенсивность этих компонент одинакова. Если в активной области ССИД концентрация носителей с одним значением спинового квантового числа превосходит концентрацию носителей с противоположным значением, интенсивность одной из компонент циркулярной поляризации превышает интенсивность противоположной компоненты, т.е. излучение будет частично циркулярно-поляризованным или эллиптически поляризованным. Эллиптическую поляризацию света можно представить как сумму двух независимых источников циркулярно-поляризованного света с различающимися по интенсивности правой и левой компонентами поляризации (см. параграф 1.1.2). Разность интенсивностей компонент с различной поляризацией

зависит от разности концентраций носителей со спином «вниз» и спином «вверх», согласно формулам (1.35) и (1.36).

Для описания измерительных схем в дальнейшем важно ещё раз отметить, что регистрация циркулярной поляризации возможна лишь для излучения, **распространяющегося в направлении, совпадающем с направлением магнитного поля**. В связи с этим возможны две конструкции источника циркулярно-поляризованного света, показанные на рис.1.8. В случае, когда магнитное поле сонаправлено с оптической осью измерительной системы, излучение от ССИД попадает непосредственно в измерительную систему [6]. В случае, когда магнитное поле и намагниченность магнитного слоя ССИД направлены под углом к оптической оси, необходимо использование зеркала для поворота излучения вдоль оптической оси [7].

2.3. Собирающая линза

Линза расположена на фокусном расстоянии от источника излучения, она служит для преобразования пучка, исходящего от ССИД, в плоскопараллельный пучок. В случае измерения фотолюминесценции часть отражённого излучения возбуждающего лазера проходит через систему детектирования и регистрируется приёмником. Этот сигнал может затруднить анализ сигнала фотолюминесценции.

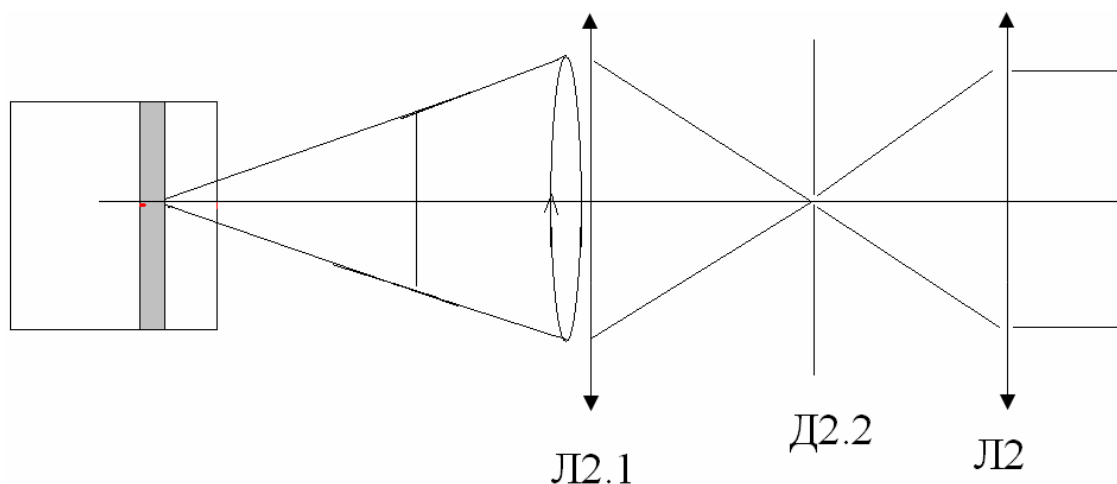


Рис.2.3. Схема прохождения света при измерении циркулярно-поляризованного излучения с применением диафрагмы Д2.2.

Для выделения сигнала фотолюминесценции перед собирающей линзой устанавливается фокусирующая линза 2.1 и диафрагма 2.2 (рис.2.3). Диафрагма позволяет пропустить на линзу излучение лишь из интересующего нас участка образца и частично закрыть отражённое излучение возбуждающего лазера.

2.4. Пластина $\lambda/4$

Это - оптический кристалл, для которого разность хода между обыкновенным и необыкновенным лучами составляет $(\frac{1}{4} + \pi n)$ длины волны анализируемого излучения (n - целое число). При прохождении через такой кристалл разность фаз между обыкновенным и необыкновенным лучами с взаимно-перпендикулярной компонентой электрического поля изменяется на $\pm\pi/2$. Таким образом, циркулярно-поляризованный свет (для которого разность фаз между двумя компонентами вектора \mathbf{E} составляет $\pi/2$) преобразуется в линейно-поляризованный.

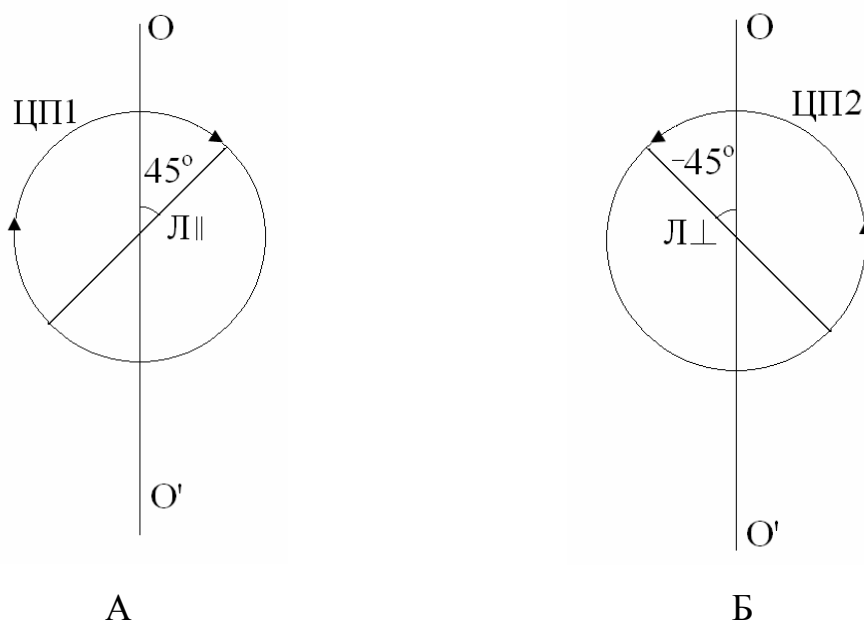


Рис.2.4. Преобразование циркулярно-поляризованного света пластиной $\lambda/4$ в линейно-поляризованный свет. OO' – оптическая ось кристалла пластины $\lambda/4$. А – правополяризованное излучение, Б – левополяризованное излучение. Направление распространения - на наблюдателя.

Циркулярно-поляризованный свет может быть представлен как сумма двух линейно-поляризованных компонент со взаимно-перпендикулярным положением вектора E , разность фаз между которыми составляет $\pi/2$ (см. 1.1.1). Изменение разности фаз на $\pm\pi/2$ приведёт к тому, что взаимно-перпендикулярные компоненты вектора будут изменяться в фазе или в противофазе. Кристаллы, для которых фаза меняется на $+\pi/2$, называют «положительными», а кристаллы, для которых фаза меняется на $-\pi/2$ – «отрицательными». Рассмотрим положительный кристалл, на который попадает циркулярно-поляризованный свет. Плоскость поляризации преобразованного линейно-поляризованного света отклоняется от оптической оси пластины на угол 45° по часовой стрелке или против часовой стрелки в зависимости от направления вращения вектора E циркулярно-поляризованного света (рис.2.4) [9,10,32].

В настоящее время промышленно производятся ахроматические кристаллы, преобразующие свет в сравнительно широком диапазоне длин волн, аналогично пластине $\lambda/4$. Материалом служит пластина, составленная из кварцевого кристалла и кристалла MgF [50].

2.5. Линейный поляризатор

Это - составной кристалл, пропускающий излучение с плоскостью поляризации, совпадающей с плоскостью поляризации элемента. Вторая компонента поляризации, как правило, выводится из пучка. После прохождения через пластину $\lambda/4$ свет преобразуется в линейно-поляризованный. В общем случае, когда в свете присутствуют компоненты с правой и левой циркулярной поляризацией, на поляризатор попадает две взаимно-перпендикулярные линейно-поляризованные компоненты.

Через поляризатор, в свою очередь, проходит одна из этих двух компонент циркулярной поляризации – та, которая при преобразовании в линейную совпадает с плоскостью поляризатора. Путём поворота пластины $\lambda/4$ на 90° можно менять прошедшую компоненту. Таким образом, путём вращения фазовой пластины можно добиться прохождения через

поляризатор левополяризованной или правополяризованной компонент (рис.2.5).

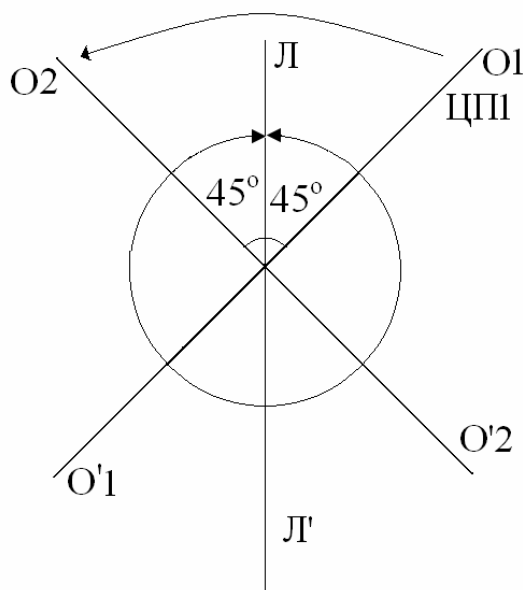


Рис.2.5. Схема анализа циркулярной поляризации с помощью пластины $\lambda/4$ и поляризатора. ЛЛ' – плоскость поляризации поляризатора, O1O'1 – ось пластины для пропускания левополяризованного излучения, O2O'2 – ось пластины для пропускания правополяризованного излучения. Направление распространения - на наблюдателя.

2.6.Элементы анализа интенсивности

Фокусирующая линза 5 (рис.2.1) предназначена для преобразования плоско-параллельного пучка света в сходящийся, сфокусированный на щели монохроматора.

Как известно, излучение можно разделить на **монохроматическое** и **немонохроматическое**. Монохроматическим называется излучение, характеризующееся одной длиной волны. Немонхроматическое излучение представляет собой комбинацию электромагнитных волн с разной длиной волны. Основной характеристикой такого излучения является спектр – зависимость интенсивности от длины волны. В случае немонхроматического излучения поляризация для света с разной длиной волны может отличаться. Монохроматор служит для выделения из спектра излучения узкого диапазона длин волн $\delta\lambda$. На вход монохроматора поступает

излучение, испускаемое источником, спектр которого может быть достаточно широким. На выходе монохроматора регистрируется часть излучения, находящаяся в узкой спектральной области от λ до $\lambda + \delta\lambda$, где λ – текущая длина волны пропускания монохроматора. Ширина области $\delta\lambda$ зависит от разрешающей способности монохроматора. Поскольку в современных монохроматорах величина $\delta\lambda$ мала, принято говорить, что монохроматор выделяет излучение с одной длиной волны. Детектором измеряется относительная интенсивность сигнала с выхода монохроматора на данной длине волны λ . Меняя длину волны λ и измеряя интенсивность на каждой длине волны можно построить спектр, т.е. зависимость интенсивности от длины волны.

В состав большинства монохроматоров входят следующие основные элементы:

- а) диспергирующий элемент;
- б) входная и выходная щели;
- в) фокусирующие линзы или зеркала;
- г) поворотные зеркала.

Диспергирующий элемент – это элемент, прохождение или отражение света через который зависит от длины волны. Такой элемент позволяет пространственно разделить излучения с разными длинами волн. Основные виды диспергирующих элементов:

Призма – кристалл специальной формы. Показатель преломления кристалла зависит от длины волны. При прохождении через такой кристалл свет преломляется под разными углами в зависимости от длины волны;

Дифракционная решётка - при падении на решётку электромагнитной волны под углом, отличным от прямого, за счёт явления дифракции компоненты света с различающейся длиной волны отражаются под различными углами.

Выходная щель служит для выделения узкого диапазона из пространственно-разделённого спектра излучения.

Входная щель является вторичным источником света и служит для преобразования падающего на монохроматор излучения в излучение от точечного источника для дальнейшего его анализа в монохроматоре.

Ширина выделяемого диапазона зависит от свойств диспергирующего элемента и ширины обеих щелей.

Фокусирующие линзы и зеркала, а также поворотные зеркала – это вспомогательные элементы монохроматора, которые служат для направления и фокусировки анализируемого излучения на диспергирующий элемент или на выход монохроматора.

Следует отметить, что в некоторых современных спектрометрах используются иные принципы выделения нужной длины волны, например, явление интерференции [51]. В таких спектрометрах не используется диспергирующий элемент.

В настоящем пособии рассматриваются монохроматоры, содержащие дифракционную решётку – дифракционные монохроматоры. В дифракционных монохроматорах обычно применяются плоские решетки и фокусирующая оптика со сферическими или параболическими зеркалами. При конструировании монохроматоров с небольшим фокусом и большой площадью диспергирующего элемента приходится иметь дело с пучками, идущими под большим углом к оптической оси и с зеркалами, имеющими большое относительное отверстие. Чтобы в этих условиях избавиться от aberrаций, используют асферические, внеосевые зеркала.

В дифракционных монохроматорах широко используется схема, показанная на рис.2.6 [52]. По такой схеме собран прибор МДР23. Входная щель является вторичным точечным источником света. Расходящийся пучок света, идущий от входной щели **Щ1** отражается от зеркала **З1** и попадает на сферическое зеркало **С1**. После отражения от сферического зеркала **С1** пучок преобразуется в плоскопараллельный, который затем попадает на дифракционную решетку **Д**. Дифрагированный, то есть разделенный по длинам волн, свет падает на второе сферическое зеркало **С2**, которое

фокусирует излучение на плоскость, в которой находится выходная щель **Щ2**. На выходную щель попадает часть излучения с длиной волны λ , которая зависит от угла поворота решётки **Д** относительно падающего пучка света. Решётка расположена на вращающемся столике, её угол относительно падающего пучка можно изменять. Меняя угол, можно изменить длину волны λ , попадающую на выходную щель. Как правило, значение длины волны, попадающей на выходную щель, вынесено на панель монохроматора и может фиксироваться и изменяться оператором. В ряде случаев на пути выходящего излучения помещается зеркало **З2** для отражения всего или части излучения на вторую выходную щель **Щ2'**.

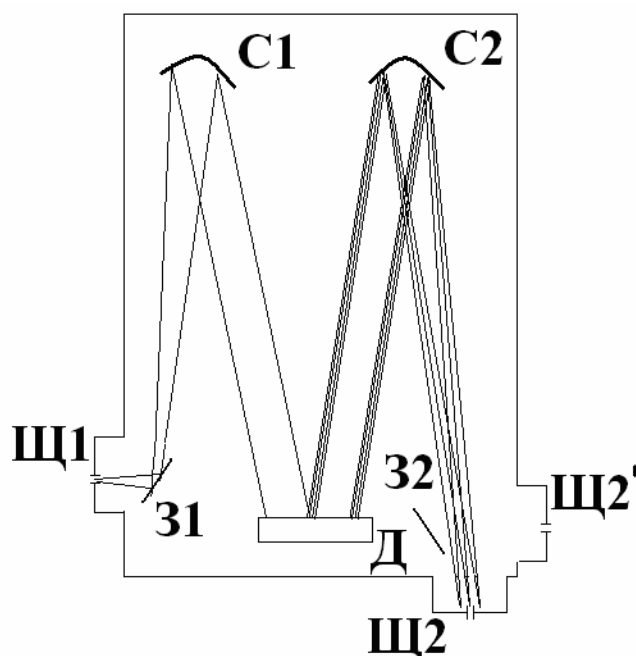


Рис.2.6. Схема монохроматора типа МДР23.

В некоторых монохроматорах также предусмотрена возможность введения зеркала, отражающего всё дифрагированное излучение или его часть на вторую щель. Подобная схема используется в случае применения двух детекторов излучения.

Детектор излучения служит для измерения относительной интенсивности излучения, выходящего из монохроматора.

Работа большинства детекторов излучения основана на преобразовании оптического сигнала в электрический при поглощении света. Широко распространены фотодиоды на основе Si и Ge. Работа фотодиода основана на фотогальваническом эффекте. Эффект возникает в полупроводниках с внутренним потенциальным барьером (в *p-n* переходах, контактах металл-полупроводник). Внутреннее электрическое поле барьера разделяет носители, возникшие в результате облучения светом. Пространственно разделённые носители заряда - электроны и дырки - создают фотоэдс. Существуют другие виды фотоприёмников, например, фоторезисторы [2] или фотоэлектронные умножители.

Поясним понятие «относительная интенсивность». На выходе детектора регистрируется электрический сигнал (ток или напряжение), величина которого должна быть пропорциональна интенсивности падающего излучения. Этот сигнал проходит усиление и частотную фильтрацию (для модулированных сигналов). В итоге, на выходе детектора регистрируется некий сигнал

$$U_{\text{вых}} = k \cdot I_{\lambda}, \quad (2.1)$$

где $U_{\text{вых}}$ – напряжение на выходе детектора, k – коэффициент пропорциональности, I_{λ} – интенсивность света на длине волны λ . Соотношение (2.1) может не выполняться в случае сигнала высокой интенсивности, когда проявляются эффекты, связанные с облучением полупроводника излучением с высокой интенсивностью (например, эффект просветления). Этот случай будет рассмотрен отдельно; пока же считаем, что соотношение (2.1) выполняется. Измерение абсолютной величины сигнала I_{λ} (интенсивности) – сложная задача, требующая учёта коэффициента пропускания монохроматора на данной длине волны, коэффициента преобразования детектора, коэффициента поглощения среды и др. В большинстве задач достаточно измерения относительной интенсивности:

$$I_{\text{отн}} = \frac{U_{\text{вых}}}{U_{\text{он}}} = \frac{I_{\lambda}}{I_0}, \quad (2.2)$$

где U_{on} – опорное напряжение. В качестве опорного может выступать любое напряжение. Удобно использовать максимальное по напряжению значение шкалы (при измерении стрелочным прибором). В этом случае интенсивность, измеряемая на данной шкале, меняется от 0 до 1. В цифровых приборах удобно в качестве опорного использовать напряжение, соответствующее одному разряду. В этом случае интенсивность измеряется в количестве счётов. Если для любых интенсивностей соотношение (2.1) выполняется, то измерение относительной интенсивности позволяет для одного детектора производить сравнение интенсивностей излучения различных источников, а также строить спектры люминесценции.

Случай высокой интенсивности. В том случае, если интенсивность сигнала такова, что соотношение (2.1) не выполняется, связь между напряжением и интенсивностью сигнала нелинейная. Для проверки линейности применяются специальные сетки, ослабляющие интенсивность сигнала в известное количество раз. На пути падающего излучения ставится калиброванная сетка, ослабляющая интенсивность в n раз. В случае линейной связи величина сигнала также должна упасть в n раз. Для сохранения линейности при высокой интенсивности сигнала необходимо ослабить излучение с помощью тех же сеток, либо с помощью специальных фильтров, коэффициент поглощения которых слабо зависит от длины волны в рабочем диапазоне.

ПЗС-детекторы [3]. Сокращение ПЗС означает «приборы с зарядовой связью», английский вариант – «CCD» (charge coupled device). Прибор представляет собой МДП-структуру, состоящую из большого количества металлических затворов, отделённых от полупроводника n -типа (как правило, Si) слоем диэлектрика. Принцип действия ПЗС состоит в том, что под каждым затвором можно создавать локальный приповерхностный заряд неосновных носителей – зарядовый пакет. При подаче определённой последовательности импульсов напряжения на взаимосвязанные затворы зарядовые пакеты перемещаются вдоль поверхности структуры. На выходе

ПЗС находится обратносмещённый $p-n$ переход, через который зарядовый пакет выводится, формируя ток в выходной цепи. Название ПЗС отражает способ считывания электрического потенциала с одного элемента методом сдвига заряда от элемента к элементу. При использовании в оптических приборах зарядовый пакет формируется путём локального освещения поверхности, причём заряд пропорционален освещённости. Область ПЗС-детектора разделена на участки (пиксели), каждый из которых выполняет функции фотодиода. Каждый фотодиод ПЗС-матрицы формируется из двух или трёх затворов, обеспечивающих вывод заряда на выходные усилительные каскады. Всего матрица содержит $N \times M$ пикселей. Здесь N число фотодиодов по вертикали, M – по горизонтали. Последовательный вывод заряда из каждого пикселя создаёт на выходе последовательность импульсов тока или напряжения, амплитуда которых пропорциональна освещённости соответствующего пикселя. Для использования ПЗС в качестве светочувствительного устройства часть электродов изготавливаются прозрачными.

Одним из вариантов матрицы является прибор с $N = 1$. Такой прибор называется линейным ПЗС-детектором. Он используется в том случае, когда нас интересует распределение интенсивности не по площади, а вдоль одного направления. Линейные ПЗС-детекторы устанавливаются на выходе монохроматоров параллельно щели **Щ2**. Дифракционные решётки в монохроматорах типа МДР23 производят пространственное распределение излучения с разной длиной волны вдоль одного направления. При использовании линейного детектора, в котором линия фотодиодов выстроена в этом же направлении, на каждый пиксель детектора попадает излучение в узком диапазоне длин волн $\delta\lambda$. На весь детектор попадает сравнительно большой участок спектра $\Delta\lambda$, $\delta\lambda = \Delta\lambda/n$, где n – число пикселей на детекторе. Поскольку пиксели регистрируют излучение независимо друг от друга, на ПЗС-детектор записывается большой участок спектра одновременно (в некоторых случаях записывается сразу весь спектр). Такой способ записи

более удобен, чем при использовании выходной щели и вращения решётки, т.к. позволяет отслеживать быстрые изменения интенсивности и формы спектра. Как правило, центр линейного детектора совмещают с местом расположения выходной щели.

Пример спектра, записанного с помощью ПЗС-детектора, показан на рис.2.7.

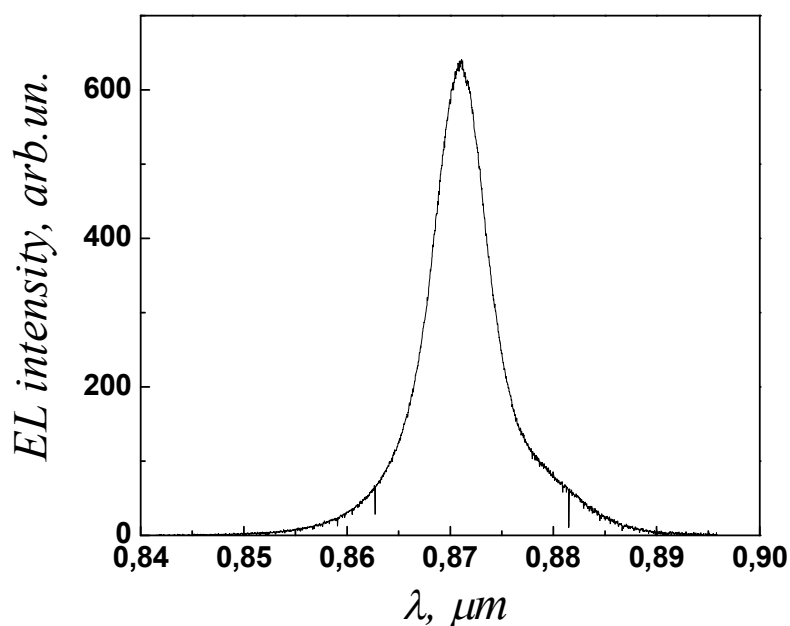


Рис.2.7. Спектр люминесценции полупроводниковой структуры с квантовой ямой $In_xGa_{1-x}As/GaAs$.

3. Методика экспериментальных исследований

3.1.Задание 1. Калибровка измерительной системы

Оптический сигнал с выхода монохроматора поступает на ПЗС-детектор. Сигнал с ПЗС-детектора поступает на компьютер и представляется в виде зависимости сигнала детектора от номера пикселя $U_d(x)$. Поскольку сигнал измеряется в относительных единицах, зависимость может быть представлена в виде $I_d(x)$ – где I_d – это относительная интенсивность. Каждый пиксель ПЗС матрицы соответствует определённому диапазону длин волн излучения, значение которого зависит от положения дифракционной решётки

монохроматора. Другими словами, каждому пикселю можно поставить в соответствие длину волны. Т.е., зависимость сигнала детектора от номера пикселя может быть пересчитана в зависимость интенсивности от длины волны излучения $I_d(x) \rightarrow I(\lambda)$. Здесь намеренно введено различие между относительной интенсивностью с выхода детектора и интенсивностью искомого спектра. Для пересчёта в интенсивность реального спектра необходимо выяснить три основных зависимости:

- 1) Зависимость чувствительности от номера пикселя $T(x)$. В общем случае чувствительность каждого пикселя для одной длины волны может отличаться. Другой причиной зависимости $T(x)$ может являться снижение коэффициента пропускания монохроматора для сигнала, попадающего на крайние пиксели (т.е. на сравнительно большом расстоянии от места, где находилась выходная щель). При этом чувствительность крайних пикселей несколько ниже, чем центральных. Для учёта указанного эффекта необходимо разделить измеренную зависимость $I_d(x)$ на $T(x)$ (величина $T(x)$ нормирована на 1).
- 2) Зависимость длины волны от номера пикселя $\lambda(x)$. Это необходимо для преобразования спектра $U_d(x)$ в $U_d(\lambda)$.
- 3) Зависимость чувствительности элементов детектора от длины волны $S(\lambda)$. Поскольку на детектор одновременно попадает излучение с разными длинами волн, для определения интенсивности необходимо учитывать зависимость $S(\lambda)$. Для учёта указанного эффекта необходимо разделить измеренный спектр на функцию $S(\lambda)$, нормированную на 1.

Первая и третья зависимости, как правило, известны из технической документации детектора. Достоверное измерение функции $T(x)$ представляет собой достаточно сложную задачу. Один из способов калибровки – равномерное облучение области детектора белым светом. Сигнал детектора будет в этом случае пропорционален искомой функции $T(x)$. Другой способ, учитывающий зависимость коэффициента пропускания монохроматора от геометрического положения пикселя, – это измерение интенсивности

монохроматического сигнала на разных пикселях. Путём поворота дифракционной решётки можно добиться перемещения максимума излучения по пикселям детектора. В каждом положении дифракционной решётки (и, соответственно, положении максимума излучения на детекторе - x_i) измеряется относительная интенсивность максимального сигнала и строится зависимость $I_d(x_i)$, которая в этом случае будет пропорциональна $T(x_i)$. Интерполяцией функции $T(x_i)$, измеренной в определённых пикселях, можно получить искомую $T(x)$.

Для получения функции $S(\lambda)$ в тех случаях, когда она неизвестна, измеряется сигнал, спектр которого известен. Наиболее просто использовать лампу накаливания, т.к. она имеет достаточно широкий спектр в видимой и ближней ИК области. Деление измеренного спектра на известный даст функцию $S(\lambda)$ для данного прибора.

Измерение функции $\lambda(x)$ проводится независимо от первой и третьей функций. В отличие от них, эта функция не входит в техническую документацию детектора. Для монохроматоров типа МДР23 зависимость носит линейный характер, т.е.

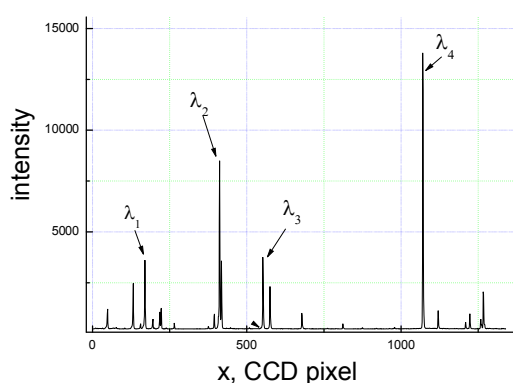
$$\lambda(x) = kx + b \quad (2.3)$$

Эту зависимость удобно представить как

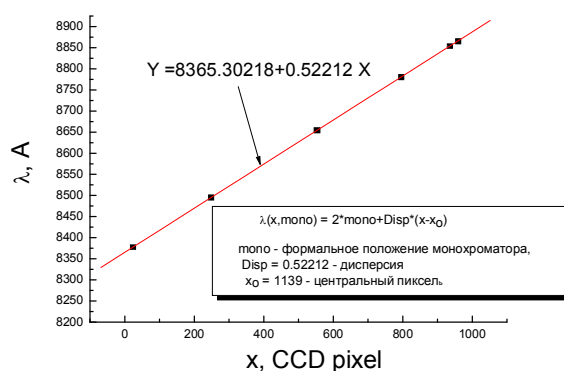
$$\lambda(x) = \lambda_c + k \cdot (x_0 - x) \quad (2.4)$$

Здесь λ_c – «центральная длина волны» - значение, которое отображается на монохроматоре, x_0 – «центральный пиксель» - это пиксель, на который попадает центральная длина волны $\lambda(x_0) = \lambda_c$, k – коэффициент пропорциональности, определяющий, какой диапазон длин волн $\delta\lambda$ попадает на один пиксель. Эта зависимость находится по известным спектрам. Существует два способа калибровки, зависящих от вида эталонного спектра: Первый способ связан с использованием источника излучения, спектр которого состоит из дискретных линий с известной интенсивностью и длиной волны. Например, излучение неоновой лампы имеет линейчатый

спектр. Данные о линиях излучения лампы занесены в таблицы [53]. Для калибровки измеряется спектр неоновой лампы в интересующем нас диапазоне длин волн. Линии на спектре идентифицируются по относительной интенсивности, определяется их длина волны (рис.3.1а). Строится зависимость $\lambda_i(x)$, где i – номер линии (рис.3.1б). Эта зависимость должна быть линейной. Затем методом наименьших квадратов находятся коэффициенты k и b . Коэффициент k используется в формуле (2.4). Значение λ_c известно – это показание монохроматора. Зная λ_c и k , найдём $x_0 = \frac{b - \lambda_c}{k}$.



а



б

Рис.3.1. а) Спектр неоновой лампы в области длин волн 0.8 – 0.9 мкм. б) Зависимость длины волны линии неоновой лампы от номера пикселя.

Второй способ использует монохроматический источник излучения с одной узкой линией (рис.3.2). В этом случае измеряется спектр этой линии при разных положениях λ_c . Строится зависимость $\lambda_c(x) = \lambda_0 - k \cdot (x_0 - x)$, где λ_0 известная длина волны монохроматического излучения. Дальнейший анализ аналогичен первому случаю. Методом наименьших квадратов находятся коэффициенты k и b . Коэффициент k используется в формуле (2.4). Зная λ_0 и k , найдём $x_0 = \frac{\lambda_0 - b}{k}$.

Таким образом находятся необходимые коэффициенты. Измеренная зависимость $I_d(x)$ делится на $T(x)$. Затем по формуле (2.4) зависимость преобразуется в $I_d(\lambda)$. Эта функция делится на $S(\lambda)$, в результате получим

искомую функцию $I(x)$. В системах анализа результатов преобразование функций производится автоматически. Поскольку $T(x)$ и $S(\lambda)$ задаются один раз, задача калибровки детектора сводится к нахождению коэффициентов в зависимости (2.4) для интересующего нас диапазона длин волн. Как показывает опыт, коэффициенты k и x_0 остаются неизменными с высокой степенью точности в достаточно широком диапазоне длин волн.

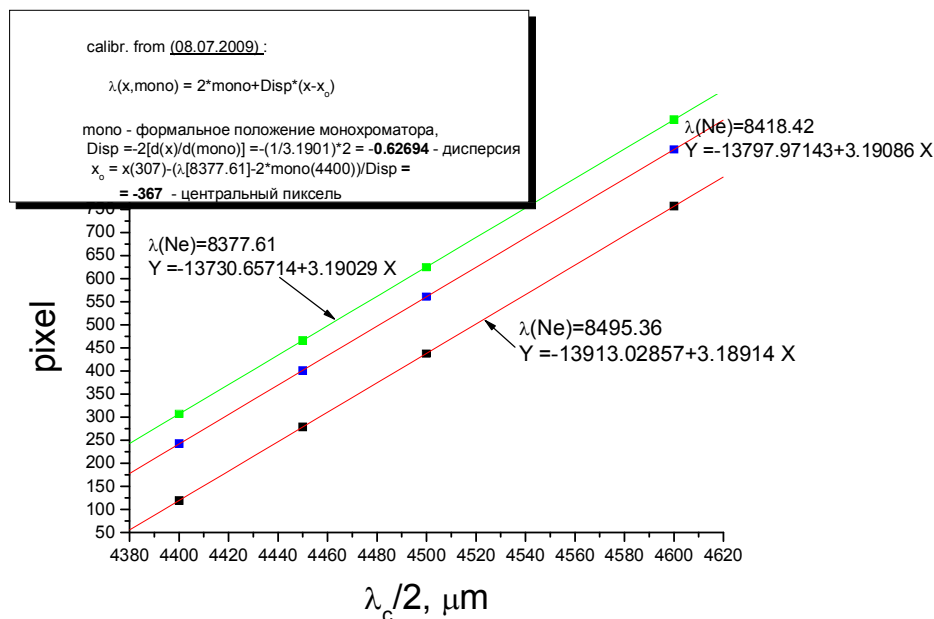


Рис.3.2. Зависимость центральной длины волны от номера пикселя для трёх линий неоновой лампы.

3.2. Задание.2. Настройка измерительной фазовой пластины $\lambda/4$

Для измерений циркулярной поляризации используются фазовые пластины в четверть длины волны. Свойства пластин были рассмотрены выше. Важнейшим этапом анализа является определение оптической оси пластины, поскольку именно оптическая ось определяет плоскость поляризации линейно-поляризованного света, преобразованного из циркулярно-поляризованного. Существует два способа настройки:

- 1) С использованием линейных поляризаторов.
- 2) С использованием пластины $\lambda/4$ с известной оптической осью.

1. Рассмотрим способ с использованием линейных поляризаторов. Его схема показана на рис.3.3. Для анализа создаётся плоскопараллельный пучок света,

направленный вдоль оптической оси. Длина волны должна лежать в диапазоне, в котором кристалл работает как пластина $\lambda/4$. На пути пучка ставится поляризатор П1, преобразующий свет в линейно-поляризованный.

Примечание. *Плоскость поляризации поляризатора, как правило, известна. Если плоскость поляризации линейного поляризатора неизвестна, её можно найти с помощью пучка света, отражённого от стеклянной пластины под углом Брюстера. Свет, отражённый под углом Брюстера, имеет одну компоненту поляризации, в которой вектор E направлен параллельно поверхности стекла. Максимум пропускания поляризатором отражённого под углом Брюстера света достигается, когда плоскость поляризации расположена под тем же углом к поверхности отражающего стекла, что и отражённый луч. Более простое определение можно дать, если плоскость стекла находится перпендикулярно плоскости отражения. В этом случае плоскость поляризации поляризатора также должна лежать перпендикулярно плоскости отражения.*

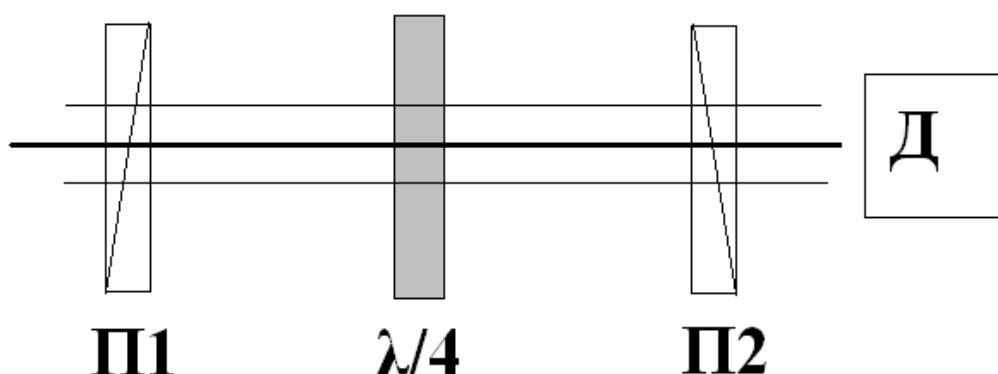


Рис.3.3. Схема расположения элементов для калибровки пластины $\lambda/4$. П1 – поляризатор1, П2 – скрещенный поляризатор2, Д – детектор, измеритель мощности излучения.

После первого поляризатора ставится поляризатор П2 таким образом, чтобы плоскость его поляризации была перпендикулярна плоскости поляризации поляризатора П1 (иными словами, поляризаторы скрещиваются). На выходе поляризатора П2 интенсивность прошедшего света минимальна (или равна нулю). Между двумя скрещенными

поляризаторами помещается пластина $\lambda/4$ с неизвестным положением оптической оси. Если пластина находится под произвольным углом к плоскости поляризации П1, то излучение, прошедшее через неё, будет поляризовано эллиптически. При этом интенсивность излучения на выходе П2 возрастёт. В частном случае, когда оптическая ось пластины $\lambda/4$ совпадает или перпендикулярна плоскости поляризации, излучение на выходе пластины $\lambda/4$ сохранит линейную поляризацию.

Это следует из свойств оптических кристаллов [10]. Если поляризация излучения совпадает либо перпендикулярна оптической оси, через кристалл проходит только обыкновенный или только необыкновенный луч, и поляризация при этом сохраняется.

В геометрии, показанной на рис.3.3, необходимо вращением пластины $\lambda/4$ добиться минимума интенсивности на выходе П2. В этом случае оптическая ось пластины $\lambda/4$ будет совпадать с плоскостью поляризации П2, либо будет перпендикулярна ей. Точное определение оптической оси в данной схеме невозможно, она определяется с точностью до поворота на 90^0 . Прошедший через пластину $\lambda/4$ луч будет направлен под углом $+45^0$ или -45^0 к оптической оси. Это означает, что степень циркулярной поляризации определяется с точностью до знака. Стоит отметить, что для анализа циркулярной поляризации иногда достаточно знать значение модуля степени поляризации, без учёта её знака. Для того, чтобы определить знак, исследуется люминесценция эталонных структур. Например, можно использовать низкотемпературные измерения люминесценции $Zn_{0.94}Mn_{0.06}Se$. В этом случае при помещении структуры в магнитное поле определённого направления достижимо высокое значение циркулярной поляризации, знак которой известен.

2. Способ с использованием пластины $\lambda/4$ с известной оптической осью. В этом случае на пути неполяризованного излучения ставится калиброванная пластина $\lambda/4$. На её выходе излучение будет циркулярно-поляризованным.

Пусть для определённости пластина вырезана из положительного кристалла. Тогда волна будет поляризована по левому кругу.

Примечание. *Вместо неполяризованного света источник может испускать линейно-поляризованный (например, при использовании некоторых лазеров). В этом случае для создания левополяризованного излучения пластину $\lambda/4$ необходимо разместить так, чтобы её оптическая ось составляла угол -45° с плоскостью поляризации (т.е. повернута на -45° против часовой стрелки относительно плоскости поляризации).*

После пластины $\lambda/4$ устанавливается поляризатор. Между поляризатором и пластиной $\lambda/4$ помещается некалиброванная пластина $\lambda/4$. Вращением пластины необходимо добиться полного погасания излучения на выходе поляризатора. В этом случае оптическая ось пластины составляет угол -45° с плоскостью поляризатора.

При рассмотрении было принято допущение, что кристалл $\lambda/4$ положительный. Вид кристалла (положительный или отрицательный) зависит от типа материала. Как правило, эти данные уже внесены в документацию кристалла либо их можно найти в справочной литературе. В том случае, если это неизвестно (кристалл - положительный или отрицательный), требуется применение эталонных источников для определения знака измеряемой циркулярной поляризации, как было сказано выше.

3.3. Задание.3. Измерение циркулярной поляризации электролюминесценции

Рассмотрим схему анализа циркулярной поляризации электролюминесцентного излучения светоизлучающих диодов. При помещении в магнитное поле излучение диодов становится циркулярно-поляризованным, а степень поляризации зависит от величины поля.

Общая схема методики измерений представлена на рис.3.4. При настройке схемы все элементы устанавливаются вдоль оптической оси системы. В данном случае оптической осью можно считать линию,

соединяющую источник излучения и входную щель монохроматора. Как правило, эта ось проходит строго горизонтально. Для нахождения оптической оси используются диафрагма и лазер. Диафрагма устанавливается таким образом, чтобы совпадать по вертикали и горизонтали с входной щелью. Лазерное излучение направляется через точку, в которой будет находиться источник излучения, на диафрагму. Поочерёдным поворотом элементов пространственного управления лазером (это могут быть «подвижки» лазера или зеркала) необходимо добиться, чтобы лазерное излучение попадало одновременно на диафрагму и на центр входной щели. Затем оптические элементы выставляются и настраиваются таким образом, чтобы лазерный луч не смещался из центра входной щели.

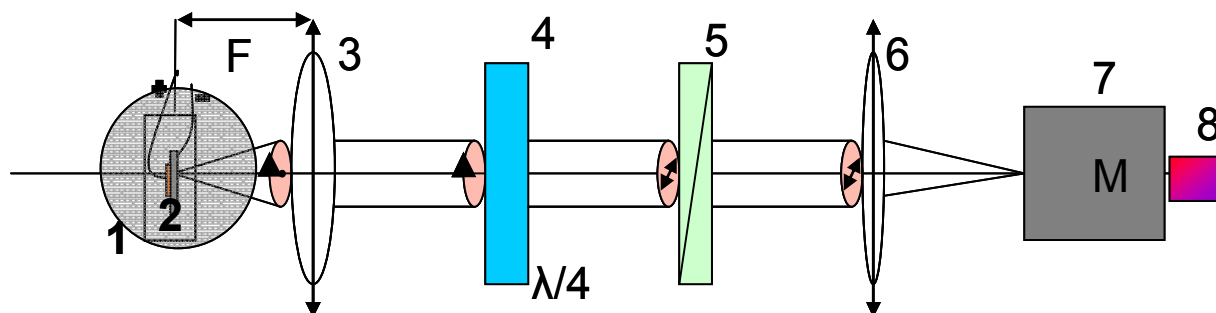


Рис.3.4. Схема измерений циркулярной поляризации электролюминесцентного излучения светоизлучающих диодов, помещённых в магнитное поле: 1 - постоянный магнит, 2 - светоизлучающий диод, 3 - собирающая линза, 4 - пластинка $\lambda/4$ (пластинка, составленная из кварцевого кристалла и кристалла MgF), 5 - линейный поляризатор – призма Глана, 6 - фокусирующая линза, 7 - монохроматор МДР23, 8) ПЗС-детектор Thorlabs LC1-USB.

Источником циркулярно-поляризованного света является диод, параметры которого были описаны в обзорной работе [54]. Диоды изготовлены на основе полупроводниковой гетероструктуры с $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ квантовой ямой ($x = 0.1 - 0.2$). Структура диода представляет собой аналог диода с барьером Шоттки и состоит из следующих основных слоёв: омический металлический контакт; базовый слой n^+ -GaAs; квантовая яма InGaAs; спейсерный слой нелегированного GaAs (3 - 5 нм); дельта<Mn>-легированный слой; покровный слой GaAs;

инжектирующий Au контакт (Au образует барьер Шоттки с *n*-GaAs). Для поляризации носителей по спине в структуру введён дельта<Mn>-легированный слой на расстоянии 2 - 5 нм от квантовой ямы [54].

Светоизлучающие диоды находятся в криостате, помещённом между полюсами электромагнита. Криостат позволяет варьировать температуру измерений в диапазоне 10 - 300 К. На диод подаётся постоянное прямое смещение (на Au подаётся положительный относительно базы потенциал), в ходе измерений контролируется ток диода. *В данной схеме не используется методика модуляции сигнала. Подробнее об этой методике можно узнать из [55]. Используемый ПЗС детектор работает в режиме накопления сигнала, поэтому модуляция сигнала не приведёт к снижению уровня шумов.* В результате протекания тока диод испускает электролюминесцентное излучение. В спектре электролюминесценции присутствует линия, связанная с излучательными переходами в квантовой яме. Длина волны излучения лежит в диапазоне 0.86 – 1.10 мкм (рис.2.7). Выходящее излучение перпендикулярно оптической оси схемы. Оно разворачивается на 90° с помощью поворотного зеркала (рис.3.5).

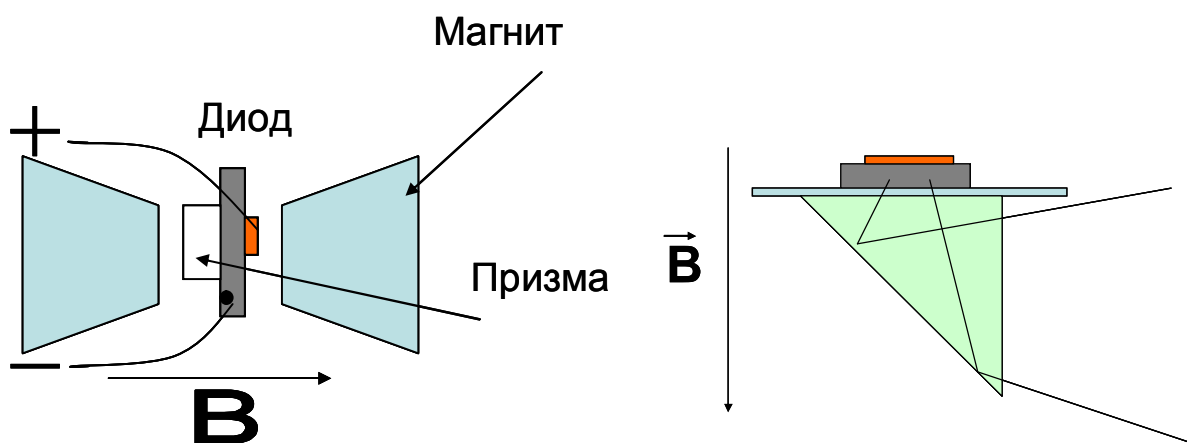


Рис.3.5. Геометрия расположения светоизлучающего диода относительно магнитного поля.

Между полюсами магнита создаётся постоянное магнитное поле, направленное перпендикулярно поверхности диодной структуры. Величина магнитного поля задаётся путём регулировки тока источника, питающего

электромагнит. Измерение величины поля проводится с помощью датчика Холла. В магнитном поле излучение становится циркулярно-поляризованным. Для случая описанного выше ССИД интенсивность компоненты с σ^+ поляризацией выше интенсивности компоненты с σ^- поляризацией. Отражённое от зеркала излучение попадает на линзу 3 (рис.3.4), при прохождении через которую становится плоскопараллельным. Плоскопараллельный пучок света падает на ахроматическую пластину, работающую как пластина $\lambda/4$ в диапазоне длин волн 600 - 1200 нм. Измерение степени циркулярной поляризации производится по стандартной методике, описанной выше в п. 2.4 и 2.4. Вращением пластины $\lambda/4$ меняется компонента излучения, попадающая в монохроматор МДР23. Кремниевым ПЗС детектором Thorlabs LC1-USB поочередно измеряются относительные интенсивности правополяризованной и левополяризованной компонент излучения. Степень циркулярной поляризации рассчитывается по формуле (1.35).

Стандартно при измерениях фиксируется один из параметров: строятся зависимости степени поляризации от магнитного поля при постоянной температуре и зависимость степени поляризации от температуры при постоянном магнитном поле.

3.3.1. Измерение степени циркулярной поляризации электролюминесценции

Длина волны излучения диода известна из тестовых измерений. Монохроматор настраивается на данную длину волны. Необходимо выполнить следующие действия.

1. Подать напряжение постоянного тока на диоды. Измерить спектр и интенсивность электролюминесценции. Температура измерений минимальна.
2. Измерить зависимость интенсивности ЭЛ от тока диода (если требуется).

3. При заданном токе диода измерить степень циркулярной поляризации ЭЛ без магнитного поля. Повернуть пластину $\lambda/4$ в положение $O1O'1$ (рис.2.5), измерить интенсивность левополяризованной компоненты излучения. Повернуть пластину $\lambda/4$ на 90° в положение $O2O'2$, измерить интенсивность правополяризованной компоненты.

Примечание. В отсутствие магнитного поля излучение может быть неполяризованным. Строго говоря, в этом случае измеряются не лев- и правополяризованные компоненты, а интенсивности света, прошедшего при двух положениях пластины $\lambda/4$. Однако для того, чтобы избежать неоднозначности в терминологии, условно будем считать свет, прошедший через пластину $\lambda/4$ в положении $O1O'1$ левополяризованной компонентой, в положении $O2O'2$ – правополяризованной.

Рассчитать степень циркулярной поляризации по формуле, аналогичной (1.35) $P_{эл} = \frac{I^+ - I^-}{I^+ + I^-}$, где $P_{эл}$ – степень циркулярной поляризации электролюминесценции. Для случая $H = 0$ она должна быть равна нулю.

4. Ввести максимальное магнитное поле (0.37 Тл). Поворачивая пластину $\lambda/4$ на $\pm 90^\circ$, измерить степень циркулярной поляризации ЭЛ, как в пункте 3.
5. Меняя величину тока диода в диапазоне 0.2 – 50 мА (типичный диапазон токов для данного типа диодов), снять зависимость степени циркулярной поляризации ЭЛ от тока диода $P_{эл}(I_d)$.

Примечание. Разогрев током. При протекании через образец сравнительно большого тока ($>10 - 20$ мА для разных структур) температура образца становится выше, чем задаваемая с помощью температурного контроллера криостата. Наибольший вклад данный эффект вносит при измерениях при минимальной температуре. Нагрев ведёт к снижению степени циркулярной поляризации ЭЛ. Во

избежание указанного эффекта измерения проводятся при токах ниже 10 мА. Измерения при высоких токах проводятся с использованием импульсного источника питания с длительностью импульсов ~ 50 мкс, периодом 200 мкс. Измерения с использованием импульсного источника уменьшают амплитуду сигнала, измеряемого детектором, но позволяют уменьшить нагрев диодов.

6. В силу разогрева диодов электрическим током и снижения степени поляризации при подаче тока, начиная с некоего критического значения тока, степень поляризации $P_{ЭЛ}(I_d)$ монотонно спадает с увеличением тока диода. По данным измерений необходимо определить диапазон рабочих токов, в которых должны измеряться зависимости степени циркулярной поляризации ЭЛ.

3.3.2. Измерение магнитополевой зависимости степени циркулярной поляризации электролюминесценции

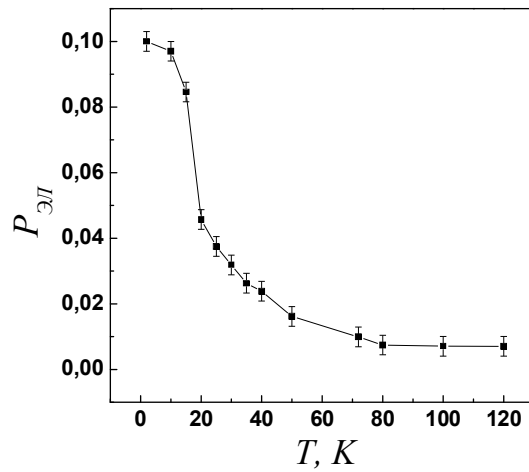
1. Подать напряжение постоянного тока на диоды. Измерить спектр и интенсивность электролюминесценции. Температура измерений минимальна.
2. Измерить зависимость интенсивности ЭЛ от тока диода (если требуется).
3. При заданном токе диода измерить степень циркулярной поляризации ЭЛ без магнитного поля. Повернуть пластину $\lambda/4$ в положение O1O'1 (рис.2.5), измерить интенсивность левополяризованной компоненты излучения. Повернуть пластину $\lambda/4$ на 90° в положение O2O'2, измерить интенсивность правополяризованной компоненты. Рассчитать степень циркулярной поляризации по формуле, аналогичной (1.35).

4. Ввести магнитное поле. Величина поля регулируется током источника питания магнитом и измеряется с помощью датчика Холла. Значения выводятся на монитор персонального компьютера.
5. Измерить зависимость $P_{ЭЛ}(B)$ при фиксированном токе диода. При необходимости повторить измерения при нескольких значениях тока.

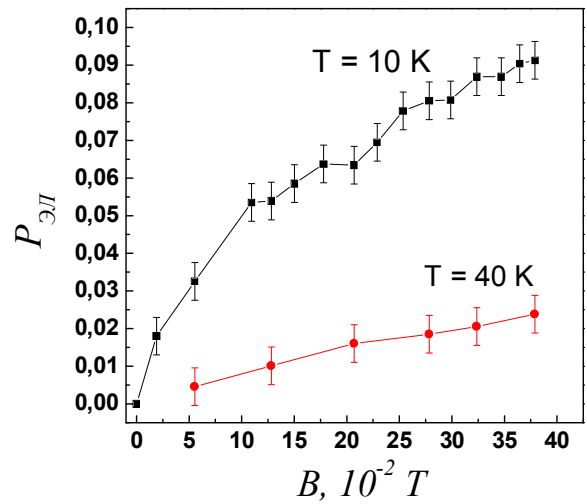
3.3.3. Измерение температурной зависимости степени циркулярной поляризации электролюминесценции

1. Подать напряжение постоянного тока на диоды. Измерить спектр и интенсивность электролюминесценции.
2. Измерить зависимость интенсивности ЭЛ от тока диода (если требуется).
3. При заданном токе диода измерить степень циркулярной поляризации ЭЛ без магнитного поля. Повернуть пластину $\lambda/4$ в положение O1O'1 (рис.2.5), измерить интенсивность левополяризованной компоненты излучения. Повернуть пластину $\lambda/4$ на 90° , в положение O2O'2, измерить интенсивность правополяризованной компоненты.
Рассчитать степень циркулярной поляризации по формуле, аналогичной (1.35).
4. Ввести магнитное поле. Величина поля меняется от минимальной до максимальной в зависимости от задачи.
5. С помощью контроллера температуры задать температуру криостата.
6. Меняя температуру, измерить зависимость $P_{ЭЛ}(T)$ при фиксированном токе диода и фиксированном магнитном поле. При необходимости измерения в п.3.1 и 3.2 можно повторить при различных фиксированных температурах.

Типичная зависимость степени циркулярной поляризации от температуры и магнитного поля показана на рис.3.6.



а



б

Рис.3.6. а) Температурная зависимость степени циркулярной поляризации для светодиода с КЯ и дельта-слоем Mn, измеренная в поле 0.37 Тл; б) зависимость степени циркулярной поляризации от магнитного поля.

Список цитированной литературы

- [1] Щука, А.А. Нанoeлектроника / А.А. Щука // М.: Физматкнига. - 2007. - 464 С.
- [2] Зи, С. Физика полупроводниковых приборов / С. Зи // М.: Мир. 1984. - Т.1. - 456 С.
- [3] Ефимов, И.Е. Основы микроэлектроники. Учебник для студентов /И.Е. Ефимов, И.Я. Козырь // М.: Высш.шк. - 1983. - 384 С.
- [4] Žutic, I. Spintronics: Fundamentals and applications / I. Žutic, J. Fabian, S. Das Sarma // Rev. Mod. Phys. - 2004. - V.76. - P.323-410.
- [5] Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices / M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Eitenne, G. Greuzet, A. Freiderich, J. Chazelas // Phys. Rev. Lett. - 1988. - V.61. - P.2472-2475.
- [6] Оптическая ориентация // под. ред. Б.П. Захарчени, Ф. Майера. Ленинград: Наука (ленингр. отделение). - 1989. - 408 С.
- [7] Schmidt, G. Concepts for spin injection into semiconductor – a review / G. Schmidt // J. Phys. D: Appl. Phys. - 2005. - V.38. - P.R107-R122.
- [8] Injection and detection of a spin-polarized current in a light-emitting diode / R. Fiederling, M. Kleim, G. Reuscher, W. Ossau, G. Schmidt, A. Waag, L.W. Molenkamp // Nature. - 1999. - V.402. - P.787-790.
- [9] Матвеев, А.Н. Оптика / А.Н. Матвеев // М.:Высшая школа. - 1985. - С.17-26.
- [10] Сивухин, Д.В. Общий курс физики. Оптика / Д.В. Сивухин // М. «Наука». - 1980. - С.455-480.
- [11] Yu, Z.G. Circularly polarized electroluminescence in spin-LED structures / Z.G. Yu, W.H. Lau, M.E. Flatte // Preprint Cond.mat. - 2003. - N.0308220.
- [12] Ландау, Л.Д. Квантовая механика. Нерелятивистская теория / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц // - М. Наука. - 1989. -521 С.

- [13] Ю, П. Основы физики полупроводников / П. Ю, М. Кардона. М.: Физматлит. - 2002. – 560 С.
- [14] Киттель, Ч. Введение в физику твёрдого тела: Учебное пособие / Ч. Киттель // М. ООО «Медиа Стар». - 2006. - 792.С.
- [15] Concepts in Spin Electronics / Ed. by S. Maekawa. - New York: Oxford University Press. - 2006. - 398 P.
- [16] Захарченя, Б.П. Интегрируя магнетизм в полупроводниковую электронику / Б.П. Захарченя, В.Л. Коренев // УФН. – 2005. – Т.175, в.6. – С.629-635.
- [17] Павлов, П.В. Физика твёрдого тела. Учебник для ВУЗов / П.В. Павлов, А.Ф. Хохлов // Изд. ННГУ. - 1993. - 491 С.
- [18] Эффект оптической ориентации электронных спинов в кристаллах GaAs / Б.П. Захарченя, В.Г. Флейшер, Р.И. Джиоев, Ю.П. Вещунов, И.Б. Русанов // Письма в ЖЭТФ. - 1971. – Т.13, в.4. – С.195-197.
- [19] Parsons, R.R. Band-to-band optical pumping in solids and polarized photoluminescence / R.R. Parsons // Phys. Rev. Lett. – 1969. – V.23. – P.1152-1154.
- [20] Johnson, M. Coupling of electronic charge and spin at a ferromagnetic-paramagnetic metal interface / M. Johnson, R.H. Silsbee // Phys. Rev. B. - 1988. - V.37., n.10. - P.5312-5326.
- [21] Вонсовский, С.В. Магнетизм / С.В. Вонсовский // М. Наука. - 1971. - 1032 С.
- [22] Аронов, А.Г. Спиновая инжекция в полупроводниках / А.Г. Аронов, Г.Е. Пикус // ФТП. - 1976. - Т.10, в.6. - С.1177-1179.
- [23] Comparative study of spin injection into metals and semiconductors / R.P. Borges, C.L. Dennis, J.F. Gregg, E. Jouguelet, K. Ounadjela, I. Petej, S.M. Thompson, M.J. Thornton // J. Phys. D: Appl. Phys. - 2002. - V.35. - P.186 – 191.
- [24] Observation of spin injection at a ferromagnet-semiconductor interface / P.R. Hammar, B.R. Bennet, M.J. Yang, M. Johnson // Phys. Rev. Lett. - 1999. - V.83, n.1. - P.203-206.

- [25] Rashba, E.I. Theory of electrical spin injection: Tunnel contacts as a solution of the conductivity mismatch problem / E.I. Rashba // Phys. Rev. B. - 2000. - V.62., n.24. - P.R16267-R16270.
- [26] Giaever, I. Study of Superconductors by Electron Tunneling / I. Giaever // Phys. Rev. - 1961. - V.122, n.4. - P.1101-1111.
- [27] Spin electronics – a review / J.F. Gregg, I. Petej, E. Jouguelet, C.L. Dennis K // J. Phys. D: Appl. Phys. - 2002. - V.35. - P.121–155.
- [28] Manago, T. Spin-polarized light-emitting diode using metal/insulator/semiconductor structures / T. Manago, H. Akinaga // Appl. Phys. Lett. - 2002. - V.81, n.4. - P.694-696.
- [29] Bratkovski, A.M. Efficient polarized injection luminescence in forward-biased ferromagnetic-semiconductor junctions at low spin polarization of current / A.M. Bratkovski, V.V. Osipov // Appl. Phys. Lett. - 2005. - V.86. - P.071120.
- [30] Efficient electrical spin injection from a magnetic metal/tunnel barrier contact into a semiconductor / A.T. Hanbicki, B.T. Jonker, G. Istkos, G. Kioseoglou, A. Petrou // Appl. Phys. Lett. - 2002. - V.80, n.7. - P.1240-1242.
- [31] Comparison of Fe/Schottky and Fe/Al₂O₃ tunnel barrier contacts for electrical spin injection into GaAs / O.M.J. van't Erve, G. Kioseoglou, A.T. Hanbicki, C.H. Li, B.T. Jonker, R. Mallory, M. Yasar, A. Petrou // Appl. Phys. Lett. - 2004. - V.84, n.21. - P.4334-4336.
- [32] Holub, M. Spin-polarized light-emitting diodes and lasers / M Holub, P Bhattacharya // J. Phys. D: Appl. Phys. - 2007. - V.40. - P.R179–R203.
- [33] Electrical spin injection into *p*-doped quantum dots through a tunnel barrier / L. Lombez, P. Renucci, P.F. Braun, H. Carrere, X. Marie, T. Amand, B. Urbaszek, J.L. Gauffier, P. Gallo, T. Camps, A. Arnoult, C. Fontaine, C. Deranlot, R. Mattana, H. Jaffres, J.M. George, P.H. Binh // Appl. Phys. Lett. - 2007. - V.90, n.8. - P.081111.
- [34] Magnetotransport properties of metallic (Ga,Mn)As films with compressive and tensile strain / F. Matsukura, M. Sawicki, T. Dietl, D. Chiba, H. Ohno. // Physica E - 2004. - V.21. - P.1032-1036.

- [35] Variation of magnetization and the Lande g factor with thickness in Ni-Fe films / J.P. Nibarger, R. Lopusnik, Z. Celinski, T. J. Silva // *Appl. Phys. Lett.* - 2003. - V.83, n.1. - P.93-95.
- [36] Matthes, F. Strain-induced magnetic anisotropies in ultrathin epitaxial $\text{Ni}_x\text{Pd}_{1-x}$ alloy films / F. Matthes, M. Seider, C.M. Schneider. // *J. Appl. Phys.* - 2006. - V.91, n.10. - P.8144 – 8146.
- [37] Analysis of the transport process providing spin injection through an Fe/AlGaAs Schottky barrier / A.T. Hanbicki, O.M.J. van't Erve, R. Magno, G. Kioseoglou, C.H. Li, B.T. Jonker, G. Istkos, R. Mallory, M. Yasar, A. Petrou // *Appl. Phys. Lett.* - 2003. - V.82, n.23. - P.4092-4094.
- [38] Very high spin polarization in GaAs by injection from a (Ga,Mn)As Zener diode / P. Van Dorpe, Z. Liu, W. Van Roy, V.F. Motsnyi, M. Sawicki, G. Borghs, J. De Boeck // *Appl. Phys. Lett.* - 2004. - V.84. - P.3495–3497.
- [39] Electrical spin injection from ferromagnetic MnAs metal layers into GaAs / M. Ramsteiner, H.Y. Hao, A. Kawaharazuka, H.J. Zhu, M. Kastner, R. Hey, L. Dameritz, H.T. Grahn, K.H. Ploog // *Phys. Rev. B* - 2002. - V.66. – P.081304R.
- [40] Физика твёрдого тела. Энциклопедический словарь // Киев: Наукова думка. - 1998. - Т.1. - 652 С.
- [41] Стриха, В.И. Полупроводниковые приборы с барьером Шоттки (физика, технология применение) / В.И. Стриха, Е.В. Бузанева, И.А. Радзиевский // Москва: Сов. радио. - 1974. – 248 С.
- [42] Towards All Electrical Spin Injection and Detection in GaAs in a Lateral Geometry / A. T. Filip, J. J. H. M. Schoonus, H. J. M. Swagten, B. Koopmans, W. J. M. de Jonge, F. Karouta, E. J. van Geluk, W. van Roy, J. de Boeck // *J. of Superconductivity: Incorporating Novel Magnetism.* - 2005. - V.18, n.3. - P.379-384.
- [43] Dietl, T. Origin of ferromagnetism and nano-scale phase separations in diluted magnetic semiconductors / T. Dietl // *Physica E.* - 2006. - V.35. - P.293-299.

- [44] III-V Ferromagnetic Semiconductors / F. Matsukura, H. Ohno, T. Dietl // Handbook of Magnetic Materials. V.14, ed. K.H.J. Buschow. Elsevier, 2002. Chap.1. – P.1-88.
- [45] Nazmul, A.M. Ferromagnetism and high Curie temperature in semiconductor heterostructures with Mn δ -doped GaAs and p-type selective doping / A.M. Nazmul, S. Sugahara, M. Tanaka // Phys. Rev. B. 2003. - V.67. - P.241308.
- [46] Furdyna, J.K. Diluted magnetic semiconductors / J.K. Furdyna // J. Appl. Phys. - 1998. - V.64. - P.R29-R64.
- [47] Циркулярно-поляризованная электролюминесценция квантово-размерных гетероструктур InGaAs/GaAs с контактом Шоттки «ферромагнитный металл/GaAs» / М.В. Дорохин, С.В. Зайцев, В.Д. Кулаковский, Н.В. Байдусь, Ю.А. Данилов, П.Б. Демина, Б.Н. Звонков, Е.А. Ускова // Письма в Журнал Технической Физики. – 2006. - Т.32, в.24. - С.46-52.
- [48] Anisotropic electrical spin injection in ferromagnetic semiconductor heterostructures / D.K. Young, E. Johnston-Halperin, D.D. Awschalom, Y. Ohno, H. Ohno // Appl. Phys. Lett. – 2002. – V.80. – P.1598-1600.
- [49] Myers, R.C. Tunable spin polarization in III-V quantum wells with a ferromagnetic barrier / R.C. Myers, A.C. Gossard, D.D. Awschalom // Phys. Rev. B. - 2004. - V.69. - P.R161305.
- [50] <http://elan-optics.com/rus/33.html>
- [51] http://www.femto.com.ua/articles/part_2/4443.html
- [52] Зайдель, А.Н. Техника и практика спектроскопии / А.Н. Зайдель, Г.В. Островская, Ю.И. Островский // М.: Наука. - 1976. - 392 С.
- [53] <http://www.astrosurf.com/~buil/us/spe2/hresol4.htm>
- [54] Применение лазерного распыления для получения полупроводниковых наногетероструктур / Б.Н. Звонков, О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, Е.С. Демидов, П.Б. Демина, М.В. Дорохин, Ю.Н. Дроздов, В.В. Подольский, М.В. Сапожников // Опт. журнал. - 2008. - Т.75. - С.56-61.

[55] Room temperature spin injection from Fe into GaAs / H.J. Zhu, M. Ramsteiner, H. Kostial, M. Wassermeier, H.-P. Schonherr, K.H. Ploog // Phys.Rev.Lett. - 2001. - V.87, n.1. - P.016601.