

**Спектры отражения
полупроводниковых наноструктур
с квантовыми ямами**

Трифонов А. В., Игнатъев И. В.

УДК 538.9

ББК 22.379

ПЗ05

- Рецензент: доктор ф.-м. наук, профессор Карпов С.В.
- Печатается по решению методической комиссии физического факультета
- Рекомендовано Ученым советом физического факультета СПбГУ

Трифонов А.В., Игнатъев И.В.

ПЗ05 «Спектры отражения полупроводниковых наноструктур с квантовыми ямами» — СПб.: Издательство „Соло”, 2011. — 30 с.

ISBN

Методическое пособие является описанием необходимого теоретического и практического материала по лабораторной работе с аналогичным названием, выполняемой студентами 4-го курса кафедры ФТТ. В пособии даны необходимые для выполнения работы базовые сведения, сформулированы цели, задачи и методика выполнения работы, а также требования к оформлению отчета. Приведены ссылки на дополнительную литературу. Пособие написано ясным языком, содержит необходимый иллюстративный материал, а также справочные сведения, необходимые для анализа спектров, измеренных в работе. Может быть рекомендовано для студентов, знакомящихся с оптическими методами исследования полупроводниковых наноструктур.

ББК 22.379

ISBN

© Трифонов А.В., Игнатъев И.В., 2011

Оглавление.

1. Введение	4
2. Методы выращивания наноструктур	5
3. Краткий теоретический обзор	13
4. Спектры отражения	21
5. Описание экспериментальной установки	24
6. Цель работы	26
7. Порядок выполнения работы	27
8. Требования к отчету	29
9. Литература	30

Введение.

Одними из наиболее интересных объектов современных исследований в физике твердого тела являются полупроводниковые наноструктуры, в которых движение носителей ограничено в одном (квантовые ямы), двух (квантовые нити или проволоки) и трех (квантовые точки) направлениях. Подобные наноструктуры представляют интерес не только для фундаментальной науки, но и для практических приложений. Примерами таких приложений являются транзисторы с высокой подвижностью носителей, полупроводниковые лазеры и т.д. В настоящее время обсуждаются возможности других разнообразных применений, в частности в элементах логики и памяти компьютеров нового поколения, квантовых компьютеров, систем криптографии и проч.

В настоящее время разработано несколько методов выращивания наноструктур с высоким кристаллическим совершенством. Обычно технологии такого уровня называются наукоемкими технологиями. С рядом из них можно ознакомиться в книгах [1,2]. Широко используемыми оптическими методами исследования наноструктур являются методы оптической спектроскопии и, прежде всего, исследования спектров люминесценции и отражения. Описание лабораторной работы по исследованию спектров люминесценции наноструктур приведено в учебно-методическом пособии [3]. В данном пособии описывается методика измерения и анализа спектров отражения наноструктур с несколькими квантовыми ямами.

Методы выращивания наноструктур.

Рассмотрим метод выращивания наноструктур с квантовыми ямами - метод молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ). Эпитаксия — это закономерное нарастание одного кристаллического материала на другой, т.е. ориентированный рост одного кристалла на поверхности другого. В лабораторной работе предлагается исследовать образцы, выращенные именно этим способом на установке ЭП-1302, расположенной на кафедре Фотоника физического факультета СПбГУ.

Упрощенная блок-схема установки типичной установки МПЭ, показана на рисунке 1. Основной частью установки является ростовая камера, внутри которой поддерживается сверхвысокий вакуум (давление остаточных газов меньше 10^{-11} тор). В методе МПЭ на подложку (кристалл, на котором происходит эпитаксиальный рост образца) попадают молекулярные пучки, исходящие из эффузионных ячеек (или ячеек Кнудсена). Схема такой ячейки изображена на рисунке 2. Молекулярный пучок создается путем нагревания исходного материала в ячейке до создания определенной упругости паров. Когда пар выходит из ячейки, его молекулы (или атомы) образуют хорошо коллимированный пучок, потому что сверхвысокий вакуум (СВ) вне ячейки позволяет вылетающим молекулам (атомам) двигаться баллистически без соударений на расстояниях порядка десятков метров. Иначе говоря, при таком остаточном давлении длина свободного пробега молекул больше, чем расстояние от ячейки до подложки.

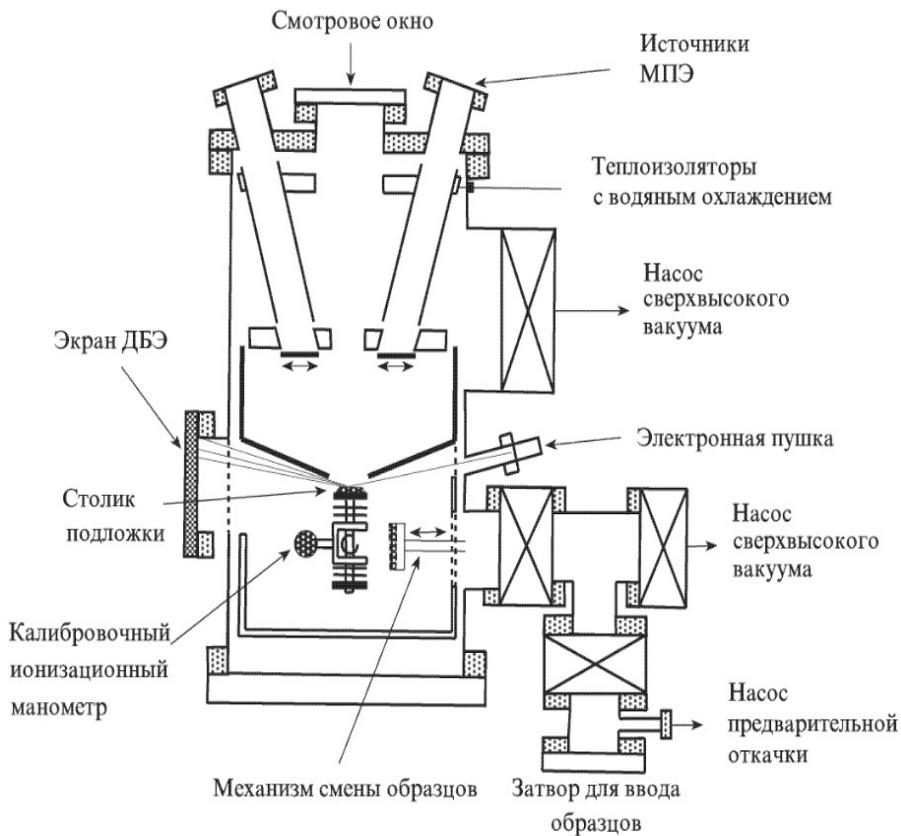


Рис 1. Схема типичной установки МЭП. Вид сверху.

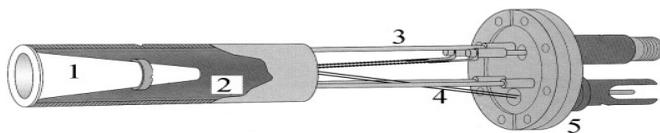


Рис 2. Схематическое изображение эффузионной ячейки.

1 – тигель из нитрида бора, 2 – тепловой экран, 3 – тоководы нагревателя, 4 – термопара, 5 – фланец с вводами.

В технологии МПЭ обычно используется несколько молекулярных источников, содержащих элементы, необходимые для формирования кристаллической решетки полупроводника и для его легирования. Молекулярные источники снабжены заслонками, которые позволяют резко прерывать рост слоя. Закрывая заслонки одних источников и открывая другие источники, можно выращивать разные кристаллические слои один на другом при условии, что структура кристаллической решетки этих слоев одинакова, а постоянные решетки близки. Границы между такими слоями называются гетерограницами, а сами выращенные структуры называются гетероструктурами. В настоящее время их чаще называют наноструктурами, поскольку толщины выращиваемых слоев лежат в нанометровом диапазоне. Отличительной особенностью технологии МПЭ является возможность выращивания наноструктур с предельно резкими гетерограницами.

Для контроля процесса выращивания эпитаксиального слоя обычно используется метод дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭ). Типичная схема ДБЭ состоит из электронной пушки, создающей пучок электронов с высокой энергией (10..15 кэВ), направленных под очень большим углом падения (скользящее падение) на поверхность подложки. Картина дифракции отраженных электронов видна на экране с люминофором, обозначенном на рис. 1, как экран ДБЭ. С помощью этой дифракционной картины можно установить геометрию и морфологию поверхности. Также метод ДБЭ позволяет количественно контролировать и исследовать процесс МПЭ в режиме реального времени. При наблюдении за интенсивностью зеркально отраженного пучка, было обнаружено, что его интенсивность начинает осциллировать, постепенно затухая, при неизменности периода осцилляций (см. рисунок 3). Это объясняется тем, что когда поверхность идеально гладкая (монослой полностью заполнен, на рис. 3 А), отраженный

пучок электронов имеет максимальную интенсивность. При формировании следующего монослоя сначала начинают появляться островки и шероховатость поверхности увеличивается, а интенсивность отраженного пучка падает (рис. 3 Б). Постепенно слой заполняется и наблюдаемая на экране ДБЭ интенсивность снова становится максимальной (рис. 3 В). Таким образом, колебание интенсивности отраженного пучка электронов происходит по гармоническому закону, а период осцилляций, $T_{\text{монослоя}}$, соответствует одному выращенному монослою. Но, в реальной ситуации, возможно появление новых островков еще до того, как предыдущий монослой будет заполнен. Из-за чего интенсивность осцилляций плавно затухает.

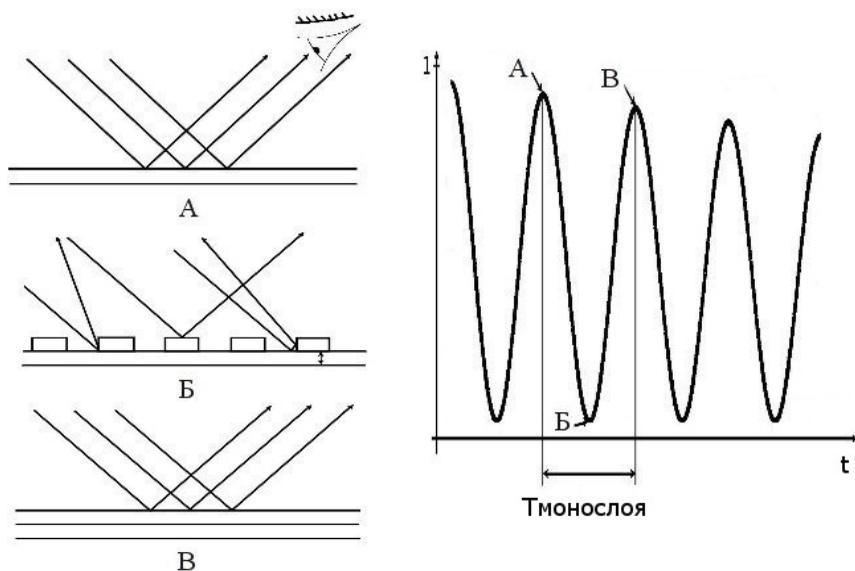


Рис. 3. Осцилляции сигнала дифракции электронного пучка в процессе заполнения монослоев.

Таким образом, контролируя пучки с помощью заслонок и следя за ростом с помощью ДБЭ, оказывается возможным выращивать тонкие слои буквально монослой за монослоем. Единственным недостатком МПЭ для коммерческого применения является длительное время роста и высокая стоимость как самой установки, так и получаемых структур.

Метод МПЭ используется для роста квантовых ям высокого качества. Квантовые ямы (КЯ) являются синтезированными структурами, содержащими очень тонкий слой (единицы или десятки нм) полупроводника (яма), расположенного между двумя толстыми слоями (барьерами) другого полупроводника с большей шириной запрещенной зоны.

Также выращивают наноструктуры с большим числом квантовых ям одинаковой ширины, отделенных друг от друга барьерами, также одинаковой ширины, но достаточно узкими, чтобы электроны могли туннелировать из одной ямы в другую. Такие структуры называют сверхрешетками.

Квантовые ямы можно изготовить не из любых полупроводников. Необходимо, чтобы постоянные решеток материалов ямы и барьеров были очень близки. Существует всего несколько систем, у которых это условие выполняется. В частности, постоянные решеток $AlAs$ ($E_g = 2.3 \text{ эВ}$) и $GaAs$ ($E_g = 1.5 \text{ эВ}$) отличаются на доли процентов. Эти материалы способны также образовывать стабильные твердые растворы во всем диапазоне концентраций. Поэтому у структуры, в которой яма изготовлена из $GaAs$, а барьеры из $Al_x Ga_{1-x} As$ (x — относительная концентрация $AlAs$ в растворе), высота барьеров, а, соответственно, и глубина потенциальной ямы для носителей, зависит от x . Такие структуры обозначают $Al_x Ga_{1-x} As / GaAs / Al_x Ga_{1-x} As$.

Если постоянные решеток различаются не слишком сильно, скажем, на несколько процентов, то эпитаксиальный рост слоев оказывается возможным

только для очень тонких слоев. При этом атомам одной из пленок приходится подстраиваться под кристаллическую решетку другого слоя, в результате чего возникают напряжения. Такой рост называется псевдоморфным. Для полупроводников являющихся пьезоэлектриками (в частности, GaAs и InAs) напряжения приводит к появлению электрического поля, которое сильно влияет на поведение носителей. Однако при достижении определенной критической толщины слоя энергетически более выгодным становится образование дислокаций. Например, если постоянная решетки А (выращиваемый слой) меньше, чем Б (подложка), то несоответствие может быть компенсировано периодическим введением дополнительной группы атомов А в пленку А (постоянная решетки меньше), чтобы привести ее атомы в соответствие с атомами подложки.

Информацию о структуре выращиваемых наноструктурах записывают в «паспорт образца». Пример такого паспорта приведен ниже.

07-04-2010

Sample_p525(ER)

Тем: 2QW + SL

Sub GaAs // GaAs ~ 400nm / 10SL 2.5(33%Al)x2.5 - 53nm / GaAs - 77nm /

3SL 4.3(26%Al)x4.2 - 26nm / Al(28%)GaAs - 3nm / GaAs - 3.2nm / 2SL

3.4(25%Al)x3.6 - 14nm / Al(23%)GaAs - 1.8nm / GaAs - 4.2nm /

Al(25%)GaAs - 42nm /

QW(GaAs) - 20nm /

Al(25%)GaAs - 42nm /

QW(GaAs)_{INT} - 14nm /

Al(25%)GaAs - 42nm /

21SL 2.5(Al)x5.7_{INT} - 170nm /

GaAs — 16nm

В паспорте различные слои гетероструктуры отделяются друг от друга символом «/». Первая строка несет информацию о названии образца (P525) и дате, когда образец был выращен (07.04.2010). В следующей строке говорится, что в наноструктуре две КЯ (QW) и сверхрешетка (SL). Sub GaAs — означает, что в качестве подложки использовался монокристаллический GaAs, выращенный стандартными методами. Далее идет информация о технологических слоях. Они необходимы, чтобы не допустить проникновение дефектов поверхности подложки в выращиваемый кристалл. **Al(25%)GaAs - 42nm** - барьерный слой $Al_xGa_{1-x}As$ с $x=0.25$ шириной 42 нм. **QW(GaAs) - 20nm** – квантовая яма из GaAs шириной 20 нм. Далее следует еще один барьерный слой с теми же параметрами. **QW(GaAs)_{INT} - 14nm** – квантовая яма из GaAs шириной 14 нм. Далее после очередного барьерного слоя следует сверхрешетка.

Схематическое изображение наноструктуры с квантовой ямой $Al_xGa_{1-x}As/GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ приведено на рисунке 4.

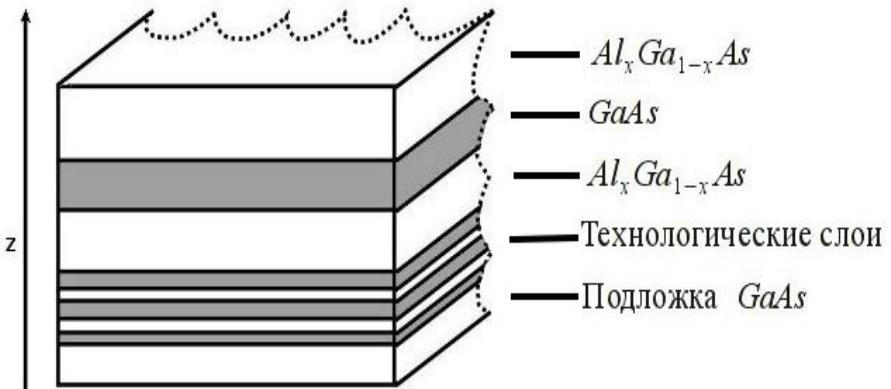


Рис. 4. Схематическое изображение наноструктуры с квантовой ямой

На рисунке 5 изображена зависимость энергии краев зоны проводимости и валентной зоны от координаты z (вдоль направления роста) для квантовой ямы $Al_xGa_{1-x}As/GaAs/Al_xGa_{1-x}As$. Слой $GaAs$ для электронов в зоне проводимости является потенциальной ямой, как и для дырок в валентной зоне. Такие квантовые ямы принято называть квантовыми ямами I типа. Если же ограничение для электронов и дырок происходит внутри разных слоев, то говорят, что это КЯ II типа. Глубину потенциальной ямы для электронов называют разрывом зоны проводимости, дырок — разрывом валентной зоны.

Следует отметить, что потенциальная яма является прямоугольной лишь условно. Однако такое приближение имеет право на существование при достаточно хорошем качестве гетеропереходов.

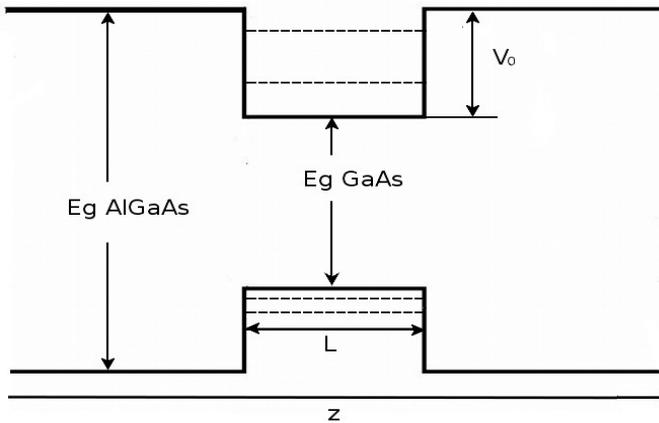


Рис. 5. Зависимость энергии краев зон проводимости и валентной зоны от координаты z .

Краткий теоретический обзор.

Вопрос о поведении носителей в квантовых ямах $Al_xGa_{1-x}As/GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ достаточно просто решается аналитически в приближении эффективной массы и прямоугольной потенциальной ямы. Уравнение Шредингера для электронов в таком случае запишется в виде:

$$\left(\frac{-\hbar^2 \partial^2}{2m_e^* \partial x^2} + \frac{-\hbar^2 \partial^2}{2m_e^* \partial y^2} + \frac{-\hbar^2 \partial^2}{2m_e^* \partial z^2} + V(z) \right) \Psi(x, y, z) = E \Psi(x, y, z) \quad (1)$$

$$V(z) = \begin{cases} 0 & , \text{при } |z| \leq L/2 \\ -V_0 & , \text{при } |z| > L/2 \end{cases} \quad (2)$$

Представив $\Psi(x, y, z)$ в виде $\Psi(x, y, z) = \Psi_x(x) * \Psi_y(y) * \Psi_z(z)$ уравнение можно разделить на три:

$$\frac{-\hbar^2 d^2 \Psi_x}{2m_e^* dx^2} = E_x \Psi_x \quad , \quad \frac{-\hbar^2 d^2 \Psi_y}{2m_e^* dy^2} = E_y \Psi_y \quad (3)$$

$$\frac{-\hbar^2 d^2 \Psi_z}{2m_e^* dz^2} + V(z) \Psi_z = E_z \Psi_z \quad (4)$$

$$E = E_x + E_y + E_z \quad (5)$$

Уравнения (3) являются уравнениями для свободной частицы, значения E_x и E_y даются выражением

$$E_i = \frac{\hbar^2 k_i^2}{2m_e^*} \quad (6)$$

Для решения уравнения (4) необходимы граничные условия:

$$\Psi_z(z-0) = \Psi(z+0) \quad \text{при} \quad z = \pm L/2 \quad (7)$$

$$\frac{1}{m_e^*(z-0)} \frac{d\Psi_z}{dz}(z-0) = \frac{1}{m_e^*(z+0)} \frac{d\Psi_z}{dz}(z+0) \quad \text{при} \quad z = \pm L/2 \quad (8)$$

Далее будем пользоваться обозначением m_A^* - эффективная масса в яме, m_B^* - в барьере.

Условия (7) — условия отсутствия разрывов волновой функции на границах квантовой ямы. Условия (8) обеспечивают непрерывность потока частиц через границы между слоями ямы и барьеров (эффективные массы квазичастиц в разных материалах различны). Для частного случая равенства эффективных масс в яме и барьере решение содержится в учебниках по квантовой механике (см., например, [4]). Запишем лишь окончательный ответ. Т. к. яма обладает симметрией отражения относительно центра, то можно выбрать такие решения уравнения Шредингера, которые являются четными или нечетными функциями (если поместить начало отсчета в центр ямы).

Для четных решений и отрицательных энергий разрешенные значения энергии определяются из трансцендентных уравнений:

$$\eta = \xi \operatorname{tg} \xi \quad , \quad \eta^2 + \xi^2 = Q \quad (9)$$

где
$$Q = \frac{2m_A^* L^2}{4\hbar^2} V_0 \quad , \quad \xi = \frac{L}{2} \sqrt{\frac{2m_A^*}{\hbar^2} (V_0 + E)} \quad , \quad \eta = \frac{L}{2} \sqrt{\frac{-2m_A^*}{\hbar^2} E}$$

Решать такие уравнения удобно графически, как это показано на рисунке 6.

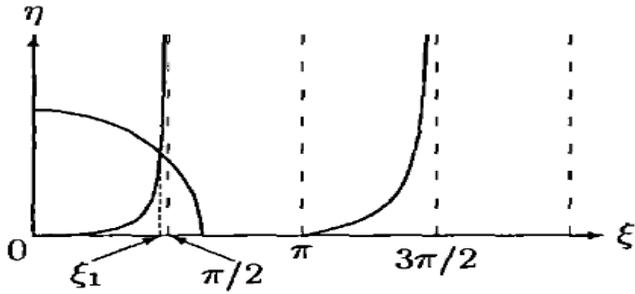


Рис. 6. Графическое решение уравнений (9).

$$E_l^z = -V_0 + \frac{2\hbar^2}{m_A^* L^2} \xi_l^2, \quad (10)$$

где ξ_l - l -ое решение уравнения (9).

Если энергию отсчитывать от дна ямы, то выражение (10) можно упростить:

$$E_l = \frac{2\hbar^2}{m_A^* L^2} \xi_l^2. \quad (10a)$$

Для исходной трехмерной задачи, учитывая движение носителя вдоль слоя квантовой ямы, получаем окончательное решение:

$$E_l = \frac{2\hbar^2}{m_A^*} \left(\frac{\xi_l^2}{L^2} + k_x^2 + k_y^2 \right) \quad (11)$$

Для $l=1$ график волновой функции будет выглядеть так:

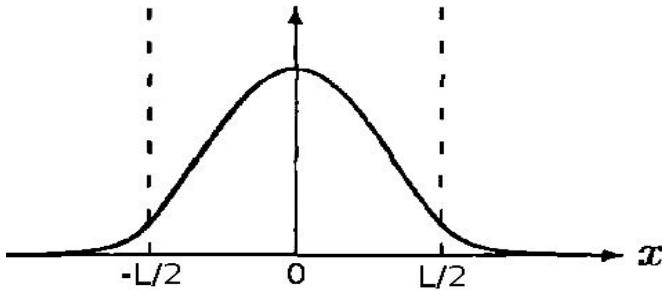


Рис. 7. Волновая функция основного состояния.

Для нечетных решений и отрицательных энергий решение сводится к системе уравнений:

$$\begin{aligned} \eta &= -\xi \operatorname{ctg} \xi \\ \eta^2 + \xi^2 &= Q \end{aligned} \quad (12)$$

$$\text{где } Q = \frac{2m_A^* L^2}{4\hbar^2} V_0, \quad \xi = \frac{L}{2} \sqrt{\frac{2m_A^*}{\hbar^2} (V_0 + E)}, \quad \eta = \frac{L}{2} \sqrt{\frac{-2m_A^*}{\hbar^2} E}.$$

Эту систему также удобно решать графически, см. рис. 8.

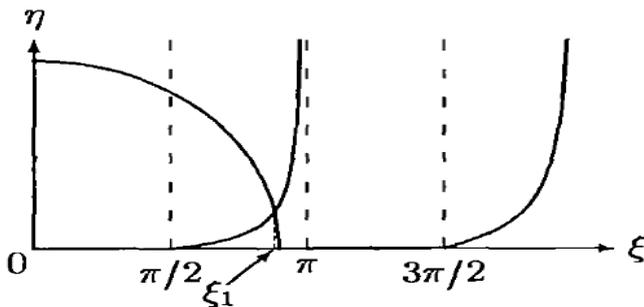


Рис. 8. Графическое решение уравнений (12)

Подведем некоторый итог. Пространственное ограничение приводит к тому, что в потенциальной яме могут находиться лишь частицы обладающие определенной энергией. Спектр разрешенных энергии дается трансцендентным уравнением.

Для носителей на нижних уровнях энергии, на которых волновые функции мало «просачиваются» в барьер (достаточно глубокая потенциальная яма) можно перейти к еще более простой модели — потенциальной яме с бесконечными барьерами. Решения такой задачи даются классическими выражениями для стоячих волн.

$$E_{zn} = \frac{\hbar^2 k_{zn}^2}{2m_A^*} \quad k_{zn} = \frac{n\pi}{L}, \quad \text{где } n=1,2,3, \dots \quad (13)$$

Соответствующие энергии для исходной трехмерной задачи имеют вид:

$$E_n(k_x, k_y) = \frac{\hbar^2}{2m_A^*} \left[\left(\frac{n\pi}{L} \right)^2 + k_x^2 + k_y^2 \right] \quad (14)$$

При $k_x = k_y = 0$ уровни энергии даются выражением:

$$E_n = \frac{\hbar^2}{2m_A^*} \left(\frac{n\pi}{L} \right)^2 \quad (15)$$

Итак, энергия основного состояния свободной частицы с эффективной массой m_A^* , движение которой в направлении z ограничено непроницаемыми барьерами, возрастает по сравнению с состоянием без

ограничения движения на величину:

$$\Delta E = \frac{\hbar^2}{2m_A^*} \frac{\pi^2}{L^2} . \quad (16)$$

называемую энергией размерного квантования. Данный эффект называют эффектом размерного квантования, поскольку энергия ΔE зависит от ширины квантовой ямы.

Повышение энергии основного состояния напрямую связано с принципом неопределенности Гейзенберга. Если частица ограничена в пространстве в пределах расстояния L (в нашем случае — вдоль направления z), то неопределенность z -компоненты ее импульса возрастает на величину порядка \hbar/L . Соответствующие увеличение кинетической энергии частицы дается выражением (16).

Таким образом, можно достаточно хорошо описать поведение электрона в таких структурах. Для *GaAs* валентная зона дважды вырождена и состоит из подзон легких и тяжелых дырок. В квантовой яме вырождение зон легких и тяжелых дырок снимается, и образуется две системы дырочных уровней (т. е. ΔE обратно пропорционально m_A^{ef}), которые, в свою очередь, можно теоретически описать также, как и электронные уровни.

Электрон и дырка, связанные кулоновской силой притяжения, способны образовывать новую водородоподобную квазичастицу — экситон (экситон Ванье-Мотта). В результате энергия экситона становится меньше, чем суммарная энергия электрона и дырки по отдельности, на величину R_{ex} , называемую экситонным Ридбергом (по аналогии с атомом водорода). Порядок величины R_{ex} - единицы мэВ. Эффекты пространственного квантования проявляются и у экситонов, помещенных в квантовую яму. Однако, в

зависимости от ширины ямы эти эффекты проявляются по-разному. Для достаточно широких ям (для *GaAs* более 150 нм) энергия пространственного квантового электрона и дырки становится значительно меньше R_{ex} и квантуются состояния экситона, как целого. Для узких ям (менее 50 нм) квантуются состояния электрона и дырки независимо, а затем из них уже образуется экситон. Под словами узкая яма подразумевается такая яма, в которой суммарная энергия пространственного квантового носителей существенно больше R_{ex} .

В квантовых ямах имеется две системы дырочных уровней, следовательно образуется два типа экситонов — легкий и тяжелый. В случае узких квантовых ям, в которых ширина ямы меньше диаметра объемного экситона (30 нм), ограничение движения электрона и дырки приводит к тому, что они прижимаются потенциальными стенками друг к другу, и, как следствие, энергия связи увеличивается. На рисунке 9 приведена зависимость энергии связи экситона R_{ex} от ширины квантовой ямы. Интересным фактом является уменьшение R_{ex} при $L < 2$ нм. Это связано с тем, что экситон начинает проникать за барьер и его параметры начинают приближаться к объемному экситону. Для квантовых ям промежуточной ширины ($L = 50 \dots 150$ нм) наблюдаемые эффекты до сих пор не имеют простого теоретического описания и являются объектом современных исследований.

Если среда содержит оптический резонанс на частоте ω_0 , то в дипольном приближении зависимость диэлектрической проницаемости от частоты падающего света имеет вид

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_0 + \frac{d^2}{\hbar\omega - \hbar\omega_0 + i\gamma}, \quad \text{где} \quad (17)$$

ε_0 фоновая диэлектрическая проницаемость (вдали от резонанса), d^2 — сила осциллятора, показывающая интенсивность взаимодействия света с

веществом), γ — уширение резонанса, связанное с затуханием.

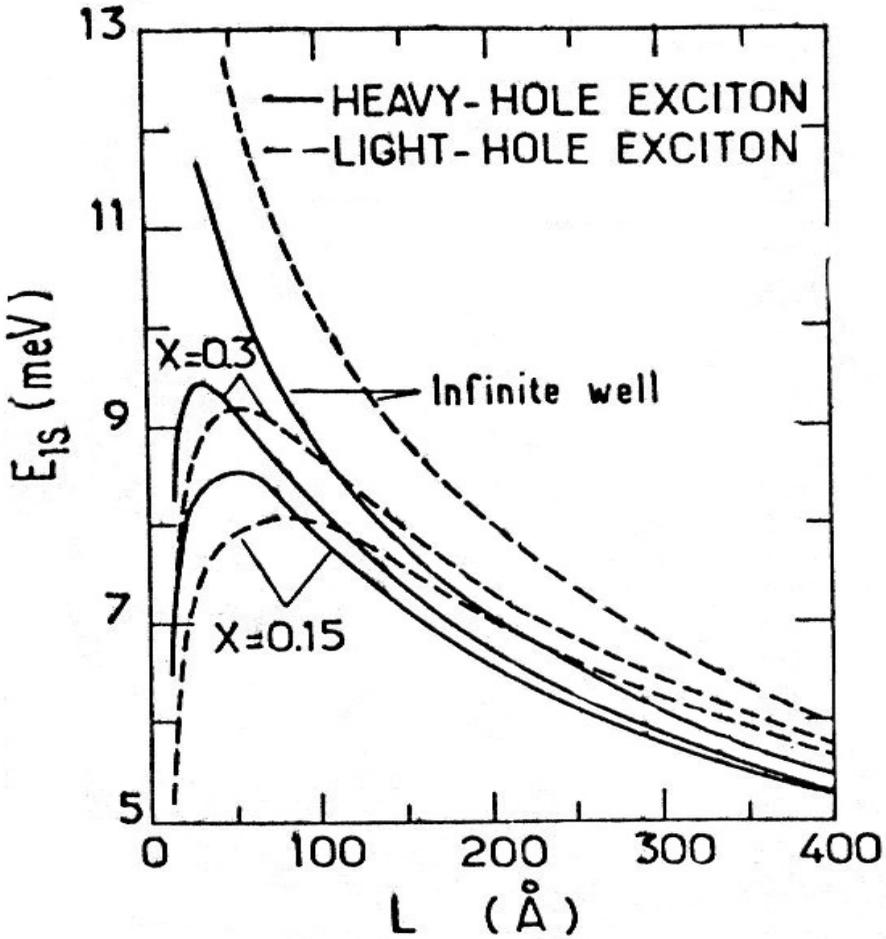


Рис. 9. Зависимость R_{ex} от ширины квантовой ямы. Пунктирные линии для легких экситонов, сплошные для тяжелых, X — концентрация $AlAs$ в растворе $Al_xGa_{1-x}As$

Спектры отражения

Экситоны в квантовых ямах могут проявляться в спектрах отражения как особенности в виде узких пиков, провалов или дисперсионных контуров, как это схематично показано на рисунке 10. В эксперименте эти особенности накладываются на фоновое отражение. Положение особенностей определяется энергией размерного квантования.

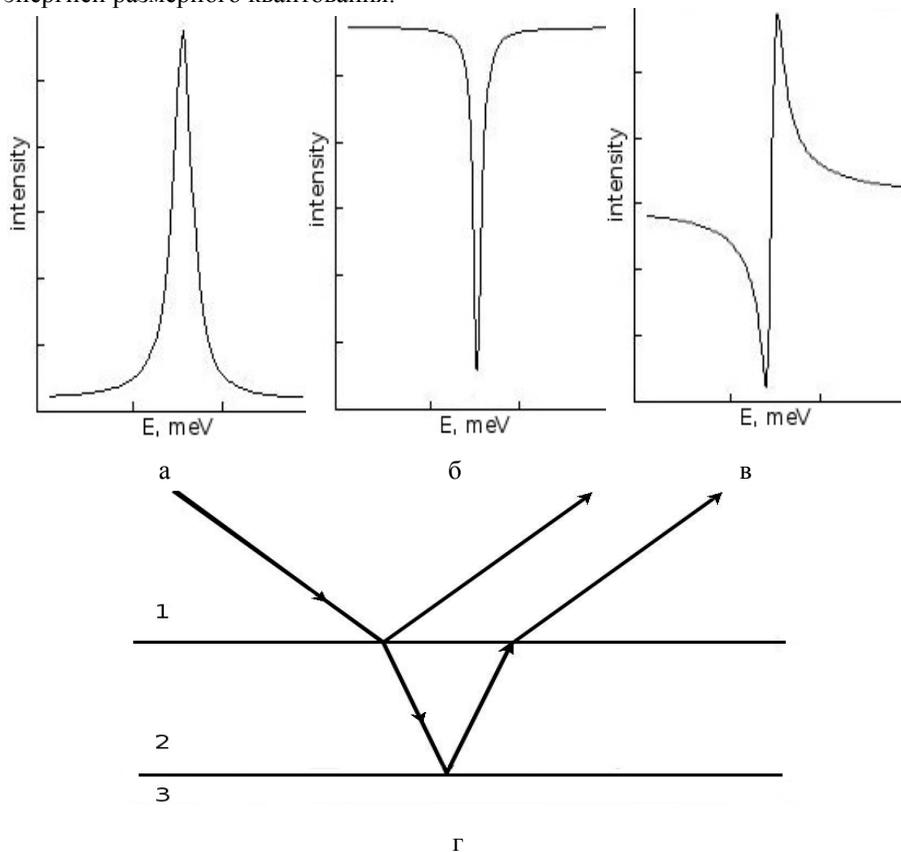


Рис. 10. а — пик, б — провал, в — дисперсионный контур, г — иллюстрация объясняющая появление особенностей разных типов.

На первый взгляд, наличие узких спектральных особенностей противоречит приведенным выше решениям (11) и (14), в которых имеется сплошной спектр состояний электронов и дырок, соответственно, и экситонов, за счет их движения вдоль слоя квантовой ямы. Это противоречие снимается, если учесть закон сохранения импульса при взаимодействии света и экситонов. Этот закон остается справедливым для компонент импульса, лежащих в плоскости слоя квантовой ямы. Волной вектор фотона \vec{k} очень мал по сравнению с периодом обратной решетки, т. к. длина волны света $\lambda \gg a$, где a постоянная решетки. Поэтому для экситонов, взаимодействующих со светом, вместо (14) можно использовать соотношение (15). Отметим, что появление сплошных полос в принципе возможно при участии в экситон-фотонном взаимодействии некой третьей частицы, например, фонона. Однако в кристаллах типа *GaAs* величина электрон-фононного взаимодействия мала, поэтому такие переходы практически не наблюдаются.

Количество спектральных особенностей определяется количеством квантовых ям, выращенных в исследуемой наноструктуре. В случае тонких квантовых ям видны только переходы, в которых участвуют экситоны в основном состоянии, т.к. вероятность переходов в возбужденные состояния мала. Для широких ям в высококачественных наноструктурах могут наблюдаться серии особенностей, закономерно разбегающихся с ростом энергии. Это является свидетельством, так называемого, поляритонного эффекта, связанного с размерным квантованием движения экситона как целого. Изучение этого эффекта выходит за пределы данной работы.

Наличие в спектре особенностей в виде пиков, провалов и дисперсионных контуров объясняется тем, что регистрируемый отраженный свет есть результат интерференции электромагнитных волн, отраженных от

границы образца и гетеропереходов (см. рис. 10г). Ширины квантовых ям, как правило, много меньше длины волны света, вследствие чего вдали от экситонного резонанса квантовые ямы не влияют на отражение. На экситонном резонансе слой квантовой ямы перестает быть оптически тонким, поскольку светоэкситонное взаимодействие можно феноменологически описать как достаточно сильное изменение показателя преломления. В результате происходит существенное отражение от слоя квантовой ямы, которое дает пик отражения в случае конструктивной интерференции с отраженным от поверхности образца светом, провал отражения в случае деструктивной интерференции и дисперсионный контур в промежуточном случае.

Теоретически спектры отражения можно рассчитать методом матриц переноса, с которым можно ознакомиться, например, в [6]. Приписывая индексы 1, 2, 3 величинам, которые относятся к трем средам (см. рисунок 10г), получим следующее выражение для коэффициента отражения

$$R = |r|^2, \quad \text{где} \quad (18)$$

$$r = \frac{r_{12} + r_{23} e^{2i\beta}}{1 + r_{12} r_{23} e^{2i\beta}} \quad \beta = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_2 h \cos \Theta_2$$

$$r_{ij} = \frac{p_i - p_j}{p_i + p_j} \quad p_j = n_j \cos \Theta_j \quad (i=1,2,3 \quad j=1,2,3)$$

$n_j = \sqrt{\varepsilon_j}$ — показатель преломления, Θ_j — угол падения света в среде j . h — толщина слоя 2. λ_0 — длина волны падающего света (в вакууме), 3 — слой квантовой ямы.

Для расчета коэффициента отражения более сложных структур

формулы (18) не применимы, однако сам метод матриц переноса остается применимым. Выражения (18) оказываются полезны для моделирования формы особенностей, именно по ним были получены кривые на рисунках 10(а), (б) и (в).

Необходимо отметить, что выращиваемые на установке ЭП-1302 наноструктуры имеют, как правило, различную толщину слоев в различных точках образца из-за наличия градиента молекулярных пучков. В связи с этим, вид экситонных резонансов и их спектральное положение могут изменяться при перемещении по образцу. Приводимые в паспорте образца данные о толщинах слоев получаются путем измерения скорости выращивания наноструктуры в определенной точке поверхности, на которую фокусируется электронный пучок дифрактометра. Поэтому эти данные лишь с некоторой точностью (порядка 20%) указывают толщины слоев квантовых ям, изучаемых в оптическом эксперименте.

Описание экспериментальной установки

В работе предлагается измерить спектр отражения наноструктуры с несколькими квантовыми ямами $Al_xGa_{1-x}As/GaAs/Al_xGa_{1-x}As$. Схема установки для измерения таких спектров приведена на рисунке 11.

В качестве источника света используется йодная лампа с небольшим рабочим телом. Излучение лампы фокусируется на входную щель монохроматора с помощью объектива. С выходной щели монохроматора излучение фокусируется на образце в гелиевом криостате замкнутого цикла, внутри которого поддерживается высокий вакуум. Отраженный от образца световой пучок регистрируется фотоприемником, в качестве которого используется кремниевый фотодиод. Электрический сигнал с фотодиода

поступает на предусилитель, интегрированный в фотодиод, затем на преобразователь «напряжение-частота». Преобразователь «напряжение-частота» - устройство преобразующее входящий аналоговый сигнал в последовательность прямоугольных импульсов, причем частота следования этих импульсов прямо пропорциональна амплитуде входного сигнала. Количество импульсов считается за некоторое время и передается компьютеру. Причем время счета задается в специальной программе, позволяющей управлять экспериментальной установкой и регистрировать спектры.

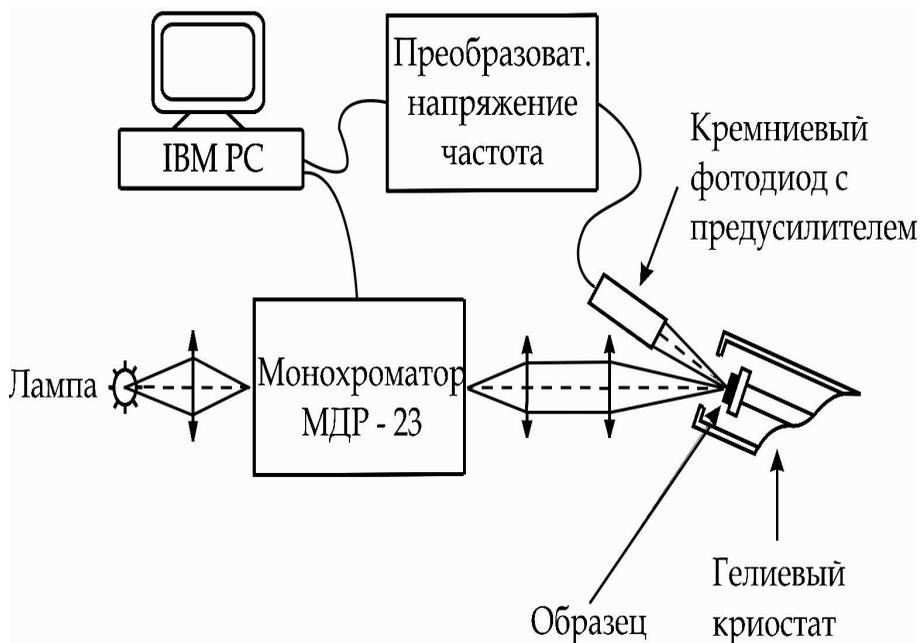


Рис. 11 — Блок схема экспериментальной установки.

Эксперимент проводится при температурах 12-14 К. Низкая температура необходима для того, чтобы экситоны в образце могли существовать продолжительное время и не разрушаться тепловыми

флуктуациями. Вакуум необходим для того, чтобы при охлаждении образца на него не оседал конденсирующийся воздух, а также для более эффективного охлаждения.

Такая установка позволяет регистрировать изменение сигнала отражения на величину, порядка 0,1 %, при спектральном разрешении порядка 1Å в ближней ИК области (700-850 нм). Такое высокое спектральное разрешение при высокой чувствительности к малым изменениям коэффициента отражения достигнуто благодаря некоторым особенностям установки. Спектральные щели делаются узкими (не более 100 мкм). Йодная лампа — источник света, обеспечивающий большой световой поток, питается от высокостабильного источника напряжения. Сигнал с фотоприемника пропускается через малошумящий предусилитель. Для исключения нагрева образца, а также для исключения влияния люминесценции, образец облучается монохроматическим светом, прошедшим через монохроматор.

Как уже отмечалось экспериментальная установка является автоматизированной и управляется от компьютера оригинальной программой «SpLab». Эта программа позволяет полностью управлять всеми параметрами сканирования, записывать спектры, накапливать сигнал (для уменьшения амплитуды шумов), сравнивать и обрабатывать спектры в процессе сканирования и работать со всей базой ранее измеренных спектров.

Цель работы.

Целью работы является измерение спектра отражения одной из наноструктур по выбору преподавателя, содержащих две или три квантовые ямы $AlGaAs/GaAs/AlGaAs$, качественная и количественная интерпретации полученного спектра. При качественной интерпретации необходимо провести

идентификацию тяжелых и легких экситонов, их принадлежность к той или иной квантовой яме, характер наблюдаемых особенностей (пик, провал, дисперсионный контур). При количественной интерпретации спектра необходимо определить ширину квантовых ям по положению спектральных особенностей.

Порядок выполнения работы.

Работа выполняется за два занятия. На первом занятии проводится проверка знаний студентов по вопросам, описанным выше. Затем студенты, показавшие свои знания, практически знакомятся с устройством и работой экспериментальной установки. Вместе с ассистентом преподавателя проводятся юстировка оптического канала и измерения спектров отражения в различных режимах — измерение обзорного спектра и спектральных особенностей в режиме накопления сигнала. При необходимости, проводятся измерения спектров в нескольких точках образца. Полученные результаты переводятся в текстовый формат и вместе с паспортом исследованной наноструктуры предоставляются студенту. Анализ и подготовка отчета проводятся студентом самостоятельно во время второго занятия.

При качественном и количественном анализе спектров отражения студенты руководствуются описанными выше теоретическими основами и паспортом образца, рассматривая приведенные там ростовые данные о толщинах слоев квантовых ям как ориентировочные. В частности, согласно формуле (15) энергетический сдвиг (размерный эффект) экситона в квантовой яме тем больше, чем тоньше слой квантовой ямы. Следует иметь также в виду, что в некоторых случаях особенность, связанная с легким экситоном одной квантовой ямы (более широкой), может слиться с особенностью, связанной с

тяжелым экситоном другой ямы (более тонкой). Такие случаи можно идентифицировать численной оценкой эффекта размерного квантования.

При количественной оценке величины энергии размерного квантования необходимо иметь в виду, что энергия наблюдаемого перехода

$$E = E_g + \Delta E_e + \Delta E_h - R_{ex}, \quad \text{где} \quad (19)$$

E_g - ширина запрещенной зоны, ΔE_e и ΔE_h - энергии размерного квантования электрона и дырки соответственно, R_{ex} - экситонный ридберг.

Для учета влияния энергии связи экситона на измерение ширины квантовых ям можно провести итерационную процедуру. Взяв за нулевое приближение ширину ямы L_0 , полученную без учета влияния энергии связи, найти из рисунка 9 $R_{ex}(L_0)$. Посчитать L_1 взяв значение $R_{ex}(L_0)$ и найти $R_{ex}(L_1)$. Посчитать L_2 взяв значение $R_{ex}(L_1)$ и найти $R_{ex}(L_2)$ и т. д.

При интерпретации вида экситонного резонанса следует иметь в виду, что он определяется, в значительной степени, суммарной толщиной слоев, отделяющих квантовую яму от поверхности образца, т. е., глубиной залегания квантовой ямы.

При количественной интерпретации положения экситонного резонанса необходимо воспользоваться формулами, приведенными выше, графиками, приведенными на рисунке 7, а также следующим справочными данными для кристаллов $GaAs$ и $Al_xGa_{1-x}As$:

- ширина запрещенной зоны $GaAs$ $E_g = 1520$ мэВ при температуре $T=13K$;
- Разрыв зоны проводимости $\Delta E_c = 0.79x(\text{эВ})$, $x < 0.41$, валентной зоны $\Delta E_v = -0.46x(\text{эВ})$, x - концентрация $AlAs$ в твердом растворе

$Al_xGa_{1-x}As$ из которого сделаны барьеры

- эффективные массы: электрона – $0.067 m_0$, легкой дырки – $0.095 m_0$, тяжелой дырки $0.34 m_0$, где m_0 – масса свободного электрона.

Дополнительную справочную информацию можно найти в [7].

В заключение необходимо подчеркнуть, что, как правило, на каждом занятии студентам предлагаются для изучения различные наноструктуры, зачастую недавно выращенные, поэтому интерпретация спектров и получение количественных данных о толщинах слоев квантовых ям представляю интерес не только в качестве учебного задания, но и дают полезную информацию для технологов.

Требования к отчету.

Работа может быть выполнена на разном уровне сложности, отличающимся интерпретацией экспериментальных данных на разном уровне теоретического анализа.

В любом случае отчет должен содержать:

- цель работы
- описание экспериментальной установки и условий эксперимента
- паспорт образца
- спектр отражения предложенной структуры
- интерпретацию спектра, определение числа квантовых ям.
- определение ширины квантовых ям по квантово-размерному эффекту, используя одну из теоретических моделей.

Теоретический анализ экспериментальных данных может быть проведен на следующих уровнях сложности, перечисленных в порядке их увеличения:

- модель квантовой ямы с бесконечными стенками с учетом энергии связи экситона R_{ex} ,
- модель прямоугольной потенциальной ямы с учетом энергии связи экситона R_{ex} ,
- использование обеих моделей и сравнение их результатов.

На самом высоком уровне сложности предлагается провести моделирование формы экситонного резонанса. Дополнительные инструкции по проведению такого моделирования можно получить у преподавателя.

Литература

1. Питер Ю., Мануэль Кардона, «Основы Физики полупроводников» (Москва ФИЗМАТЛИТ 2002) 560 с.
2. Ю.К Долгих, С.А. Елисеев, Ю.П. Ефимов, В.В. Петров, «Техника молекулярно-лучевой эпитаксии» (Санкт-Петербург 2007) 112 с.
3. В.Ф. Агекян, А.Ю. Серов, «Методические указания к Лабораторным работам по оптике кристаллов и наноструктур » (Санкт-Петербург 2007) 69 с.
4. И.В. Абаренков, С.Н. Загуляев, «Простейшие модели в квантовой механике» (Изд. СПбГУ, Санкт-Петербург 2004) 128 с.
5. G. Bastard, «Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures» (les editions de physique, France 1988) p142.
6. Борн М., Вольф Э., «Основы оптики» (Наука 1973) 720 с.
7. <http://www.matprop.ru>