РОССИЙСКО-АРМЯНСКИЙ (СЛАВЯНСКИЙ) УНИВЕРСИТЕТ

На правах рукописи

## Геворгян Артак Оганесович

# ВНУТРИЗОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА В ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ПАРАБОЛИЧЕСКОЙ КВАНТОВОЙ ЯМЕ

Специальность: 01.04.10 – Физика полупроводников

Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

> Научный руководитель: Академик НАН РА, д. ф.-м. н., проф. Казарян Э.М.

**EPEBAH – 2016** 

# СОДЕРЖАНИЕ

Оглавление
ВВЕДЕНИЕ
ГЛАВА І
ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР 19
ГЛАВА II
ВНУТРИПОДЗОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА В ПАРАБОЛИЧЕСКИХ
КВАНТОВЫХ ЯМАХ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ МЕХАНИЗМАХ РАССЕЯНИЯ 33
Коэффициент поглощения для внутриподзонных переходов в КЯ
§2.1 Рассеяние на ионизированном примесном центре
§2.2 Рассеяние на ионизированном примесном центре с учетом экранирования44
§2.3 Рассеяние на трехмерных акустических фононах 50
§2.4 Рассеяние на трехмерных оптических фононах 56
ГЛАВА III
МЕЖПОДЗОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА В ПАРАБОЛИЧЕСКИХ
КВАНТОВЫХ ЯМАХ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ МЕХАНИЗМАХ РАССЕЯНИЯ 63
Метод расчета уширения линии поглощения при межподзонных переходах 63
§3.1 Рассеяние на примесных центрах (ION) 67
§3.2 Рассеяние на акустических фононах (LA) 69

§3.3 Рассеяние на оптических фононах (LO)	71
§3.4 Уширение линии и коэффициент поглощения	75
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	83
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ В ДИССЕРТАЦИИ СОКРАЩЕНИЙ	86
ЛИТЕРАТУРА	87

#### введение

(КЯ) Полупроводниковые квантовые ЯМЫ зарекомендовали себя надежными элементами компонентной базы современных полупроводниковых приборов, начиная от гетероструктурных лазеров [1, 2, 3] и заканчивая сенсорными датчиками [4, 5]. Для применения тех или иных КЯ в приборостроении необходимо детально изучить физические процессы в этих системах. С точки зрения теоретического описания, ЭТО означает необходимость соответствующего уравнения Шредингера решения ЛЛЯ изучаемой структуры [6].

Для построения одноэлектронного гамильтониана возникает необходимость предложения математической модели, ограничивающего потенциала КЯ. Ясно, что наиболее простой моделью такого потенциала может быть одномерный ограничивающий потенциал прямоугольного профиля (как конечной, так и бесконечной высоты). С другой стороны, в процессе роста КЯ на границе перехода КЯ-окружающей среды могут возникнуть эффекты, сглаживающие профиль ограничивающего потенциала. Примером такого эффекта является диффузия между компонентами КЯ и окружающей среды [7]. Как необходимость следствие. возникает введения В гамильтониан, описывающий КЯ, ограничивающего потенциала с гладким профилем, учитывающего физико-химические свойства как самой КЯ, так и окружающей среды. Ясно, что в первом приближении таким потенциалом может являться параболический ограничивающий потенциал. КЯ c параболическим ограничивающим потенциалом называют параболическим КЯ. Замечательной особенностью этого потенциала является его точная решаемость, что позволяет получить целый ряд аналитических результатов.

Оптические методы использования таких структур используются для того, чтобы широко исследовать и выявить особенности зонного строения КЯ. Для того, чтобы точно выявить оптические характеристики КЯ, надо провести

исследования, как за счет межзонных переходов [8-11], так и внутризонных [12, 13].

Механизмы оптического поглощения в КЯ качественно отличаются от аналогичных процессов, проходящих в объемных полупроводниках из-за разницы энергетического спектра носителей заряда (НЗ). На рис. 1.1 показаны подзоны размерного квантования электронов в КЯ (C - u V - 30ны), а также стрелками показаны возможные оптические переходы в КЯ. Двумерные электроны, ограниченные в КЯ, имеют больше каналов внутризонного поглощения, нежели трехмерные. В КЯ возможны межподзонные (МПП, 1) и внутриподзонные (ВПП, 2) оптические переходы, а также процессы "фотоионизации" КЯ (3). Переходы электрона из V - 30ны в C - 30ну (4, 5) вызываемые светом с  $\hbar \omega > E_g$ , могут порождать целое множество полос межзонного поглощения [14-16].

Приведем общие соотношения, выявляющие новые механизмы переходов свойственные КЯ. Для матричного элемента оператора импульса можно записать [17]:

$$\begin{split} \vec{p}_{fi} &= \int_{\Omega} F_{f}^{*}(\vec{r}) \hat{p} F_{i}(\vec{r}) d\vec{r} = \int_{\Omega} u_{n_{f}}^{*} \psi_{f}^{*} \hat{p} u_{n_{i}} \psi_{i} d\vec{r} = \\ &= \int_{\Omega} u_{n_{f}}^{*} \psi_{f}^{*} \Big[ \psi_{i} \hat{p} u_{n_{i}} + u_{n_{i}} \hat{p} \psi_{i} \Big] d\vec{r} = \\ &= \int_{\Omega} \psi_{f}^{*} \psi_{i} u_{n_{f}}^{*} \hat{p} u_{n_{i}} d\vec{r} + \int_{\Omega} u_{n_{f}}^{*} u_{n_{i}} \psi_{f}^{*} \hat{p} \psi_{i} d\vec{r}. \end{split}$$

$$(1.1)$$

где  $F_{f}^{*}(\vec{r}), F_{i}(\vec{r})$  – соответственно полные волновые функции начального и конечного состояний,  $u_{n}(\vec{r})$  – периодическая блоховская волновая функция,  $\psi(\vec{r})$  – огибащая волновая функция.

Разделение интеграла (1.1) на сумму интегралов по элементарным ячейкам возможно при введении объёма микроскопической элементарной ячейки  $\Omega_0$ . Исходя из того факта, что в пределах одной элементарной ячейки плавные огибающие  $\psi_i(\vec{r})$  и  $\psi_f(\vec{r})$  волновых функций меняются слабо, а блоховские сомножители  $u(\vec{r})$  быстро осциллируют, выражение (1.1) запишется как



Рис.1.1 Зонная диаграмма квантовой ямы. Законы дисперсии в С – и V – зоне считаются параболическими. Для каждой зоны имеется размерное квантование и приведены по две подзоны размерного квантования.
Возможны следующие оптические переходы при рассмотрении двумерных электронов: межподзонный (1,3), внутриподзонный (2) и межзонный (4,5).

$$\vec{p}_{fi} = \sum_{l=1}^{N} (\psi_{f}^{*} \psi_{i})_{l} \int_{\Omega_{0}} u_{n_{f}}^{*} (\vec{a}_{l} + \vec{r}) \hat{p} u_{n_{i}} (\vec{a}_{l} + \vec{r}) d\vec{r} + \\ + \sum_{l=1}^{N} (\psi_{m}^{*} \hat{p} \psi_{i})_{l} \int_{\Omega_{0}} u_{n_{f}}^{*} (\vec{a}_{l} + \vec{r}) u_{n_{i}} (\vec{a}_{l} + \vec{r}) d\vec{r} = , \qquad (1.2)$$
$$= \langle u_{n_{f}} | \hat{p} | u_{n_{i}} \rangle \int_{\Omega} \psi_{f}^{*} \psi_{i} d\vec{r} + \delta_{n_{f}, n_{i}} \int_{\Omega} \psi_{f}^{*} \hat{p} \psi_{i} d\vec{r}$$

где  $(\psi_f^* \psi_i)_l = \psi_f^* (\vec{a}_l) \psi_i (\vec{a}_l), (\vec{a}_l - \text{вектор элементарной ячейки}, l - дается номер ячейки, которая может принимать значения от$ *l*до*N*).

Как видно из уравнения (1.2), разрешенные оптические переходы в КЯ в свою очередь подразделяются на две группы. Это правило отбора, которые определяются различными допустимыми условиями. Это так называемые внутризонные оптические переходы, которые идут в пределах одной разрешенной зоны: проводимости или валентной  $(n_i = n_f)$  и межзонные переходы, когда  $n_i \neq n_f$ .

Рассмотрим подробнее процессы внутризонных оптических переходов в КЯ [18, 19]. В объемном полупроводнике прямые оптические (внутризонные) переходы с поглощением фотона невозможны. Закон сохранения импульса для системы двух частиц (электрон и фотон) требует, чтобы волновые вектора электрона в начальном  $\vec{k}$  и конечном  $\vec{k}'$  состояниях были близки:  $\vec{k}' = \vec{k} + \vec{q} \approx \vec{k}$ , т.к. волновой вектор фотона  $\vec{q}$  очень мал по сравнению с волновым вектором электрона. При этом не может быть одновременно выполнен закон сохранения энергии

$$E_c(\vec{k}_{\scriptscriptstyle \Box}') = E_c(\vec{k}_{\scriptscriptstyle \Box}) + \hbar\omega.$$
(1.3)

Данное соотношение получается, когда дисперсионное соотношение для трехмерного электрона берется параболой  $E_c(\vec{k}) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$ , в зоне проводимости

- *C*, а дисперсионная энергия фотона имеет вид  $\hbar \omega = \frac{\hbar qc}{n}$  (*n* - коэффициент преломления света).

Поглощение света свободным носителем (ПСН) возможно только при обязательном участии какой-либо третьей частицы (квазичастицы), в качестве которой могут выступать фононы (акустические, оптические), примесные центры (ионизированные и нейтральные), а также другие несовершенства кристаллической решетки (шероховатости поверхности, дислокации, и т.д.) [20-22]. Участие третьей частицы в данном процессе обеспечивает выполнение закона сохранения импульса (непрямой переход).

Известно, что коэффициент поглощения (КП) при непрямых переходах меньше, значительно чем при прямых переходах, Т.К.. вероятность взаимодействия одновременного трех частиц намного меньше, чем вероятность двухчастичного взаимодействия.

В КЯ возможны не только непрямые, но также и прямые оптические переходы электронов в пределах одной зоны (зоны проводимости или валентной зоны). Внутри одной энергетической подзоны двумерные электроны могут совершать лишь непрямые оптические переходы (внутриподзонные переходы).

Рассмотрим процесс межподзонных оптических переходов в КЯ. Предположим, что имеем прямой оптический переход из начального состояния  $i = |c, v, \vec{k_{\perp}}\rangle$  в конечное состояние  $f = |c, v', \vec{k_{\perp}}'\rangle$ , где квантовое число C – указывает, что оба электронных состояния принадлежат зоне проводимости, а v и v', обозначающие номера подзон (в случае межподзонных переходов эти номера не равны) размерного квантования,  $\vec{k_{\perp}}$  и  $\vec{k_{\perp}}'$  – двумерные волновые вектора электрона, лежащие в плоскости интерфейса.

Согласно (1.2) для внутризонных переходов дипольный матричный элемент равен

$$\vec{e}\vec{p}_{fi} = \vec{e}\int \varphi_f^* \vec{p}\varphi_i d\vec{r} = \frac{1}{S}\int \varphi_{v'}^* \exp(-i\vec{k}_{\Box}'\vec{r}_{\Box}) \times \\ \times \left[e_x p_x + e_y p_y + e_z p_z\right] \varphi_v \exp(-i\vec{k}_{\Box}\vec{r}_{\Box}) d\vec{r}$$

следовательно имеем:

$$\vec{e}\vec{p}_{fi} = \hbar \Big( e_x k_x + e_y k_y \Big) \delta_{k_0',k_0} \int \varphi_{v'}^*(z) \varphi_{v}(z) dz + e_z \delta_{k_0',k_0} \int \varphi_{v'}^*(z) \hat{p}_z \varphi_{v}(z) dz$$

$$(1.4)$$

(это равенство выполняется для тех КЯ, у которых эффективные массы в квантовой яме и на барьере совпадают). Из ортогональности волновых функций разных подзон имеем следующее равенство  $\int \varphi_{v,v}^*(z) \varphi_v(z) dz = \delta_{v,v}$ , следовательно для межподзонных переходов  $(v' \neq v)$  первое слагаемое в уравнении (1.4) обращается в нуль. Тогда второе слагаемое определяет все закономерности межподзонного поглощения:

- Такое поглощение возможно лишь для света, вектор поляризации которого имеет отличную от нуля компоненту вдоль оси роста структуры т.е. e<sub>z</sub> ≠ 0;
- 2. Двумерные волновые вектора электрона в начальном и конечном состоянии должны совпадать ( $\vec{k_{u}} = \vec{k_{u}}$ );
- 3. В начальном и конечном состояниях, огибающие волновые функции электрона (в симметричной КЯ), должны иметь разную четность.

$$\left\langle \varphi_{v'}^{*} \left| \hat{p}_{z} \right| \varphi_{v} \right\rangle = \int \varphi_{v'}^{*}(z) \hat{p}_{z} \varphi_{v}(z) dz = -i\hbar \int \varphi_{v'}^{*}(z) \frac{d}{dz} \varphi_{v}(z) dz \neq 0.$$
(1.5)

Оптические переходы между нижележащими состояниями  $(|v=1\rangle \rightarrow |v'=2\rangle)$  обладают наибольшей вероятностью среди всех возможных межподзонных переходов из основной подзоны. Предполагается, что нумерация энергетических уровней начинается с единицы. Для этих переходов сила осциллятора порядка 0.96 (безразмерная величина), а переход из основного состояния в третий возбужденный энергетический уровень имеет силу осциллятора 0.03.

Оценки показывают, что для КЯ GaAs/AlGaAs КП света с поляризацией вдоль квантово – размерных слоев на несколько порядков ниже, чем для света с *e*<sub>2</sub> – поляризацией.

Переходы, которые осуществляются внутри одной энергетической подзоны (внутриподзонные переходы), возможны только в том случае, когда в игру вступает третья частица, а учет третьей частицы обеспечивает законы сохранении энергии и импульса [17].

Рассматривая параболический закон дисперсии:  $E = \hbar^2 k_{\Box}^2 / 2m$  и предполагая, что выполняются условия ( $n_i = n_f$ , v = v'), уравнение (1.2), которое описывает внутриподзонный матричный элемент в случае оптических переходов, имеет следующий вид:

$$\vec{e}\vec{p}_{fi} = \frac{m}{m^*} \Big( e_x \hbar k_x + e_y \hbar k_y \Big) \delta_{\nu',\nu} \delta_{k'_{\Box},k_{\Box}} + e_z \delta_{k'_{\Box},k_{\Box}} \int \varphi_{\nu'}^*(z) \hat{p}_z \varphi_{\nu}(z) dz \,. \tag{1.6}$$

Из уравнения (1.6) следует, что матричный элемент внутриподзонного оптического поглощения равняется нулю в том случае, когда свет (падающий на образец) поляризован вдоль оси роста структуры  $\vec{e} \square OZ$ . Свет, поляризованный в плоскости КЯ, может приводить к переходам только в пределах одной энергетической подзоны с сохранением импульса:  $\vec{k_{\perp}} = \vec{k_{\perp}}$ , причем такие переходы являются виртуальными (виртуальное состояние короткоживущее и это приводит к тому, что закон сохранения энергии при виртуальном переходе не выполняется).

Данный результат широко известен для объемных полупроводников: поглощение света (в данном случае внутриподзонное) невозможно без привлечения третьей частицы (фонон, примесь, неровности поверхности, дефекты решетки и т.д.).

Например, в случае фонона, взаимодействие с которым имеет место одновременного выполнения законов сохранения, как энергии, так и импульса:  $E_f = E_i + \hbar \omega \pm \hbar \omega_q$ ,  $\vec{k}_{\Box}' = \vec{k}_{\Box} \pm \vec{k}_{phon}$  (здесь  $\hbar \omega_q$  и  $\hbar \vec{k}_{phon}$  – энергия и импульс фонона).

Внутриподзонные (ВПП) и межподзонные переходы (МПП) в КЯ в настоящее время вызывают огромный интерес благодаря своим уникальным

характеристикам: большая способность настройки длины волн переходов, сверхбыстрая релаксация, эффекты многих тел и т.д. [23-27].

В настоящее время разрабатываются и усовершенствуются новые устройства на основе этих переходов, такие как инфракрасные фотоприемники [28], межподзонные лазеры [1], оптические переключатели [29], сверхбыстрые оптические модуляторы, сенсорные датчики [30] и т.д. Эти переходы также играют ключевую роль в деле повышения эффективности квантовых каскадных лазеров на гетероструктурах [31].

В этой связи, важно иметь более детальное понимание процессов внутризонных переходов в КЯ. В частности, работа устройств, основанных на этих переходах, зависит от таких свойств, как ширина линии перехода, а механизмы уширения, в свою очередь, зависят от различных процессов рассеяния.

МПП рассмотрены во многих работах [см. напр. 23-27,32, 34]. В работе [32, 35] был рассчитан вклад в уширении линии поглощения различных механизмов рассеяния на основе метода функций Грина, предложенного в работах Ц.Андо [36, 37].

Дальнейшие развития технологий выращивания гетероструктур требуют более детального и глубокого исследования различных механизмов рассеяния, в том числе для параболических КЯ.

В числе пионерских работ, посвященных ВПП в квантово-размерных полупроводниковых структурах (тонких пленках и проволоках) являются работы [38-40]. Авторами указанных работ изучалось поглощение, обусловленное рассеянием НЗ на акустических фононах [38], а также на ионизированных примесных центрах [39, 40]. В дальнейшем поглощение свободными носителями в квантовых ямах изучалось многими авторами: с учетом рассеяния на полярных и неполярных оптических фононах [41-43], а также на ионизированных примесях с учетом экранирования [44, 45]. В работах потенциалы ограничения аппроксимировались указанных

прямоугольными ограничивающими потенциалами (конечными и бесконечными) высот.

С другой стороны, возникает необходимость создать по возможности более реалистичную модель ограничивающего потенциала, которая учитывала бы как физико-химические свойства структуры, так и ее геометрию. Первые формируют высоту и форму потенциального барьера на границах раздела, а геометрия, в свою очередь, определяет симметрию гамильтониана (отсутствие внешних полей). Для этих целей применялись различные модели ограничивающего потенциала для низкоразмерных систем, с помощью которых пытались охарактеризовать квантовую яму [7, 46-49].

В первом приближении потенциал ограничения можно аппроксимировать [50, 51]. параболическим Заметим, что параболическая идеальная аппроксимация ограничивающего потенциала работает хорошо для сравнительно низких уровней размерного квантования. В дальнейшем предполагается, что ограничивающий потенциал КЯ имеет вид

$$V_{conf}(z) = \frac{m^* \omega_0^2 z^2}{2}, \qquad (1.7)$$

где  $m^*$  – эффективная масса электрона,  $\omega_0$  – частота ограничивающего потенциала КЯ, определяемая с помощью вириальной теоремы [52-54], согласно соотношению  $\omega_0 \sim \frac{\hbar}{m^* L^2}$ , где L – ширина КЯ. В дальнейшем мы для точного равенства  $\omega_0$  в зависимости от L будем представлять в виде:

$$\omega_0 = \frac{\gamma \hbar}{m^* L^2},\tag{1.8}$$

где *γ* – некоторый подгоночный параметр, обеспечивающий точное равенство в (1.8).

Отметим также, что все численные расчеты в диссертации проводились для КЯ из *GaAs* со следующими материальными параметрами:  $m^* = 0.067 m_e$ ,  $\varepsilon = 13.8$ ,  $E_R = 5.275$  мэВ,  $a_B = 104$  Å.

Для оценки значения подгоночного параметра  $\gamma$  мы рассмотрели систему Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As/GaAs/Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As со значением x = 0.22 (поскольку прикладную значимость имеют растворы с Al при x < 0.4) [6]. Для  $\gamma$  получаются значения 2.269, 2.315 и 2.352, которые соответствуют толщинам пленки 50 Å, 75 Å и 100Å, соответсвенно.

В дальнейших вычислениях мы будем рассматривать КЯ с осцилляторным потенциалом ограничения (1.7). Учитывая вид ограничивающего потенциала для волновой функции имеем

$$\left|\varphi\right\rangle = \sqrt{\frac{1}{S}} \frac{1}{\sqrt{2^{n} n!}} \left(\frac{\gamma}{\pi L^{2}}\right)^{1/4} e^{i\vec{k}\vec{\rho}} e^{-\frac{\gamma z^{2}}{2L^{2}}} H_{n}\left(\frac{\sqrt{\gamma z}}{L}\right), \qquad (1.9)$$

где *L* – ширина КЯ, *S* – площадь ее поверхности, *H<sub>n</sub>* – полиномы Эрмита.

Следовательно, для нижележащих энергетических уровней (в параболической КЯ) межэнергетическая энергия будет равна:

$$E_n = \hbar \omega_0 \left( n + \frac{1}{2} \right)$$
  

$$E_{10}(L) = \hbar \omega_0 = \frac{\gamma \hbar^2}{m^* L^2},$$
(1.10)

Данная диссертационная работа посвящена теоретическому исследованию ВПП и МПП в параболической КЯ с учетом различных механизмов рассеяния НЗ (на ионизированных примесных центрах, акустических и оптических фононах).

#### Цель работы.

Теоретическое исследование ВПП и МПП в параболических КЯ, обусловленных рассеянием НЗ на трехмерных оптических и акустических фононах, а также на ионизированных примесных центрах.

Для достижения этой цели поставлены и решены следующие задачи:

- 1. Получены аналитические выражения для КП при всех вышеупомянутых механизмах рассеяния в параболической КЯ.
- 2. Изучены частотные характеристики КП и приведены сравнения с массивными образцами.
- 3. Для МПП исследованы вклады в уширении линий поглощения всех трех механизмов рассеяния.

Вкратце опишем содержание основных глав диссертации.

<u>В первой главе</u> диссертации приведен подробный обзор работ научной литературы, относящихся к теме диссертации. Широко представлены основные механизмы переходов в полупроводниковых квантовых ямах с поглощением света, детально рассмотрены физические условия возникновения ВПП и МПП.

Вторая глава посвящена исследованию ВПП в параболической КЯ, с учетом рассеяния на третьей частице. В роли третьей частицы рассматривали ионизированные примесные центры с экранировкой и без экранировки, а также трехмерные акустические и оптические фононы. Выбор параболической аппроксимации потенциала ограничения позволяет получить аналитические выражения как для КП, так и для матричных элементов рассеяния. Расчеты выполняются на основе второго порядка теории возмущений. В первых двух параграфах рассмотрен механизм рассеяния на ионизированном примесном центре. Рассеивающий потенциал характеризуется трехмерным кулоновским потенциалом в случае без экранировки и формулой Дебая – Хюккеля с учетом экранировки. Механизм рассеяния на ионизированных примесных центрах рассматривается как упругое рассеяние. В третьем и четвертом параграфах

рассматривается рассеяния H3 на трехмерном продольном акустическом (LA) и на оптическом (LO) фононах. Для расчета матричного элемента рассматривается упругий механизм рассеяния. Отметим, что при вычислении матричного элемента рассеяния на основе акустических (LA) фононов воспользовались теорией деформационного потенциала.

Для вышеперечисленных механизмов рассеяния получены аналитические выражения для КП, проведен анализ частотной и температурной зависимостей, приведены сравнения с массивными образцами.

<u>В третьей главе</u> данной диссертации, исследовано межподзонное поглощение света в параболической КЯ с учетом трех механизмов рассеяния: на ионизированном примесном центре, трехмерном акустическом и оптическом фононах.

Теория уширения линии МПП для двумерных систем была сформулирована Ц. Андо [33]. Она применима для упругого рассеяния, в случае одночастотного возбуждения. Форма линии поглощения для переходов между самыми низкими энергетическими подзонами описывается с помощью вещественной части двумерной динамической проводимости.

В первом параграфе рассмотрен механизм межподзонного оптического поглощения с учетом рассеяния на ионизированном примесном центре. Получена зависимость энергетического уширения от двумерной энергии электрона. Потенциал рассеяния рассмотрен кулоновским. Предполагается, что примесные центры распределены в плоскости КЯ.

Во втором параграфе описаны межподзонные оптические переходы с механизмом рассеяния на продольных акустических (LA) фононах. Расчеты основываются на теории деформационного потенциала, которая обеспечивает вычисление матричного элемента.

В третьем параграфе описаны межподзонные оптические переходы с механизмом рассеяния на продольных оптических (LO) фононах. Исследовано скачкообразное поведение уширения зависимости от кинетической энергии

электрона при разных значениях ширины КЯ, которое обьясняется активизацией излучательных процессов, связанных с рассеяниием оптических (LO) фононов.

В четвертом параграфе расчитан КП, с учетом суммарного вклада в уширение всех рассмотренных механизмов рассеяния: на ионизированных примесных центрах, акустических и оптических фононах. Также выявлено нарушение монотонного спада КП с увеличением ширины КЯ, начиная с некоторой ширины.

#### Научная новизна

- Исследовано внутриподзонное поглощение света в параболической КЯ с учетом рассеяния электронов на ионизированных примесных центрах с экранированным кулоновским потенциалом.
- 2. В параболической КЯ изучено межподзонное поглощение света с учетом вклада в уширение кривой поглощения эффектов рассеяния НЗ на ионизированных примесных центрах, а также оптических и акустических фононах.
- 3. Выявлены характерные зависимости энергии уширения от температуры, а также кинетической энергии электрона в параболической КЯ.

# На основе обобщения результатов работы можно сформулировать следующие основные научные положения, выносимые на защиту:

- 1. При учете экранирования потенциала ионизированного примесного центра, частотная зависимость коэффициента внутриподзонного поглощения, обусловленного рассеянием НЗ на этих центрах, определяется законом  $\omega^{-3/2}$ , вместо  $\omega^{-5/2}$ , в случае отсутствия экранирования.
- 2. КП при ВПП, обусловленный рассеянием НЗ на акустических фононах,

имеет частотную зависимость  $\omega^{-2}$ , что указывает на более сильный спад кривой поглощения с ростом  $\omega$ , чем в случае массивного образца, когда данная зависимость определяется законом  $\omega^{-3/2}$ .

- 3. При механизме рассеянии на оптических фононах КП для ВПП имеет частотную зависимость  $\omega^{-4}$ , что показывает на более сильный спад кривой поглощения, по сравнению с массивным образцом, для которого частотная зависимость  $\omega^{-5/2}$ .
- 4. При МПП для сравнительно больших значений ширины КЯ L>80Å зависимость энергетического уширения от двумерной кинетической энергии электрона претерпевает дополнительный скачок, связанный с активизацией процессов сопровождающихся испусканием оптических фононов.

#### Практическая ценность

Полученные в диссертации результаты, помимо сугубо академического интереса, имеют также практическое значение. Они могут быть полезны при проектировании и получении полупроводниковых приборов нового поколения: в частности, гетероструктурных лазеров, светодиодов, источников белого света и т.д.

#### Апробация работы

Основные результаты диссертационной работы обсуждались на научных семинарах РАУ, а также докладывались на следующих научных конференциях и школах:

- Девятая годичная научная конф. РАУ. Ереван, Армения, 3-8 декабря, 2014.
- II Международный симпозиум "Optics and its Applications". Yerevan, Armenia. 1-5 сентября, 2014.

- Летняя школа "Frontiers in Optics & Photonics" 30 August 5 September, 2014. Yerevan-Ashtarak
- Десятая годичная научная конф. РАУ. Ереван, Армения, 3 ноября 4 декабря, 2015.

### Публикации

По теме диссертации опубликовано 5 работ, список которых приведен в конце диссертации.

## Структура и объем работы

Диссертация состоит из введения, трех глав и списка использованной литературы. Текст изложен на 101 странице и содержит 21 рисунок, 2 таблицы и 105 наименований литературы.

## ГЛАВА І ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР

Полупроводниковая наноэлектроника является наиболее актуальной сферой нанотехнологий, которая включает в себе создание наноразмерных искусственных полупроводниковых веществ, структур и приборов, ИХ тщательное исследование И применение В вычислительной технике, Полупроводниковая электронике, военной сфере, медицине И Т.Д. микроэлектроника и оптоэлектроника являются основой для развития информационных и высоких технологий [55-59].

В последние десятилетия развитие этих отраслей в основном было направлено на удовлетворение день за днем растущих требований информационных, вычислительных систем и системы связи. В частности, развитие микроэлектроники за последние десятилетия привело к резкому увеличению степени интеграции элементов в микросхемах, более того, этот рост происходит ПО экспоненциальному закону И сопровождается экспоненциальным уменьшением характеристических размеров отдельных элементов схемы. Такое развитие микроэлектроники, которое приводит к уменьшению размеров активных областей полупроводниковых приборов до масштабов нанометров, может привести к качественному изменению характера физических явлений, лежащих в основе работы приборов. Таким образом, обычные (классические) модели, приближения, теории ΜΟΓΥΤ стать непригодными. Дело в том, что в случаях нанометрических размеров тел, которые становятся сравнимыми с микроскопическими длинами описывающих электронный газ (длина свободного пробега, длина волны де Бройля, когерентная длина волновой функции и т.д.), их физические (и не только физические) свойства становятся в значительной степени зависящими от размеров и геометрических форм тела. В таких наносистемах движение

электронного газа пространственно строго ограничено, вследствие этого его энергетический спектр приобретает дополнительную дискретность, становясь зависимым от размеров и форм системы (эффект РК) [60].

Исходя из вышеизложенного можно констатировать, что в основе современной наноэлектроники лежит квантовая физика электронных и фононных газов, находящихся в полупроводниковых гетероструктурах нанометрических размеров.

С развитием нанотехнологий стало возможным выращивание размерено квантованных (РК) структур различных размерностей и геометрических форм. Современные полупроводниковые технологии позволяют создавать квантовые наноструктуры нового поколения, которые обладают новыми интересными физическими свойствами. В таких низкоразмерных полупроводниковых структурах движение НЗ ограничено в одном, двух и трех направлениях.

Первый класс таких структур называют РК пленки [61-63]. В них движение НЗ ограничено в одном направлении, а в двух других: частица движется свободно. Когда движение ограничено в двух направлениях, то такие структуры называются квантовыми проволоками [61, 64, 65]. И наконец, третья группа этих структур называется КТ [6, 61, 66, 67]. Последние являются самыми интересными из всех трех структур, так как энергия НЗ ограничена во всех трех направлениях.

Коренные изменения происходящие в физических процессах в PK. Причины низкоразмерных структурах, есть следствие влияния возникновения РК эффектов полупроводниках связаны В с тем обстоятельством, что при уменьшении размеров исследуемого образца, длина де Бройлевской волны НЗ становится соизмеримой с размерами образца и поэтому взаимодействие НЗ с границей полупроводника носит сугубо квантовый характер. В реальных структурах проявлению РК эффектов во H3 способствуют эффективных многом малые значения масс В полупроводниковых образцах и их высокие подвижности.

В различных диэлектрических матрицах выращиваются вышеперечисленные структуры, для которых необходима подходящая пара полупроводниковых материалов.

Актуальны исследования полупроводниковых наноструктур, схожих со структурами типа  $GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs$ , поскольку для материалов GaAs и  $Ga_{1-x}Al_xAs$  постоянные решеток совпадают при любом составе твердого раствора. Более того, ширина запрещенной зоны во второй структуре сильно зависит от состава Al. Это позволяет создавать гетеропереходы с различными разрывами зон на границе, т.е. квантовые ямы с различными параметрами [68, 69]. Также следует отметить, что в решеточно-согласованных структурах отсутствуют механические напряжения, пьезопотенциал и дислокации несоответствия, что обусловливает их перспективность для оптоэлектроники.

Особенностью задач связанных С оптическим поглощением В низкоразмерных структурах, является возможность контролируемого управления энергетической зонной структурой изучаемого образца в процессе роста. Это связано с тем обстоятельством, что при изменении геометрических размеров наноструктуры или же состава изовалентных компонент происходит перестройка энергетического спектра носителей заряда [70]. Изменение же расположения уровней размерного квантования, естественно, приводит к изменению, в частности, эффективной ширины запрещенной зоны.

Оптическое поглощение в КЯ изучалось многими авторами. Так в работе [71] изучалась теория однофотонного поглощения в полупроводниковой КЯ с невырожденными зонами. Авторы [72] учитывали влияние экситонных эффектов при прямом оптическом поглощении в КЯ. Теория, согласно которой форма и поляризационные характеристики спектра поглощения пленки многодолинного анизотропного полупроводника зависит от ориентации поверхности была построена в работе [73].

В случае межзонных оптических переходов осуществляются как прямые, так и непрямые (с участием "третьего тела") переходы [см., напр., 74].

Авторами [74] был рассчитан коэффициент поглощения в случае непрямых переходов за счет кулоновских взаимодействий между электронами в тонких размерно-квантованных полупроводниковых пленках. Также был проведен расчет в случае высокой плотности электронов и малой передачей импульса  $\hbar \vec{q}$ , когда поглощение света связано с излучением плазмонов. Было получено, как частотная зависимость, также зависимость от концентрации электронов и толщины пленки.

Наличие полупроводниковых КЯ примесных центров В может существенным образом повлиять на их физические свойства. Изучение оптических свойств КЯ связанных с наличием в них примесей важны не только с точки зрения фундаментальной науки, но и непосредственного приложения полученных результатов В оптоэлектронном приборостроении (ИК эмиттеры на КЯ, высокоподвижные фотодетекторы или электронные транзисторы) [12, 55, 70, 75, 76].

В работах [14, 68, 69, 77-82] представлены наиболее значимые исследования по оптическим свойствам в КЯ содержащих примеси. Одной из первых работ, посвященной исследованию водородоподобной примеси в квантовой яме из GaAs в квазидвумерном приближении является работа [83]. Позднее, было выполнено несколько более детальных работ по изучению примесных состояний в КЯ [78, 79].

В работе [84] авторами было рассмотрено оптическое поглощение в GaAs параболической квантовой яме В присутствии гидрогенной примеси. Вычисляется коэффициент поглощения, связанный с переходами от верхней валентной подзоны к основному донорному состоянию. С помощью вариационного метода получается волновая функция основного состояния и Исследовалась зависимость спектра поглощения энергия примеси. OT положения примеси в квантовой яме. Показано, что наряду с уменьшением ширины КЯ порог поглощения смещается в сторону более высоких частот. Результаты, полученные для параболической аппроксимации сравниваются с

результатами для бесконечного прямоугольного барьера, в случае КЯ. Так же был рассмотрен переход из акцепторного состояния в зону проводимости.

В работе [85] авторами теоретически исследовано оптическое поглощение в КЯ из GaAs обусловленное донор-акцепторными переходами, где волновые функции и энергетические уровни основных состояний донора и акцептора изучены вариационным методом в приближении эффективной массы. Учтено уширение кривой поглощения, обусловленное усреднением по межпримесным расстояниям, синее смещение в спектре, а также исследован характер зависимости коэффициента поглощения в зависимости от толщины квантовой ямы и от концентрации примесей.

Эффект пространственно-зависимого экранирования, электрон-фононного взаимодействия, непараболичности зоны проводимости и валентной зоны и т.д. были рассмотрены разными авторами [79]. Был изучен энергетический спектр основного состояния и низкорасположенных возбужденных состояний для мелких примесей в КЯ [68, 80]. Изучение свойств фотолюминесценции связанных с примесными центрами было рассмотрено в работах [14, 81].

Как уже было указано во введении, прямые оптические переходы связанные с внутризонными переходами в объемных полупроводниках не возможны, так как одновременно не соблюдаются законы сохранения энергии и импульса. Необходимо наличие третьей частицы (рассеяние).

Первые фундаментальные работы по внутризонным переходам (поглощение свободными носителями – ПСН) в объемных полупроводниках относятся к началу 60-х годов прошлого века [86-87].

В работе [86] авторами было произведено теоретическое исследование ПСН с учетом эффектов рассеяния на примесях и колебаниях решетки. Экспериментальные результаты приведены для n-типа германия при различных концентрациях носителей и примесей. Измерения проводились в диапазоне температур от 78°K до 450°K, охватывающих области длин волн от 5 до 38 микрон. В высокотемпературной области, поглощение пропорционально

концентрации носителей и рассеяние на решетке, является доминирующим эффектом. При 78°К, поглощение на единицу концентрации носителей состоит из постоянной части и части, пропорциональной концентрации примеси. Поглощение возрастает с увеличением длины волны быстрее при низких температурах. Частотные и температурные зависимости поглощения для различных образцов находятся в согласии с теорией. Количественного согласия можно достигнуть используя эффективную массу  $m^* \square 0.1m$ .

На основе работы [87] была рассмотрена зона проводимости Ge при учете расчета сечения во втором порядке борновского приближения. Матричный элемент второго порядка содержит матричные элементы первого порядка: электрон-фотонного (выведенное для анизотропной массы) и электронрассеивающего взаимодействия. Рассматриваемыми рассеивателями являются ионизированные примеси и фононы, принадлежащие ко всем шести ветвям колебательного спектра. Получено отличное сходство данных для высоких температур (450°К), где примесные эффекты очень малы. Вклады в сечение от процессов, связанных с рассеянием на продольных И поперечных длинноволновых акустических фононах сравнимы, общий эффект ИХ сочетается с эффектом активных-фононов при Т≥300°К. Результаты в низкотемпературной области имеют очевидное расхождение с теоретическими результатами, полученными Фаном, Спидзером и Коллинзом. Предполагается, что их теоретические расчеты сделанные для примесей, были сделаны за долго до объяснения примесных эффектов.

В работе [88] автором было проведено теоретическое исследование подвижности электронов и ПСН в GaAs n-типа при комнатной температуре (исследования были проведены с учетом всех основных процессов рассеяния). Было установлено, что теоретические и экспериментальные результаты по ПСН хорошо совпадают только тогда, когда эффект компенсации количественно учитывается. В сочетании с экспериментальными исследованиями показано, что подвижность электронов (для  $n \gtrsim 10^{15}$  см<sup>-3</sup>) и ПСН (для  $n \gtrsim 10^{16}$  см<sup>-3</sup>)

достаточно чувствительны к концентрации ионизированных примесей, чтобы обеспечить надежное средство для определения коэффициента компенсации. Представлены подходящие процедуры для определения коэффициента компенсации от коэффициента ПСН и от подвижности электронов при комнатной температуре. Значение коэффициента компенсации, полученное этими двумя процедурами, находятся в хорошем согласии при условии, что вариация НЗ в материале не более 10%.

В КЯ, как уже было отмечено, внутризонные переходы делятся на два типа: внутриподзонные и межподзонные переходы [74, 89-94].

В работе [89] авторами было теоретически изучено влияние прямого и косвенного кулоновского взаимодействия на генерации второй гармоники (ГВГ) и генерации разностной частоты (ГРЧ), связанное с межподзонными переходами в асимметричных двойных квантовых ямах. Было применено приближение локальной плотности, зависящей от времени. Получены точные аналитические выражения для ГВГ (в системе из двух подзон) и ГРЧ (в системе с тремя подзонами), для поверхностной восприимчивости. Основным отличием от остальных работ является то, что они учитывали нерезонансные члены и нелинейную зависимость обменного корреляционного потенциала от плотности электронов. Численные расчеты были выполнены для (GaAl/AlGaAs) асимметрично связанных двойных квантовых ям, с небольшой разностью энергий (около 10 мэВ) между основной и возбужденной подзоной, когда эффект кулоновского взаимодействия является наиболее выраженным и нерезонансные члены становятся существенными. Полученные результаты показывают, что кулоновское взаимодействие не только сдвигает положения пиков в ГВГ и ГРЧ спектров, но и изменяет их высоту. Модификация высот может быть особенно сильна (даже больше, чем на порядок) в случае ГВГ. Нелинейность обменно-корреляционного потенциала приводит к новым результатам, которые не могут быть проигнорированы в правильном описании спектров ГВГ и ГРЧ. Проведен анализ зависимости электронной плотности в

случае эффекта многих тел.

В работе [90] авторами были изучены межзонные переходы В модулированно легированной КЯ (GaAs p-типа /AlGaAs) с учетом различных спектроскопии: фотолюминесценции, механизмов возбуждения, электроотражения и прямого отражения. Отделенные образцы позволяют изучить широкий диапазон плотностей дырок. На примере широкой КЯ с шириной (150Å) хорошо иллюстрируется тушение тяжелых и легких нейтральных дырок, в присутствии море Ферми, и переход к заряженному экситонному состоянию (также комплексное рассмотрение легких, тяжелых дырок и электронов). Было обнаружено несвойственное поведение в случае поглощения узких квантовых ям (70 - 85Å), в то время, как заряженный экситон образует порог основного состояния при поглощении фотона. Было выявлено, что с ростом энергии Ферми нейтральные экситоны смещаются вверх по энергии. Величина этого синего сдвига между третьим и четвертым уровнями энергии наблюдается как для тяжелых, так и для легких дырочных экситонов.

В работе [91] авторами было теоретически исследовано влияние плоских магнитных полей в случае межзонных оптических переходов. Исследован спектор поглощения при GaAs-(Ga, Al) As сверхрешетки. Огибающие волновые функции были получены разложением синусоидальных терм. В то время как в объемном случае правило отбора  $\Delta n = 0$  для переходов между уровнями Ландау выполняется, а наличие потенциала сверхрешетки делает возможным возникновение зонных переходов с  $\Delta n \neq 0$ . В случае 19Т рассчитаны пики межподзонного спектра поглощения, которые хорошо согласуются С основными экспериментальными пиками от Бейла, Манна и Ваймана.

В работе [94] авторами исследуется край оптического поглощения в тонких полупроводниковых пленках при непрямых межподзонных переходах с участием акустических и оптических фононов. Покаано, что квантование поперечного движения электронов в пленке приводит к сильному изменению хода кривой поглощения. В случае акустических фононов получается линейная

зависимость коэффициента поглощения от энергии падающего излучения со скачками в наклоне кривой поглощения при тех значениях энергии, при которых начинаются переходы между энергетическими более удаленными поперечными подзонами. Для оптических фононов зависимость сложнее: в начале поглощения получается кривая, которая имеет у края коренную зависимость, затем на нее в укаанных выше точках накладываются либо линейные, либо корневые функции. Если учесть экранировку (в случае оптических фононов), то в очень малой области у края корневая зависимость заменяется линейной. Найден период осцилляционной зависимости коэффициента поглощения от толщины пленки.

Одним из первых работ, посвященных внутризонным оптическим переходам в полупроводниковых КЯ (а также квантовых проволоках) являются работы Э.М. Казаряна и др. [38, 39].

В работе [38] в первом и во втором порядках теории возмущений авторами вычислен коэффициент внутризонного поглощения света невырожденным электронным газом в тонких квантующих полупроводниковых пленках и проволоках. Во втором порядке теории возмущений задача решается с учетом взаимодействия с акустическими фононами. В случае заполнения одной подзоны для нормального падения света получены явные зависимости коэффициента поглощения для вышеуказанных сред от частоты светового кванта и размеров пленки и проволоки.

В работе [39] представлено внутризонное поглощение света в тонких квантованных полупроводниковых пленках при учете взаимодействия электрона с ионизированными примесными центрами. Получены частотные зависимости коэффициента поглощения в различных предельных случаях. Исходя из специфики электронных состояний в квантовой пленке дано физическое объяснение полученных результатов.

В дальнейшем ПСН было рассмотрено многими авторами. Например в работе [44] авторами была представлена теория ВПП в квантовом пределе,

когда считается, что H3 заселяют лишь нижний энергетический уровень. Учитывается рассеяние H3 на ионизированных примесях в квазидвумерной КЯ и квантовой проволоке. Предполагается, что поле излучения поляризовано вдоль плоскости при квазидвумерном случае, а при рассмотрении квазиодномерного случая поле излучения поляризовано по оси проволоки. Выражения для КП получены для двух случаев, когда примеси внутри КЯ, либо снаружи КЯ (удаленные примеси). Были численно исследованы зависимости КП, как от частоты фотона, так и от ширины КЯ.

В работе [95] авторами рассмотрена расширенная квантовая теория ПСН применимая в полупроводниковых квазидвумерных структурах, таких как слоистые гетеропереходы, тонкие пленки и инверсионные слои. Показано, что коэффициент поглощения свободных носителей зависит от поляризации электромагнитного излучения (относительно направления нормали к квазидвумерной структуре), и от толщины пленки. Коэффициент ПСН рассчитывается для случая, когда НЗ рассеиваются на акустических фононах с помощью деформационного потенциала взаимодействия.

В работе [96] авторами было исследовано ПСН в КЯ из GaAs n-типа. Выявлено, что рассеяние на полярном оптическом фононе является преобладающим. Особое внимание уделяется процессам рассеяния на полярных фононах (излучение поглощение), оптических И когда электромагнитное излучение поляризовано в плоскости слоя. Закон дисперсии НЗ считается не параболической. Результаты показали, что коэффициент поглощения свободных носителей в пленке из GaAs n-типа, зависит от частоты фотонов, ширины КЯ и от температуры. Тем не менее, в небольшой квантовой области, таких как d<30Å ширин КЯ, коэффициент поглощения свободных носителей будет зависеть от температуры. Кроме того, коэффициент поглощения свободных носителей осциллирует при больших значениях ширины КЯ.

Межподзонные переходы (МПП) в КЯ в настоящее время имеют огромный

интерес благодаря своим уникальным характеристикам и широкой области применения.

В работе [97] авторами были проведены численные оценки ДЛЯ межподзонного уширения при различных ширинах КЯ при учете рассеянии на шероховатостях поверхности. Было исследовано зависимость от температуры [98], состава сплава [97], и легирующего профиля [100]. В соответствии с этими результатами, ширина линии поглощения имеет слабую зависимость от температуры и состава сплава. Кроме того, она имеет малую корреляцию с подвижностью. Тем не менее для энергетической линии уширения основным является процесс рассеяния на шероховатостях поверхности. Были проведены сравнения с экспериментальными данными В случае модулированнолегированной КЯ типа GaAs/AlAs с шириной ямы 80Å. Было выявлено, что при рассеянии на шероховатостях поверхности ширина линии уширения более чувствительна к рассеянию, чем транспортная подвижность, так как вклад в межподзонное рассеяние с первой возбужденной подзоны гораздо больше, чем с нижней (основной) подзоны. Были сделаны предположения, что даже в широких КЯ, где рассеяние на шероховатостях поверхности должны быть менее эффективными [105], данный тип рассеяния имеет большое влияние на ширину линий, чем любой другой механизм – электрон-электрон рассеяние или рассеяние на примесном центре.

Однако, в связи с дальнейшим развитием технологий по выращиванию гетероструктур, вполне естественно ожидать, что вклад механизма рассеяния на шероховатостях поверхности должна уменьшаться. Таким образом, подробное обсуждение других механизмов рассеяния: в основном фононного механизма рассеяния, по-прежнему актуальна и требует более детального исследования. Кроме того, остается открытой проблема количественной оценки коэффициента поглощения для межподзонных переходов в КЯ.

В вышеприведенных работах оценка уширения линии поглощения была основана на теории предложенной Ц. Андо в работах [36, 37]. Эта теория была

основана на методе функций Грина, где автором изучалось уширение линии межподзонного оптического спектра, вызванное статическим рассеянием как в отсутствии, так и в присутствии магнитного поля (поле направлено по нормали к поверхности полупроводника). Ширина спектра не задается простым средне-арифметическим значением ширины подзон (между которыми происходит переход). В некоторых случаях имеется некая поправка, которая отменяет часть уширения из-за процессов рассеяния идущих внутри энергетичской подзоны. Под сильным магнитным полем, из-за дискретности плотности состояний, линия уширения зависит от относительного положения двух энергетических подзон.

Так же в работе [37] автором была изучена форма линии и ширина МПП при для поверхностных состояний в жидком <sup>4</sup>He. Принято во внимание рассеяние Не-газ-атом и риплонное рассеяние, а также вычислена ширина перехода от нижлежащего состояния к первому возбужденному состоянию. Полученные результаты хорошо согласуются с результатами экспериментов. Изучено также воздействие магнитного поля параллельного поверхности.

Приведем некоторые теоретические работы, посвященные изучению межподзонным переходам в КЯ при различных рассеивающих механизмах.

В работе [35] авторами было рассчитано уширение линии МПП с учетом рассеяния на ионизированных примесях, поверхностных шероховатостях, беспорядках в сплавах, акустических и оптических фононах. Полученные данные были сравнены с транспортным уширением, которое соответствует транспортному времени релаксации связанное с подвижностью электронов. Численные расчеты для КЯ типа *GaAs* подтвердили тот факт, что каждый механизм рассеяния имеет отдельно свой вклад как в линию уширения, так и в транспортное уширение. Проведенные численные вычисления для уширения при разных концентрациях НЗ и при разных температурах, показывает хорошее сходство с экспериментальными данными.

В работе [32] авторами был представлен сравнительный анализ данных

линии уширения для МПП в модулировано–легированной КЯ *GaAs/AlAs*, когда в роли рассеивающего механизма рассматриваются шероховатости поверхности и фононы. Из сравнительного анализа следует, что рассеяние на шероховатостях поверхности имеет основной вклад в линию уширения до температур 300К. Даже при комнатных температурах, механизм фононного рассеяния имеет маленький вклад в уширение, в то время как рассеяние на полярных оптических фононах ограничивают подвижность электронов.

В работе [33] на основе теории, предложенной в работе Андо, были проведены численные расчеты линии уширения при МПП в слоях пространственного заряда на поверхности Si. Рассеяние на границе раздела Si-SiO<sub>2</sub> поверхности предполагается основным в случае заряженных ионов. Среди двух различных вкладов в уширение, процесс внутриподзонного рассеяния показывает резкую зависимость от напряженности поля обеднения, в то время как в случае межподзонного процесса рассеяния зависимость меньше. Полученные результаты объясняют недавние эксперименты в накопительном слое на поверхности Si (100), где дополнительные ионы Na<sup>+</sup> намеренно введены в интерфейсе.

В работе [34] автором была теоретически рассчитана подвижность при низких температурах В двумерной  $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ гетеропереходной структуре. В роли рассеивающих механизмов рассматривается кулоновское рассеяние от ионизированных доноров в Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As в слое, рассеяние на шероховатостях интерфейса и рассеяние вызванное беспорядками в сплавах в Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As в слое. Рассчитанная подвижность для кулоновского рассеяния хорошо соответствует экспериментальным результатам. Рассеяние на шероховатостях интерфейса И беспорядках В сплавах ΜΟΓΥΤ играть определенную роль при высоких концентрациях электронов (~ 10<sup>12</sup> см<sup>-2</sup>).

Из работы [100] были использованы ранее полученные данные для матричных элементов рассеяния, как для акустических, так и для оптических фононов, где автор опираясь на теорию решеточного рассеяния вычислил

транспортные свойства электронов в полупроводниковой гетероструктуре в двух измерениях (параллельных плоскости слоя). Эти вычисления были использованы для исследования полярных полупроводников, таких как GaAs. Из-за полярной связи электронных состояний, для системы в решеточной моде, функция рассеяния имеет более сложный вид, чем при обычных блоховских состояниях в однородных полупроводниках. Это касается как к акустическим модам, так и к оптическим, причем пьезоэлектрическая связь не может быть пренебрежимо. Вычисляется омическая подвижность при умеренно низких температурах (например, было рассчитано для 150 К), причем это сильно возрастающая функция от толщины слоя (пленки). Разработана приближенная схема для более высоких температур. Для транспортных свойств аналитическое представление выражений становится невозможным (используются численные Численные расчеты горячих электронов проводятся методы). для С использованием метода моделирования Монте-Карло (исходя из большого диапазона значений скоростей).

Суммируя выше сказанное, нужно отметить, что изучение оптических переходов с участием рассеивающих факторов на систему (н.р. оптические, акустические фононы, ионизированные примесные центры) в параболических КЯ, как в случае межподзонных так и внутриподзонных оптических переходов является актуальной задачей полупроводниковой наноэлектроники.

#### ГЛАВА II

# ВНУТРИПОДЗОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА В ПАРАБОЛИЧЕСКИХ КВАНТОВЫХ ЯМАХ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ МЕХАНИЗМАХ РАССЕЯНИЯ

#### Коэффициент поглощения для внутриподзонных переходов в КЯ

Внутриподзонное поглощение света или поглощение свободными носителями (ПСН), является одним из эффективных инструментов для выявления и оценки механизмов рассеяния. ПСН было рассмотрено в объемных полупроводниках, в рамках второго порядка теории возмущений, с различных механизмов рассеяния [86]. учетом В том числе И на ионизированных примесях [87].

Внутриподзонные переходы в квантовых ямах (КЯ) вызывают большой интерес благодаря своим уникальным характеристикам, к числу которых относится: большая способность настройки длин волн, сверхбыстрая релаксация и т.д.

Одним из пионерских работ, посвященных внутризонным переходам в квантово-размерных полупроводниковых структурах (тонких пленках и проволоках) являются работы Э.М. Казаряна и др. [38, 39]. Были рассмотрены механизмы рассеяния на акустических фононах [38] и ионизированных примесных центрах [39]. В дальнейшем ПСН в КЯ изучалось многими авторами: с учетом рассеяния на акустических фононах [40], полярных и неполярных оптических фононах [41-43], а также на ионизированных примесях с учетом экранирования [44, 45]. В указанных работах потенциалы ограничения аппроксимировались прямоугольными одиночными, а также двойными [101] (применительно лазерам) к квантовым каскалным конечными или бесконечными потенциалами.

В данной главе детально рассмотрены внутриподзонные переходы с учетом различных механизмов рассеяния: на ионизированных примесных

центрах, на трехмерных продольных акустических и оптических фононах. В рамках второго приближения теории возмущений, благодаря параболической аппроксимации ограничивающего потенциала (формула (1.7)), получены аналитические выражения для коэффициента поглощения в КЯ.

Общий вид коэффициента поглощения может быть записан в рамках второго порядка теории возмущений, как

$$\alpha(\omega) = \frac{\sqrt{\varepsilon}}{cN} \sum_{f} \sum_{i} \frac{2\pi}{\hbar} \left| \sum_{m} \frac{H^{\omega} H_{\pm}^{s}}{\tilde{E}_{i} - \tilde{E}_{m}} \right|^{2} f_{k_{\parallel}} \left( 1 - f_{k_{\parallel}^{s}} \right) \delta\left( \tilde{E}_{f} - \tilde{E}_{i} \right), \qquad (2.1)$$

где  $\varepsilon$ - диэлектрическая постоянная, N – количество фотонов, падающих на КЯ в единицу времени на единицу площади, c – скорость света,  $f_i$  – функция распределения электронов, которая учитывает заполнение начального и конечного состояний,  $\tilde{E}_i, \tilde{E}_f$  и  $\tilde{E}_m$ - полные энергии системы "электрон + фотон + третья частица" в начальном, конечном и промежуточном (виртуальных) состояниях,  $H^{\circ \circ}$  – матричный элемент оператора энергии взаимодействия электрона с полем световой волны, причем если роль третьей частицы играет фонон, тогда в уравнении (2.1)  $H_{\pm}^i$  – матричный элемент энергии взаимодействия электрона с фононом, где "+" – соответствует излучению, "–" – поглощению фонона, а  $\delta(\tilde{E}_f - \tilde{E}_i)$  – обеспечивает закон сохранения энергии при переходе из начального (*i*) состояния в конечное состояние (*f*), не учитывая промежуточного состояния (являющееся виртуальным, при котором не обеспечивается закон сохранения импульса).

Возможны два типа процессов для перехода носителей заряда из начального состояния в конечный – с первоначальным поглощением и с последующим рассеянием, и наоборот.

$$\alpha(\omega) = \frac{\sqrt{\varepsilon}}{cN} \sum_{f} \sum_{i} \frac{2\pi}{\hbar} \left| \sum_{m} \left| \frac{\left| M_{im}^{\nu} \right| \left| M_{mf}^{J} \right|}{\tilde{E}_{i} - \tilde{E}_{m}} + \frac{\left| M_{im'}^{J} \right| \left| M_{m'f}^{\nu} \right|}{\tilde{E}_{i} - \tilde{E}_{m'}} \right| \right|^{2} \times$$

$$\times f_{k_{0}} \left( 1 - f_{k_{0}}^{\prime} \right) \delta\left( \tilde{E}_{f} - \tilde{E}_{i} \right)$$
(2.2)

Данное уравнение (2.2) получается, исходя из уравнения (2.1), которое учитывает эти два типа процесса, где первый член относится к процессам с первоначальным поглощением фотона и с последующим рассеянием на третьей частице, а второй – с первоначальным рассеянием и с последующим поглощением фотона.



Рис. 2.1. Схематическое изображение падающего на КЯ электромагнитного излучения

Для дальнейшего рассмотрения задач данной главы, приведем следующее схематическое разъяснение: в направлении **z** электрон ограничен в

параболической КЯ, а в плоскости (*x*,*y*) имеется двумерная трансляционная симметрия (см. рис 2.1).

Предполагается, что на КЯ падает линейно-поляризованный свет, причем мы не конкретизируем угол, под которым падает свет. Отметим лишь, что для получения внутриподзонных переходов необходимо, чтобы свет не падал параллельно плоскости КЯ (электрический вектор поляризации падающего света не должен быть перпендикулярен плоскости КЯ), а для получения межподзонных переходов необходимо обратное утверждение [17]. Это равносильно тому, что вектор поляризации имеет отличные от нуля компоненты  $E_{xy} \neq 0$  (параллельно плоскости КЯ).

В уравнении (2.2)  $M_{mf}^{J}$ ,  $M_{im'}^{J}$  – матричные элементы, обусловленные рассеянием на третьей частице. Следовательно, в случае первоначального поглощения фотона (рис. 2.2, переход *imf* – процесс типа "а"), переход  $i \rightarrow m$  сопровождается поглощением фотона (рис. 2.2), а переходу  $m \rightarrow f$  соответствует рассеяние. При первоначальном же рассеянии (рис. 2.2, переход *im'f* – процесс типа "б") имеем:  $i \rightarrow m'$  – рассеяние и  $m' \rightarrow f$  – поглощение фотона. Состояния m и m' являются виртуальными. Первый член в уравнении (2.2) отвечает за процессы типа "а", а второй – за процессы типа "б".
#### §2.1 Рассеяние на ионизированном примесном центре

Очевидно, что эффекты рассеяния на примесных центрах будут доминировать в легированных КЯ при низких температурах (T<80K).

Рассмотрим упругий механизм рассеяния. Для расчета матричного элемента рассеяния используем борновское приближение. На рис. 2.3 изображено изменение двумерного волнового вектора электрона при механизме упругого рассеяния:  $\vec{k}_i$  – волновой вектор электрона до взаимодействия с примесью,  $\vec{k}_f$  – после взаимодействия,  $\theta$  – угол рассеяния, который лежит в интервале ( $-\pi,\pi$ ), а модуль разницы волновых векторов до и после рассеяния можно представить в виде

$$\left|\overline{k_{f}} - \overline{k_{i}}\right| = 2k\sin\frac{\theta}{2},\tag{2.3}$$

Обсудим процессы типа "a" и "б" более подробно. Рассмотрим сначала процесс поглощения фотона типа "a", а потом рассеяние на примесном центре (рис. 2.2, переход *imf*). Полные энергии системы (сумма энергий: электрон + фотон + третья частица) для данного типа процессов имеет вид

$$\widetilde{E}_{i} = \frac{\hbar^{2}k_{i}^{2}}{2m^{*}} + \frac{\hbar\omega_{osc}}{2} + \hbar\omega, \qquad \widetilde{E}_{m} = \frac{\hbar^{2}k_{m}^{2}}{2m^{*}} + \frac{\hbar\omega_{osc}}{2}, \qquad \widetilde{E}_{f} = \frac{\hbar^{2}k_{f}^{2}}{2m^{*}} + \frac{\hbar\omega_{osc}}{2}, \qquad \hbar\omega_{osc} = \frac{\gamma\hbar^{2}}{m^{*}L^{2}}, \qquad (2.4)$$

где  $\hbar \omega$  – энергия фотона.

С учетом вида волновой функции (1.9), матричный элемент, обусловленный поглощением фотона, имеет вид

$$M_{im}^{\nu} = \left\langle \varphi_{m} \left| H' \right| \varphi_{i} \right\rangle = \frac{4\pi^{2}\sqrt{2\pi}}{S\sqrt{\varepsilon}} \hat{e}\vec{k}_{i} \delta_{k_{\Box}^{m}k_{\Box}^{i}} \left(\frac{i\hbar e}{m^{*}}\right) \sqrt{\frac{\hbar}{\omega}}, \qquad (2.5)$$

где  $\hat{e}$  – вектор поляризации электромагнитной волны.



Рис. 2.2. Энергетическая диаграмма для двух типов переходов: красный – с первоначальным поглощением фотона и далнейшим рассеянием (процесс типа "а"), синий – с первоначальным рассенянием и с дальнейшим поглощением фотона (процесс типа "б").

А матричный элемент рассеяния имеет вид

$$M_{mf}^{J} = \left\langle \varphi_{f} \left| V_{c} \right| \varphi_{m} \right\rangle = \int_{0}^{\infty} \int_{0}^{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \varphi_{f}^{*} V_{c} \varphi_{m} \rho d\rho d\varphi dz =$$
$$= \frac{2\pi}{S} \frac{Ze^{2}}{\varepsilon} \frac{1}{k} \exp\left(\frac{L^{2}k^{2}}{4\gamma}\right) \qquad (2.6)$$

где  $\phi_m, \phi_f$  - волновые функции электрона в начальном и конечном состоянии,  $k = \left| \vec{k} \right| = \left| \vec{k}_f - \vec{k}_i \right|, L$  - ширина КЯ, а кулоновский потенциал рассеяния

$$V_c = \frac{Ze^2}{\varepsilon\sqrt{\rho^2 + z^2}}.$$
(2.7)

Для расчета коэффициента поглощения (см. уравнение (2.2), первый член) получим уравнение:



Рис. 2.3. Модель упругого механизма рассеяния, где стрелками указаны направления волнового вектора электрона до и после рассеяния.

$$\alpha_{\alpha}(\omega) = \frac{\sqrt{\varepsilon}}{Nc} \left(\frac{2S}{(2\pi)^{2}}\right)^{2} \int d^{2}\vec{k}_{i}d^{2}\vec{k}_{f} \left(\frac{2\pi}{\hbar} \frac{\left|M_{im}^{\nu}\right|^{2} \left|M_{mf}^{J}\right|^{2}}{(\hbar\omega)^{2}} \times \right) \\ \times \delta\left(\frac{\hbar^{2}k_{f}^{2}}{2m^{*}} - \frac{\hbar^{2}k_{i}^{2}}{2m^{*}} - \hbar\omega\right) f(k_{i})[1 - f(k_{f})]$$

$$(2.8)$$

где  $f(k_i)$  и  $f(k_f)$  – вероятности заполнения начального и конечного состояний, соответственно (распределение Ферми–Дирака), N – количество падающих фотонов на единичную площадь (рассматривается однофотонное поглощение),  $\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость среды,  $\hbar\omega$  – энергия падающего фотона.

Ограничимся рассмотрением невырожденного электронного газа с температурой T, принимая  $f(k_f) = 0$ ; для  $f(k_i)$  используем функцию распределения Больцмана

$$f_n(k) = \left(\frac{2\pi\hbar^2 n_e}{m^* k_B T \eta}\right) \exp\left(-\frac{E_{10}\left(n+\frac{1}{2}\right)}{k_B T}\right) \exp\left(-\frac{\hbar^2 k_i^2}{2m^* k_B T}\right),$$
(2.9)

где параметр  $\eta = \sum_{n=0}^{\infty} \exp\left(-\frac{E_{10}\left(n+\frac{1}{2}\right)}{k_{B}T}\right)$  и  $n_{e}$  – концентрация свободных

электронов. Следовательно, в случае рассмотрения нижнего уровня при параболической КЯ для функции распределения получим:

$$f_0(k_i) = \left(\frac{2\pi\hbar^2 n_e}{m^* k_B T}\right) \left(1 - \exp\left(-\frac{E_{10}}{k_B T}\right)\right) \exp\left(-\frac{\hbar^2 k_i^2}{2m^* k_B T}\right), \quad (2.10)$$

где *E*<sub>10</sub> – межэнергетическое расстояние (между основным энергетическим и первым возбужденным уровнями).

При подстановке выражений матричных элементов (2.5) и (2.6) в (2.8), с учетом вида функции распределения (2.10) для коэффициента поглощения, получим:

$$\alpha_{\alpha}(\omega) = C_{1} \exp\left(\frac{\hbar\omega}{2E_{10}} - \frac{\hbar\omega}{8E_{T}}\right) \left\{1 - \exp\left(-\frac{E_{10}}{E_{T}}\right)\right\} \times \left[\frac{E_{T}^{1.5}}{\left(\hbar\omega\right)^{4.5}} \left(3 + \frac{\hbar\omega}{2E_{T}} + \frac{1}{16}\left(\frac{\hbar\omega}{E_{T}}\right)^{2}\right)\right], \qquad (2.11)$$

где использованы обозначения:

$$E_{T} = k_{B}T,$$

$$C_{1} = \frac{2^{7}\sqrt{2}\pi^{8}}{\sqrt{\pi}}n_{e}N_{I}\frac{\hbar e^{6}}{\varepsilon^{5/2}m^{*}c}.$$
(2.12)

 $N_I$  — концентрация ионизированных примесных центров,  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость среды.

Используя аналогичные соображения, посчитаем коэффициент поглощения света для процессов типа "б" (рис. 2.2, переход *im'f*). Полные энергии системы для такого типа процессов имеют следующий вид:

$$\tilde{E}_{i} = \frac{\hbar^{2}k_{i}^{2}}{2m^{*}} + \frac{\hbar\omega_{osc}}{2} + \hbar\omega, \qquad \tilde{E}_{m'} = \frac{\hbar^{2}k_{m'}^{2}}{2m^{*}} + \frac{\hbar\omega_{osc}}{2} + \hbar\omega, \\
\tilde{E}_{f} = \frac{\hbar^{2}k_{f}^{2}}{2m^{*}} + \frac{\hbar\omega_{osc}}{2}, \qquad \hbar\omega_{osc} = \frac{\gamma\hbar^{2}}{m^{*}L^{2}}$$
(2.13)

С учетом вида волновой функции, матричный элемент, обусловленный рассеянием на ионизированных примесных центрах для процессов типа "б", примет вид

$$M_{im'}^{J} = \left\langle \varphi_{m'} \left| V_{c} \right| \varphi_{i} \right\rangle = \int_{0}^{\infty} \int_{0}^{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \varphi_{m'}^{*} V_{c} \varphi_{i} \rho d\rho d\varphi dz =$$
$$= \frac{2\pi}{S} \frac{Ze^{2}}{\varepsilon} \frac{1}{k} \exp\left(\frac{L^{2}k^{2}}{4\gamma}\right) \qquad (2.14)$$

а матричный элемент поглощения фотона:

$$M_{m'f}^{\nu} = \left\langle \varphi_{f} \left| H' \right| \varphi_{m'} \right\rangle = \frac{4\pi^{2}\sqrt{2\pi}}{S\sqrt{\varepsilon}} \hat{e}\vec{k}_{f} \delta_{k_{\Box}^{f}k_{\Box}^{m'}} \left(\frac{i\hbar e}{m^{*}}\right) \sqrt{\frac{\hbar}{\omega}}.$$
 (2.15)

Следовательно, для коэффициента поглощения (см. уравнение (2.2) получим:

$$\alpha_{\beta}(\omega) = \frac{\sqrt{\varepsilon}}{Nc} \left(\frac{2S}{(2\pi)^{2}}\right)^{2} \int d^{2}\vec{k}_{i}d^{2}\vec{k}_{f} \left(\frac{2\pi}{\hbar} \frac{|M_{im'}^{J}|^{2} |M_{m'f}^{v}|^{2}}{\hbar} \frac{\chi^{2}}{(\frac{\hbar^{2}k_{m'}^{2}}{2m^{*}} - \frac{\hbar^{2}k_{i}^{2}}{2m^{*}})^{2}} \times \delta\left(\frac{\hbar^{2}k_{f}^{2}}{2m^{*}} - \frac{\hbar^{2}k_{i}^{2}}{2m^{*}} - \hbar\omega}{2m^{*}}\right) f(k_{i})[1 - f(k_{f})]$$

$$(2.16)$$

При подстановке выражений матричных элементов (2.14) и (2.15) в (2.16), с учетом вида функции распределения (2.10) для коэффициента поглощения, получим следующее выражение:

$$\alpha_{\beta}(\omega) = C_1 \exp\left(\frac{\hbar\omega}{2E_{10}} - \frac{\hbar\omega}{8E_T}\right) \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{E_{10}}{E_T}\right) \right\} \left[\frac{E_T^{0.5}}{\left(\hbar\omega\right)^{3.5}} \left(1 + \frac{\hbar\omega}{4E_T}\right)\right], \quad (2.17)$$

где использованы обозначения (2.12).

Для получения полного коэффициента поглощения, учитывая оба процесса (процессы типа "а" и "б"), мы должны просуммировать уравнения (2.11) и (2.17) и получить следующее:

$$\alpha(\omega) = \alpha_{\alpha}(\omega) + \alpha_{\beta}(\omega) =$$

$$= C_{1} \exp\left(\frac{\hbar\omega}{2E_{10}} - \frac{\hbar\omega}{8E_{T}}\right) \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{E_{10}}{E_{T}}\right) \right\} \times \qquad (2.18)$$

$$\times \left[\frac{E_{T}^{1.5}}{\left(\hbar\omega\right)^{4.5}} \left(3 + \frac{\hbar\omega}{2E_{T}} + \frac{1}{16} \left(\frac{\hbar\omega}{E_{T}}\right)^{2}\right) + \frac{E_{T}^{0.5}}{\left(\hbar\omega\right)^{3.5}} \left(1 + \frac{\hbar\omega}{4E_{T}}\right) \right]$$

Обсудим полученные результаты.

внутриподзонных переходов должны потребовать Для получения  $E_T < \hbar \omega < E_{10}$ . неравенства Для выполнения данного выполнения приближения рассматривается энергия квантомеханического падающего фотона больше тепловой энергии  $\hbar \omega >> E_T$  (данное неравенство обеспечивает выполнение разделения энергетических уровней). А ограничение энергии  $\hbar\omega < E_{10}$ , обеспечивает выполнение внутриподзонного сверху перехода (предполагается, что начальное состояние находится В основном

42

энергетическом уровне). Анализ частотной зависимости коэффициента поглощения, в случае данного интервала энергий падающего фотона и при низких температурах, показывает зависимость от частоты падающего излучения в виде ~  $\frac{1}{\omega^{2.5}}$ . Следовательно, для КЯ с параболическим потенциалом ограничения в результате рассеяния, коэффициент поглощения с ростом энергии фотона уменьшается медленнее по сравнению с массивным образцом ~  $\frac{1}{\omega^{3.5}}$ [86].

Величина коэффициента поглощения смещается в сторону больших значений энергии поглощаемого фотона при уменьшении толщины КЯ.

# §2.2 Рассеяние на ионизированном примесном центре с учетом экранирования

В легированных полупроводниках, из-за высокой концентрации носителей следует учитывать возможное экранирование потенциала примесного иона. В связи с этим возникает необходимость учета эффектов экранирования.

Рассмотрим ПСН с учетом рассеяния на потенциале Дебая-Хюккеля [23]

$$V_{_{Debye}} = \frac{Ze^2}{\varepsilon\sqrt{\rho^2 + z^2}} \exp\left(-\frac{\sqrt{\rho^2 + z^2}}{L_{_D}}\right), \qquad (2.19)$$

где *L*<sub>D</sub> – длина экранирования.

Выбор вида потенциала рассеяния (2.19) оправдан в том случае, когда дебаевский радиус меньше характерных размеров в области ограничения движения электронов –  $L_D < L$  (в данном случае КЯ этим характеризующим размером является ширина ямы).

Длина экранирования определяется как

$$L_{D} = \sqrt{\frac{\varepsilon k_{B}T}{4\pi e^{2}N_{e}}},$$
(2.20)

где N<sub>e</sub> – трехмерная концентрация свободных электронов.

Для расчета коэффициента поглощения, как и в первом параграфе, используется уравнение (2.2). Основным отличием от первого параграфа является вид потенциала рассеяния (2.19), который учитывает тот факт, что потенциал иона резко уменьшается ввиду экранирования свободными носителями на расстояниях больших, чем длина экранирования.

Так же, как и в предыдущем параграфе, механизм рассеяния считается полностью упругим (см. рис. 2.3), а расчет матричного элемента рассеяния проводится на основе борновского приближения.

Матричный элемент рассеяния, с учетом вида потенциала (2.19), примет

следующий вид

$$M_{mf}^{J} = \left\langle \varphi_{f} \left| V_{Debye} \right| \varphi_{m} \right\rangle = \frac{2\pi}{S} \frac{Ze^{2}}{\varepsilon} \frac{\exp\left(\frac{L^{2}}{4\gamma}\left(k^{2} + \frac{1}{L_{D}}\right)\right)}{\sqrt{k^{2} + \frac{1}{L_{D}}}}.$$
(2.21)

Коэффициент поглощения (см. уравнение (2.2), первый член), в случае первоначального поглощения фотона и вторичного рассеяния на ионизированном примесном центре (рис. 2.2 (процесс типа "a") примет следующий вид

$$\alpha_{\alpha}(\omega) = C_{1} \exp\left(\frac{\hbar\omega}{2E_{10}} - \frac{\hbar\omega}{8E_{T}}\right) \left\{1 - \exp\left(-\frac{E_{10}}{E_{T}}\right)\right\} \times \left[\frac{E_{1}^{1.5}}{\left(\hbar\omega\right)^{4.5}} \left(3 + \frac{\hbar\omega}{2E_{T}} + \frac{1}{16}\left(\frac{\hbar\omega}{E_{T}}\right)^{2}\right)\right] \frac{\exp\left(\frac{L^{2}}{2\gamma L_{D}^{2}}\right)}{\left(1 + \frac{\hbar^{2}}{m^{*}L_{D}^{2}\hbar\omega}\right)},$$
(2.22)

где использованы обозначения из уравнении (2.12).

Используя аналогичные соображения для процессов типа "б (рис. 2.2, переход *im'f*), получим окончательно данные коэффициента поглощения света

$$\alpha_{\beta}(\omega) = C_{1} \exp\left(\frac{\hbar\omega}{2E_{10}} - \frac{\hbar\omega}{8E_{T}}\right) \left\{1 - \exp\left(-\frac{E_{10}}{E_{T}}\right)\right\} \times \left[\frac{E_{1}^{0.5}}{(\hbar\omega)^{3.5}} \left(1 + \frac{\hbar\omega}{4E_{T}}\right)\right] \frac{\exp\left(\frac{L^{2}}{2\gamma L_{D}^{2}}\right)}{\left(1 + \frac{\hbar^{2}}{m^{*}L_{D}^{2}\hbar\omega}\right)}, \quad (2.23)$$

где также использованы обозначения (2.12).

Для полного коэффициента поглощения света, просуммируем уравнения (2.11) и (2.17). В результате получим

$$\alpha(\omega) = \alpha_{\alpha}(\omega) + \alpha_{\beta}(\omega) =$$

$$= C_{1} \exp\left(\frac{\hbar\omega}{2E_{10}} - \frac{\hbar\omega}{8E_{T}}\right) \left\{1 - \exp\left(-\frac{E_{10}}{E_{T}}\right)\right\} \times \qquad (2.24)$$

$$\times \left[\frac{E_{T}^{1.5}}{(\hbar\omega)^{4.5}} \left(3 + \frac{\hbar\omega}{2E_{T}} + \frac{1}{16} \left(\frac{\hbar\omega}{E_{T}}\right)^{2}\right) + \frac{E_{T}^{0.5}}{(\hbar\omega)^{3.5}} \left(1 + \frac{\hbar\omega}{4E_{T}}\right)\right] \frac{\exp\left(\frac{L^{2}}{2\gamma L_{D}^{2}}\right)}{\left(1 + \frac{\hbar^{2}}{m^{*}L_{D}^{2}}\hbar\omega\right)}$$

Выражая этот результат через коэффициент поглощения при кулоновском потенциале рассеяния (2.18), получим:

$$\alpha_{_{Debye}}(\omega) = \alpha_{_{Coulomb}}(\omega) \frac{\exp\left(\frac{L^2}{2\gamma L_D^2}\right)}{\left(1 + \frac{\hbar^2}{m^* L_D^2 \hbar \omega}\right)},$$
(2.25)

где α<sub>Coulomb</sub>(ω) – полный коэффициент поглощения, с учетом рассеивающего потенциала (2.7), а α<sub>Debye</sub>(ω) – полный коэффициент поглощения, с учетом экранирования рассеивающего потенциала (2.19).

Этот результат справедлив при следующих рассуждениях:

- 1. Для не очень больших значений концентрации свободных электронов  $(N_e = 10^{17} \text{ cm}^{-3})$  и при низких температурах (T < 80K)численная оценка для  $L_D \approx 77 \text{ \AA}$ . Следовательно, при рассмотрении энергии падающего фотона в интервале  $\hbar \omega \approx (10 \div 30)$  мэВ получаем, что член  $\frac{\hbar^2}{m^* L_D^2 \hbar \omega}$  в уравнении (2.25) намного больше единицы. Отметим, что данный интервал энергий (фотона) полностью удовлетворяет энергетическим требованиям в случае рассмотрения внутриподзонных переходов для ширины КЯ  $L = 100 \text{ \AA}$ .
- Длина экранирования должна быть меньше толщины пленки для выполнения квантомеханического приближения, следовательно, в уравнении (2.25) экспонента стремится к единице при рассмотрении КЯ с

фиксированными ширинами КЯ  $L \approx (80 \div 130) \dot{A}$ . Отметим, что выбор

величины  $\gamma$  обеспечивает выполнение условия  $\frac{L^2}{2\gamma L_D^2} \rightarrow 0$ .

Как и в предыдущем параграфе для внутриподзонных переходов энергии падающего фотона лежит в интервале  $E_T < \hbar \omega < E_{10}$ . Анализ частотной зависимости коэффициента поглощения при низких температурах показывает зависимость от частоты падающего излучения  $\Box \frac{1}{\omega^{1.5}}$ .

Обсудим полученные результаты для двух типов процессов: с первоначальным поглощением фотона с дальнейшим рассеянием на ионизированном примесном центре (процесс типа "a") и с первоначальным рассеянием на ионизированном примесном центре с дальнейшим поглощением фотона (процесс типа "б"). Анализ частотной зависимости коэффициента поглощения показывает экспоненциальную зависимость. При сравнении величины коэффициента поглощения для параболической КЯ с массивным образцом, где ~ $\frac{1}{\omega^{3.5}}$  [86] следует, что с ростом энергии фотона величина коэффициента поглощения для КЯ уменьшается медленнее по сравнению с массивным образцом.

На рис. 2.4 представлена зависимость коэффициента поглощения от частоты падающего света при фиксированном значении ширины КЯ и температуры. Проведено сравнение коэффициента поглощения для двух механизмов рассеяния – кулоновского и Дебая–Хюккеля. При низких значениях температуры, спад коэффициента поглощения от частоты падающего излучения в случае рассеяния на кулоновском потенциале рассеяния сильнее, чем при рассеянии на потенциале Дебая–Хюккеля. Величина коэффициента поглощения смещается в сторону больших значений энергии поглощаемого фотона при уменьшении толщины КЯ.

47



Рис. 2.4. Зависимость коэффициента поглощения от энергии падающего фотона, при значениях *T*=77 К и *L*=100 Å. Приведены зависимости коффициента поглощения лдя двух потенциалов рассеяния.



Рис. 2.5. Зависимость коэффициента поглощения для двух потенциалов рассеяния от температуры при фиксированных значениях энергии падающего фотона hω = 15мэВ и ширины КЯ: *L*=100Å

	Массивный	КЯ	КЯ
	образец	α(ω)	α(Τ)
	$\alpha(\omega,T)$		
Кулон		$\alpha(\omega) \square \frac{1}{\omega^{2.5}}$	$\alpha(T) \square \frac{1}{(kT)^{0.5}} \times$
$kT < \hbar\omega < E_{10}$		$T \rightarrow 80 \mathrm{K}$	$\left(-\frac{E_{10}}{E_{10}}\right)$
		$L = 50 \div 150 \dot{A}$	$\left( kT \right)$
	$\alpha(\omega T) \Box \frac{T^{3.5}}{\ldots}$	$\hbar \omega = 10 \div 30$ мэВ	
Дебай-Хюккель $kT < \hbar \omega < E$	$\omega(\omega, 1) = \omega^{3.5}$	$\alpha(\omega) \Box \frac{1}{\omega^{1.5}}$	$\alpha(T) \square \frac{1}{(kT)^{0.5}} \times$
$L_{p} < L$		$T \rightarrow 80 \mathrm{K}$	$exp\left(-\frac{E_{10}}{2}\right)$
D		$L = 80 \div 130 \text{\AA}$	$\left(\frac{cxp}{kT}\right)$
		$\hbar \omega = 10 \div 30$ мэВ	

Таблица. 2.1. Частотная и температурная зависимости коэффициента внутриподзонного поглощения света при рассеянии на ионизированном примесном центре с учетом экранирования и без экранирования.

### §2.3 Рассеяние на трехмерных акустических фононах

В данном параграфе рассматривается внутриподзонное поглощение свтеа с учетом рассеяния НЗ на трехмерном продольном акустическом (LA) фононе.

Для вычисления коэффициента поглощения света будем использовать уравнение (2.2), где так же, как и в предыдущих случаях, первый член соответствует процессу, при котором электрон взаимодействует сначала с фотоном, а затем уже с LA фононом (тип "а"). Второй член соответствует процессу с другим возможным ходом (тип "б"). Отметим, что эти процессы являются равновероятными, следовательно, при расчете коэффициента поглощения имеем сумму этих двух процессов.

В случае первоначального поглощения фотона (рис. 2.6, переход *imf*), переход  $i \to m$  сопровождается поглощением фотона, а переходу  $m \to f$ соответствует рассеяние на фононе. При первоначальном же рассеянии (рис. 2.7, переход *im'f*) имеем:  $i \to m'$  – рассеяние на фононе и  $m' \to f$  – поглощение фотона.

Полные энергии системы имеют вид:

$$\begin{split} \tilde{E}_{i} &= \frac{\hbar^{2}k_{i}^{2}}{2m^{*}} + \frac{\hbar\omega_{osc}}{2} + \hbar\omega \pm \hbar\omega_{q}, \\ \tilde{E}_{m} &= \frac{\hbar^{2}k_{m}^{2}}{2m^{*}} + \frac{\hbar\omega_{osc}}{2} \pm \hbar\omega_{q}, \\ \tilde{E}_{m'} &= \frac{\hbar^{2}k_{m'}^{2}}{2m^{*}} + \frac{\hbar\omega_{osc}}{2} + \hbar\omega, \\ \tilde{E}_{f} &= \frac{\hbar^{2}k_{f}^{2}}{2m^{*}} + \frac{\hbar\omega_{osc}}{2}, \qquad \hbar\omega_{osc} = \frac{\gamma\hbar^{2}}{m^{*}L^{2}}. \end{split}$$

$$\end{split}$$

С учетом вида волновой функции (1.9) матричный элемент, обусловленный поглощением фотона дается выражением (2.5).



Рис. 2.7. Энергетическая диаграмма переходов с первоначальным рассеянием на фононах (процесс типа "б")

Для расчета матричного элемента рассеяния на трехмерных акустических фононах можем утверждать, что имеем дело с фактически упругим механизмом рассеяния [100], следовательно, для матрицы рассеяния на трехмерных акустических фононах имеем

$$\left\langle \left| \boldsymbol{M}_{\rm 3D} \right|^2 \right\rangle = \frac{\hbar \omega_q D^2}{2c_l} \left( N_q + \frac{1}{2} \mp \frac{1}{2} \right) = \frac{k_B T D^2}{2c_l}, \qquad (2.27)$$

где знак (+) соответствует процессу испускания фонона, а (-) поглощению. D – является постоянной деформационного потенциала, а  $c_l$  – продольная упругая постоянная. Отметим, что из линейности дисперсионного соотношения для акустических фононов следует, что матрица рассеяния (2.27) не зависит от вектора рассеяния.  $N_q$  – функция распределения акустических фононов (функция распределения Бозе – Эйнштейна):

$$N_{q} = \frac{1}{\exp(\hbar\omega_{q} / k_{B}T) - 1} \Box \frac{k_{B}T}{\hbar\omega_{q}} >> 1.$$
(2.28)

Из закона сохранения энергии и импульса, принимая во внимание уравнение (2.26), для волнового вектора электрона имеем

$$\vec{k}_{i} = \frac{1}{\cos\theta} \left( \pm \frac{m^{*}\omega_{q}}{\hbar q} - \frac{q}{2} + \frac{m^{*}\omega}{\hbar q} \right),$$
(2.29)

где  $\vec{k_i}$  – волновой вектор электрона до рассеяния,  $\vec{k_f}$  – волновой вектор электрона после рассеяния,  $\theta$  – угол рассеяния (угол между  $\vec{k_i}$  и  $\vec{k_f}$ ),  $q = \left|\vec{k_f} - \vec{k_i}\right|$  – модуль разности волновых векторов электрона до и после рассеяния.

Из ур. (2.29) следует, что волновой вектор электрона может принимать минимальное и максимальное значения  $(|\vec{k}_i|_{\min} \ \mu \ |\vec{k}_f|_{\max})$ , которые зависят от

угла рассеяния: 
$$\left|\vec{k}_{i}\right|_{\min} = \left(\pm \frac{m^{*}\omega_{q}}{\hbar q} - \frac{q}{2} + \frac{m^{*}\omega}{\hbar q}\right) \varkappa \left|\vec{k}_{f}\right|_{\max} = \infty.$$

Из уравнения (2.2) для расчета коэффициента поглощения можем записать

$$\alpha(\omega) = \frac{\sqrt{\varepsilon}}{Nc} \left(\frac{2S}{(2\pi)^2}\right)^2 \int d^2 \vec{k}_i d^2 \vec{k}_j \frac{2\pi}{\hbar} \left(\frac{\left|M_{im}^v\right|^2 \left|M_{mf}^{J}\right|^2}{(\hbar\omega)^2} + \frac{\left|M_{im'}^{J}\right|^2 \left|M_{m'f}^v\right|^2}{\left(\frac{\hbar^2 k_{m'}^2}{2m^*} - \frac{\hbar^2 k_i^2}{2m^*} - \frac{\hbar^2 k_i^2}{2m^*} - \hbar\omega \mp \hbar\omega_q\right)} \int \delta\left(\frac{\hbar^2 k_f^2}{2m^*} - \frac{\hbar^2 k_i^2}{2m^*} - \hbar\omega \mp \hbar\omega_q\right) f(k_i) [1 - f(k_f)]$$
(2.30)

Подставляя выражения для матричных элементов (2.5) и (2.27) в (2.30), с учетом вида функции распределения (2.10), а также учитывая факт, что энергия акустического фонона намного меньше, чем тепловая энергия (исключая низкие температуры), для коэффициента поглощения получим:

$$\alpha(\omega) = C_2 \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{E_{10}}{E_T}\right) \right\} \left[ \frac{E_T^2}{(\hbar\omega)^3} \left(\frac{13}{4} + \frac{\hbar\omega}{E_T}\right) \right], \quad (2.31)$$

где использованы следующие обозначения

$$E_{T} = k_{B}T$$

$$C_{2} = \frac{2^{6} \pi^{6} n_{e} e^{2}}{\sqrt{\varepsilon} \hbar c} \left(\frac{D^{2}}{c_{I}}\right),$$
(2.32)

Е<sub>т</sub> – тепловая энергия системы.

Исследуем частотную зависимость на основе полученного выражения (2.31). Для этого рассмотрим случай, когда энергия падающего фотона больше тепловой энергии:

$$\hbar \omega > k_{\scriptscriptstyle B} T; \qquad \alpha(\omega) \square \frac{1}{\omega^2}.$$
 (2.33)

Полученное приближение в уравнении (2.33) хорошо соответствует данным для массивного образца, которые рассчитаны в рамках классической теории, где  $\alpha(\omega) \sim \frac{1}{\omega^2}$  и квантовой (при высоких температурах) теории возмущения второго порядка, когда  $\alpha(\omega) \sim \frac{1}{\omega^{1.5}}$  [102].

Для получения графических зависимостей коффициента поглощения как от температуры, так и от энергии падающего фотона, взяты следующие постоянные величины: 13.5 эВ для постоянной деформационного потенциала и 1.44х10<sup>11</sup> Н/м<sup>2</sup> для продольной упругой постоянной.



Рис. 2.8. Зависимость коэффициента поглощения от температуры, при фиксированных значениях энергии падающего фотона hω = 15мэВ и различных значениях ширины КЯ: *L*=50,75,100Å

На рис. 2.8 приведена зависимость коэффициента поглощения от температуры при разных значениях ширины квантовой ямы. Как следует из рисунка, коэффициент поглощения при повышении температуры увеличивается. Такое поведение свойственно акустическим фононам (так как концентрация акустических фононов экспоненциально растет с увеличением температуры).



Рис. 2.9. Зависимость коэффициента поглощения от энергии падающего фотона при температуре T=300K и различных значениях ширины KЯ: *L*=50,75,100Å. (В вышеуказанном графике представлен суммарный механизм т.е. поглощение + испускание LA фонона)

На рис. 2.9 приведена зависимость коэффициента поглощения от энергии падающего фотона. Данное поведение коэффициента поглощения свойственно для внутриподзонных процессов. Частотная зависимость коэффициента поглощения от частоты падающего света практически не изменяет свое поведение, независимо от того, какой процесс рассматривается: испускание или же поглощение фонона (см. уравнение (2.31)).

### §2.4 Рассеяние на трехмерных оптических фононах

В данном параграфе рассматриваются процессы, в которых двумерные электроны взаимодействуют с обычными трехмерными оптическими фононами. Оптический фонон характеризуется волновым вектором  $\vec{q} = (\vec{q}_{\square}, q_z)$  и энергией  $\hbar \omega_q$ . Поскольку поляризационный потенциал создается только продольной волной, следовательно двумерные электроны рассеиваются на продольных оптических колебаниях решетки.

Также, как и в предыдущем параграфе, в случае первоначального поглощения фотона (рис. 2.6, переход *imf*), переход  $i \to m$  сопровождается поглощением фотона (рис. 2.6), а переходу  $m \to f$  соответствует рассеяние на трехмерном оптическом фононе. При первоначальном же рассеянии (рис.2.7, переход *im'f*) имеем:  $i \to m'$  – рассеяние на фононе и  $m' \to f$  – поглощение фотона. Состояния *m* и *m'* являются виртуальными.

Энергетический спектр имеет следующий вид

$$\tilde{E}_{i} = \frac{\hbar^{2}k_{i}^{2}}{2m^{*}} + \frac{\hbar\omega_{osc}}{2} + \hbar\omega \pm \hbar\omega_{q},$$

$$\tilde{E}_{m} = \frac{\hbar^{2}k_{m}^{2}}{2m^{*}} + \frac{\hbar\omega_{osc}}{2} \pm \hbar\omega_{q}, \quad \tilde{E}_{m^{*}} = \frac{\hbar^{2}k_{m^{*}}^{2}}{2m^{*}} + \frac{\hbar\omega_{osc}}{2} + \hbar\omega. \quad (2.34)$$

$$\tilde{E}_{f} = \frac{\hbar^{2}k_{f}^{2}}{2m^{*}} + \frac{\hbar\omega_{osc}}{2}, \qquad \hbar\omega_{osc} = \frac{\gamma\hbar^{2}}{m^{*}L^{2}}$$

Матричный элемент, обусловленный поглощением фотона имеет аналогичный вид, как и в уравнении (2.5).

Для расчета матричного элемента рассеяния на трехмерных оптических фононах можем с уверенностью утверждать, что имеем дело с упругим механизмом рассеяния [100]. Из закона сохранения энергии и импульса, принимая во внимание уравнение (2.34), для волнового вектора электрона имеем

56

$$\vec{k}_{i} = \frac{1}{\cos\theta} \left( \pm \frac{m^{*}\omega_{q}}{\hbar q} - \frac{q}{2} + \frac{m^{*}\omega}{\hbar q} \right), \qquad (2.35)$$

где  $\vec{k}_i$  – волновой вектор электрона до рассеяния,  $\vec{k}_f$  – волновой вектор электрона после рассеяния на колебаниях решетки,  $\theta$  – угол рассеяния (угол между ( $\vec{k}_i$  и  $\vec{k}_f$ )),  $q = |\vec{k}_f - \vec{k}_i|$  – модуль разности волновых векторов электрона до и после рассеяния.

Как следует из уравнения (2.35) видно, что волновой вектор элетрона может принимать минимальное и максимальное значения  $(|\vec{k}_i|_{\min} \ u \ |\vec{k}_f|_{\max})$ , которые зависят от угла рассеяния:  $|\vec{k}_i|_{\min} = \left(\pm \frac{m^* \omega_q}{\hbar q} - \frac{q}{2} + \frac{m^* \omega}{\hbar q}\right) u \ |\vec{k}_f|_{\max} = \infty (k_{\max} - 3)$ зона Бриллюена).

Будем рассматривать рассеивание на трехмерных оптических фононах, как упругий процесс. Тогда матрица рассеяния на трехмерных оптических фононах дается [100]

$$\left\langle \left| \boldsymbol{M}_{\rm 3D} \right|^2 \right\rangle = \frac{2\pi e^2 \hbar \omega_q}{q^2} \left( N_q + \frac{1}{2} \mp \frac{1}{2} \right) \left( \frac{1}{\varepsilon_{\infty}} - \frac{1}{\varepsilon} \right), \tag{2.36}$$

где знак (+) соответствует процессу испускания оптических фононов, а (-) поглощению оптических фононов.  $\varepsilon_{\infty}$  – оптическая диэлектрическая диэлектрическая постоянная, а  $\varepsilon$  – статическая диэлектрическая постоянная,  $N_q$  – функция распределения оптических фононов (функция распределения Бозе – Эйнштейна):

$$N_{q} = \frac{1}{\exp\left(\frac{\hbar\omega_{q}}{E_{T}}\right) - 1}.$$
(2.37)

С учетом обеих механизмов рассеяния, для расчета коэффициента поглощения, используя уравнение (2.2), получим

$$\alpha(\omega) = \frac{\sqrt{\varepsilon}}{Nc} \left(\frac{2S}{(2\pi)^2}\right)^2 \int d^2 \vec{k}_i d^2 \vec{k}_f \frac{2\pi}{\hbar} \left(\frac{|M_{im}^v|^2 |M_{mf}^{J}|^2}{(\hbar\omega)^2} + \frac{|M_{im'}^J|^2 |M_{m'f}^v|^2}{(\hbar\omega)^2} + \frac{|M_{im'}^J|^2 |M_{m'f}^v|^2}{(\hbar^2 k_{im'}^2 - \hbar^2 k_{im'}^2 - \hbar\omega + \hbar\omega_q)^2} \right) \delta\left(\frac{\hbar^2 k_f^2}{2m^*} - \frac{\hbar^2 k_i^2}{2m^*} - \hbar\omega + \hbar\omega_q\right) f(k_i)[1 - f(k_f)]$$
(2.38)

Будем опираться на аналогичные рассуждения из предыдущего параграфа для расчета коэффициента поглощения света.

При подстановке выражений матричных элементов (2.5) и (2.36) в (2.38), с учетом вида функции распределения (2.10), для коэффициента поглощения получим следующее выражение:

$$\alpha(\omega) = C_{3} \left( \frac{1}{\exp(\hbar\omega_{q} / E_{T}) - 1} + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \right) \times \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{E_{10}}{E_{T}}\right) \right\} \left[ \frac{E_{ph}}{(\hbar\omega)^{3}} \left( 1 + \frac{E_{T}}{\hbar\omega \mp E_{ph}} \right) \right],$$
(2.39)

где использованы следующие обозначения

$$E_{T} = k_{B}T;$$

$$E_{ph} = \hbar \omega_{q}; , \qquad (2.40)$$

$$C_{3} = \frac{2^{7} \pi^{7} e^{4} n_{e} \hbar}{\sqrt{\varepsilon} c m^{*}} \left(\frac{1}{\varepsilon_{\infty}} - \frac{1}{\varepsilon}\right)$$

 $E_{T}$  – тепловая энергия системы,  $E_{ph}$  – энергия оптического фонона.

На рис. 2.11 приведена сравнительная зависимость коэффициента поглощения от энергии падающего фотона, причем рассмотрены в отдельности механизмы с поглощением и с испусканием фононов (рис. 2.12). Данное поведение коэффициента поглощения свойственно внутриподзонным процессам, имея ввиду тот факт, что при испускании фонона частотная зависимость коэффициента поглощения от частоты падающего света сильнее, чем при поглощении фонона.

В случае рассмотрения механизма с испусканием фонона рис. 2.12 имеем резкий скачок, который начинается с энергии 36 мэВ (энергия оптического фонона). Это минимальная энергия, которая необходима электрону, чтобы испускать фонон. Отметим, что электроны с меньшей энергией, чем энергия оптических фононов, не имеют возможности осуществить данный переход (переход с испусканием фонона). Независимо от величины собственной энергии, электрон всегда имеет возможность поглощать оптический фонон.

На рис. 2.12 также приведены зависимости коэффициента поглощения от энергии падающего фотона при разных значениях ширины КЯ. Как следует из рис., коэффициент поглощения в зависимости от частоты падающего фотона, уменьшается при больших значениях ширины КЯ.



Рис. 2.10. Зависимость коэффициента поглощения от температуры при фиксированных значениях энергии падающего фотона hω=40мэB, и значении ширины КЯ: (*L*=100Å). На графике отдельно приведены отдельно процессы с поглощением фонона и с испусканием фонона.

Рассмотрим также температурную зависимость от коэффициента поглощения (рис. 2.10). С увеличением температуры увеличивается вероятность рассеяния на оптических фононах.

Анализ частотной зависимости коэффициента поглощения показывает зависимость  $\alpha(\omega) \sim \frac{1}{\omega^4}$ , при  $E_T < \hbar \omega$ . Следовательно, для КЯ с параболическим потенциалом ограничения, в результате рассеяния, коэффициент поглощения с ростом энергии фотона уменьшается быстрее, по сравнению с массивным образцом  $\sim \frac{1}{\omega^{2.5}}$ [102].

В таблице 2.2 приведены сравнительные зависимости КП как от температуры, также от частоты падающего излучения для параболического КЯ и массивного образца при рассеянии на LA и LO фононах.



Рис. 2.11. Зависимость коэффициента поглощения от энергии падающего фотона при температуре T=300K и значении ширины КЯ: *L*=100Å. На графике приведены отдельно: процессы с поглощением фонона и с испусканием фонона





Рис. 2.12. Зависимость коэффициента поглощения от энергии падающего фотона при температуре T=300К и различных значений ширины КЯ: *L*=50,75,100Å. С учетом, механизма поглощения фонона и механизма испускания фонона.

	Массивный образец α(ω, Т)	КЯ α(ω)	КЯ α(T)
LA фонон <i>kT &lt; ħ</i> ω < <i>E</i> <sub>10</sub>	$\alpha(\omega, T)$ $\Box \frac{T^{1.5}}{\omega^{1.5}}$	$\alpha(\omega) \Box \frac{1}{\omega^2}$	$\alpha(T) \Box kT \times \exp\left(-\frac{E_{10}}{kT}\right)$
LО фонон <i>kT &lt; ħ</i> ω < <i>E</i> <sub>10</sub>	$\alpha(\omega, T) \Box \frac{T^{2.5}}{\omega^{2.5}}$	$\alpha(\omega) \Box \frac{1}{\omega^4}$	$\alpha(T) \Box kT \times \\ \exp\left(-\frac{E_{10} + \hbar\omega_{ph}}{kT}\right)$

Таблица 2.2. Частотная и температурная зависимости коэффициента внутриподзонного поглощения света при рассеянии на акустических и оптических фононах.

# ГЛАВА III МЕЖПОДЗОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА В ПАРАБОЛИЧЕСКИХ КВАНТОВЫХ ЯМАХ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ МЕХАНИЗМАХ РАССЕЯНИЯ

Метод расчета уширения линии поглощения при межподзонных переходах

Теория уширения линии перехода при МПП в случае 2D систем была сформулирована Ц. Андо [29, 33] для упругого рассеяния, в случае одночастичного возбуждения. Форма линии поглощения для переходов между нижележащими подзонами, описывается с помощью вещественной части 2D динамической проводимости

$$\operatorname{Re}\sigma_{zz}(\omega) = \frac{e^{2}f_{10}}{2m^{*}}\int \frac{m^{*}}{\pi\hbar^{2}}dEf(E)\frac{\hbar\Gamma_{op}(E)}{\left(\hbar\omega - E_{10}\right)^{2} + \Gamma_{op}(E)^{2}},$$
(3.1)

где суммарное уширение для каждого механизма рассеяния задается в виде алгебраической суммы (суммы внутриподзонного и межподзонного уширения):

$$\Gamma_{\rm op}(E) = \frac{1}{2} \left[ \Gamma_{\rm intra}(E) + \Gamma_{\rm inter}(E) \right], \qquad (3.2)$$

$$\Gamma_{\text{intra}}(E) = 2\pi \sum_{\vec{k}'} \left\langle \left| \left( 0\vec{k}' | H_1 | 0\vec{k} \right) - \left( 1\vec{k}' | H_1 | 1\vec{k} \right) \right|^2 \right\rangle \delta\left( \varepsilon\left(\vec{k}\right) - \varepsilon\left(\vec{k}'\right) \right) \right|_{E=\varepsilon\left(\vec{k}\right)}, \quad (3.3)$$

$$\Gamma_{\text{inter}}(E) = 2\pi \sum_{\vec{k}'} \left\langle \left| \left( 0\vec{k}' | H_1 | 1\vec{k} \right) \right|^2 \right\rangle \delta \left( \varepsilon \left( \vec{k} \right) - \varepsilon \left( \vec{k}' \right) + E_{10} \right) \right|_{E=\varepsilon(\vec{k})}, \quad (3.4)$$

где e – заряд электрона,  $\hbar$  – приведенная постоянная Планка,  $m^*$  – эффективная масса электрона,  $f_{10}$  – сила осциллятора,  $E_{10} = (E_1 - E_0)$  – межподзонная разница энергий (разница между нижними энергетическими подзонами), f(E) – распределение Ферми при температуре T,  $\left| n\vec{k} \right\rangle$  – волновая функция электрона с индексом подзоны n, с волновым вектором  $\vec{k}$  и с двумерной кинетической энергией  $E(\vec{k}) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*}$ .  $H_1$  – оператор потенциала рассеяния, а матричные элементы в формулах (3.3) и (3.4) усредняются по распределению рассеивателей. Предполагается, что начальное состояние занято электроном (основное состояние), а конечное состояние свободно (первое возбужденное состояние).

Внутриподзонное уширение (3.3) определяется посредством разницы матричных элементов нижележащих подзон. В случае, когда эффективный потенциал рассеяния одинаков, то разница этих матричных элементов равняется нулю.

Выражение (3.4) описывает процесс релаксации, связанный с межподзонным рассеянием НЗ. Зона проводимости представляется в виде объединения различных подзон. Как и в [35] полуширина спектра определяется уравнением (3.2) как 2Г<sub>ор</sub>.

Предложенные соображения выполняются в рамках одночастичной Для модели, как упомянуто выше. полного рассмотрения задачи межподзонного поглощения должны принять BO внимание также многочастичную задачу. Ее можно рассмотреть с помощью двух основных эффектов – статического и динамического экранирований [33]. Первый эффект учитывает экранирование потенциалов с усчетом упругого рассеяния, а второй обусловлен возбуждением коллективной плотности заряда, за счет поляризованного падающего света.

Рассмотрение статического экранирования можно реализовать путем замены матричного элемента рассеяния  $(m\vec{k'}|H_1|n\vec{k})$  на другой вид [35]. Таким образом, результаты коррекции экранирования при делении первого матричного элемента в уравнении (3.3) на

$$S(q,T) = \left[\frac{1}{\varepsilon(q,T)} - \left(\frac{1}{\varepsilon(q,T)} - 1\right)\frac{F_{(00)(11)}(q)}{F_{(00)(00)}(q)}\right]^{-1},$$
(3.5)

64

где  $\varepsilon(q,T)$  статическая диэлектрическая функция [103, 104], а  $F_{(kl)(mn)}(q)$  форм фактор, определяются в [33]

$$F_{(kl)(mn)}(q) = \int dz \int dz' \xi_k(z) \xi_l(z) \xi_m(z') \xi_n(z') e^{-q|z-z'|}.$$
(3.6)

Поскольку мы рассматриваем бесконечно глубокую параболическую КЯ, следовательно нет никакого экранирующего фактора в уравнении (3.4). Это определяется уравнением (3.5), которое не имеет влияния на ширину линии поглощения, поскольку  $S(q,T) \sim 1$ .

Поле деполяризации рассматривается как основной фактор для динамического экранирующего эффекта. Это приводит к новому выражению для ширины линии поглощения при коллективном возбуждении –  $\operatorname{Re} \tilde{\sigma}_{zz}(\omega)$ . Энергия резонанса  $\tilde{E}_{10}$  для  $\operatorname{Re} \tilde{\sigma}_{zz}(\omega)$  претерпевает синее смещение от начальной энергии резонанса  $E_{10}$  и равняется  $\tilde{E}_{10} = \sqrt{E_{10}^2 + (\hbar \omega_p)^2}$  ( $\omega_p$  – плазменная частота).

Деполяризационное смещение и есть данное синее смещение:  $\tilde{E}_{10} - E_{10} \approx (\hbar \omega_p)^2 / 2E_{10}$ . Re $\tilde{\sigma}_{zz}(\omega)$  совпадает с Re $\sigma_{zz}(\omega)$ , если  $2\Gamma_{op}$  не зависит от энергии [26], но, вообще говоря, они отличаются. Они равны, когда деполяризационное смещение очень мало или же  $\tilde{E}_{10} - E_{10} < 2\Gamma_{op}(0)$ . Подытожив выше сказанное, для КЯ из GaAs, которая рассмотрена далее в данном параграфе, деполяризационное смещение  $\tilde{E}_{10} - E_{10}$  мало по сравнению с  $2\Gamma_{op}(0)$ , и, следовательно, можем оценить ширину линии поглощения уравнением (3.1).

Общий вид уширения линии поглощения может быть представлен в виде суммы уширений для различных механизмов рассеяния – на шероховатостях поверхности (IFR), на фононах (LA и LO), на беспорядках в сплавах (AD), на ионизированных примесях (ION) и т.д.

$$\Gamma_{\rm op}\left(E\right) = \Gamma_{\rm op}^{\rm (IFR)}\left(E\right) + \Gamma_{\rm op}^{\rm (LO)}\left(E\right) + \Gamma_{\rm op}^{\rm (LA)}\left(E\right) + \Gamma_{\rm op}^{\rm (AD)}\left(E\right) + \Gamma_{\rm op}^{\rm (ION)}\left(E\right) + \dots, \quad (3.7)$$

Как уже упоминалось выше, мы рассматриваем три типа рассеивающих механизмов: рассеяние на ионизированных примесных центрах (ION), а также на LO и LA фононах. Численные расчеты проведены для параболической КЯ из GaAs.

Волновая функция электрона (описывающая параболическую КЯ) имеет вид

$$\varphi_{n,\vec{k}_{\square}}\left(\vec{\rho},z\right) = \sqrt{\frac{1}{S}} e^{i\vec{k}_{\square}\vec{\rho}} \zeta_{n}\left(z\right), \qquad (3.8)$$

где

$$\zeta_n(z) = \frac{1}{\sqrt{2^n n!}} \left(\frac{\gamma}{\pi L^2}\right)^{1/4} e^{-\frac{\gamma z^2}{2L^2}} H_n\left(\frac{\sqrt{\gamma z}}{L}\right). \tag{3.9}$$

 $\zeta_n(z)$  – поперечная часть волновой функции, которая описывается полиномами Эрмита. Причем для основного энергетического состояния (n = 0) получаем  $H_0\left(\frac{\sqrt{\gamma}z}{L}\right) = 1$ , а для первого возбужденного состояния (n = 1) имеем:  $H_1\left(\frac{\sqrt{\gamma}z}{L}\right) = \frac{2\sqrt{\gamma}z}{L}$ .

## §3.1 Рассеяние на примесных центрах (ION)

В этом параграфе рассматривается рассеяние на ионизированных примесных центрах, причем примеси расположены параллельно плоскости пленки, а потенциал рассеяния берется кулоновским.

Матричный элкемент рассеяния на примесном центре в положении адается выражением [33]

$$\left(m\vec{k}'|H_1|n\vec{k}\right) = \frac{2\pi e^2}{\varepsilon q} \int dz \zeta_m(z) \zeta_n(z) e^{-q|z-\Box|}, \qquad (3.10)$$

где  $H_1$  – оператор потенциала рассеяния,  $\vec{k}$ ,  $\vec{k}'$  – волновой вектор электрона до и после рассеяния,  $\varepsilon$  – диэлектрическая постоянная.

Следовательно, для энергетических уширений (внутриподзонных и межподзонных) имеем:

$$\Gamma_{\text{intra}}^{(\text{ION})}\left(E\right) = \frac{4\pi m^{*}e^{4}}{\varepsilon^{2}\hbar^{2}} \int d\Box N\left(\Box\right) \int_{0}^{\pi} d\theta \left[\frac{1}{\tilde{q}} \int dz \left\{\frac{\zeta_{0}\left(z\right)^{2}}{S\left(q,T\right)} - \zeta_{1}\left(z\right)^{2}\right\} e^{-\tilde{q}|z-\Box|}\right]^{2}, (3.11)$$

$$\Gamma_{\text{inter}}^{(\text{ION})}\left(E\right) = \frac{4\pi m^* e^4}{\varepsilon^2 \hbar^2} \int d\Box N\left(\Box\right) \int_0^{\pi} d\theta \left[\frac{1}{\tilde{q}} \int dz \zeta_0(z) \zeta_1(z) e^{-\tilde{q}|z-\Box|}\right]^2, \quad (3.12)$$

где  $N_i(\Box)$  трехмерная концентрация примесей в положении  $\Box$ . Предполагаем, что концентрация ионизированных примесных центров имеет следующий вид  $N_i(\Box) = N_i \delta(z + \Box)$ .

Уравнение (3.11) учитывает уширение, связанное с рассеянием на примесных центрах в пределах одной энергетической подзоны (внутриподзонное рассеяние), а в уравнении (3.12) учитывается уширение, связанное с рассеянием электрона между соседними энергетическими подзонами (межподзонное рассеяние).

67

На Рис. 3.1 приведены зависимости  $\Gamma_{\text{inter}}^{(\text{ION})}(E)$ ,  $\Gamma_{\text{intra}}^{(\text{ION})}(E)$  и  $2\Gamma_{\text{op}}(E)$  от кинетической энергии электрона при механизме рассеяния на ионизированном



Рис. 3.1. Зависимость  $\Gamma_{\text{inter}}^{(\text{ION})}(E)$ ,  $\Gamma_{\text{intra}}^{(\text{ION})}(E)$  и  $2\Gamma_{\text{op}}(E)$  от рассеяния на ионизированном примесном центре в плоскости кинетической энергии.

примесном центре, в случае фиксированных значений концентрации свободных электронов  $n_i = 2 \times 10^{11}$  см<sup>-2</sup> и концентраций примесных центров  $N_i = 1 \times 10^{11}$ см<sup>-2</sup>. Ширина КЯ составляет 100 Å. Как следует из рис. 3.1, уширение  $\Gamma_{\text{intra}}^{(\text{ION})}(E)$ сильно двумерной кинетической энергии зависит ОТ электрона (при  $\Gamma_{\rm inter}^{\rm (ION)}(E)$ внутриподзонном рассеянии), а уширение слабо зависит ОТ кинетической энергии электрона.

### §3.2 Рассеяние на акустических фононах (LA)

В данном параграфе рассматривается рассеяние на продольных акустических (LA) фононах. Вычисления будут основываться на теории деформационного потенциала. Такой механизм рассеяния рассматривается как упругий, поскольку энергия акустических фононов (при высоких температурах) очень мала по сравнению с энергией свободных электронов. Матричный элемент для процессов испускания и поглощения LA фононов, дается [100]

$$\left\langle \left| \boldsymbol{M}_{\rm 3D} \right|^2 \right\rangle = \frac{k_B T D^2}{2c_l},\tag{3.13}$$

где *D* – постоянная деформационного потенциала,  $c_l$  – продольная линейная постоянная. Отметим, что уравнение (3.13) не зависит от волнового вектора рассеяния – это следует из линейной дисперсии LA фононов. Следовательно, для межподзонного уширения имеем

$$\Gamma_{\text{inter}}^{(\text{LA})}(E) = \frac{m^{*}k_{B}TD^{2}}{2c_{l}}\int_{0}^{\pi} d\theta \int_{0}^{\infty} dz \Big[\xi_{0}(z)\xi_{1}(z)\Big]^{2} = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\gamma}{2\pi}}\frac{m^{*}k_{B}TD^{2}}{L\hbar^{2}c_{l}}, \quad (3.14)$$

а для внутриподзонного уширения

$$\Gamma_{\text{intra}}^{(\text{LA})}(E) = \frac{m^* k_B T D^2}{\pi \hbar^2 c_l} \int_0^{\pi} d\theta \int_0^{\infty} dz \Big[ \xi_0(z)^2 - \xi_1(z)^2 \Big]^2 = \frac{3}{4} \sqrt{\frac{\gamma}{2\pi}} \frac{m^* k_B T D^2}{L \hbar^2 c_l}. \quad (3.15)$$

Конечное выражение для уширения выглядит следующим образом

$$\Gamma_{\rm op}\left(E\right) = \frac{1}{2} \left(\Gamma_{\rm intra}^{\rm (LA)}\left(E\right) + \Gamma_{\rm inter}^{\rm (LA)}\left(E\right)\right) = \frac{5}{8} \sqrt{\frac{\gamma}{2\pi}} \frac{m^* k_{\rm B} T D^2}{L\hbar^2 c_l}.$$
(3.16)

Деформационный потенциал для КЯ (компонентная база которого состоит из *GaAs/GaAlAs*) берется равной 13.5 эВ, а для продольной упругой постоянной имеем  $1.44 \times 10^{11}$  H/m<sup>2</sup>.



Рис. 3.2. Зависимость  $\Gamma_{\text{intra}}(E)$ ,  $\Gamma_{\text{inter}}(E)$  и  $2\Gamma_{\text{op}}(E)$  от рассеяния LA фононов.

Следовательно,  $\Gamma_{intra}(E)$  и  $\Gamma_{inter}(E)$  не зависят от кинетической энергии электрона Е.

Отметим тот факт, что с увеличением ширины квантовой ямы, суммарное энергетическое уширение (3.16) (уширение от ВПП + МПП) линейно уменьшается, а с увеличением температуры линейно возрастает.

Как видно из рис. 3.2,  $\Gamma_{intra}(E)$  и  $\Gamma_{inter}(E)$  почти одинаковы и приблизительно имеют одинаковую величину равную 0.2 мэВ.

### §3.3 Рассеяние на оптических фононах (LO)

В этой главе мы будем рассматривать рассеяние H3 на трехмерных (3D) полярных оптических (LO) фононах, так как они почти не ограничены КЯ. Рассеяние, обусловленное с испусканием оптических фононов, матричный элемент определяется формулой [100]

$$\left\langle \left| \boldsymbol{M}_{\rm 3D} \right|^2 \right\rangle = \frac{2\pi e^2 \hbar \omega_q \left( N_q + 1 \right)}{q^2} \left( \frac{1}{\varepsilon_{\infty}} - \frac{1}{\varepsilon} \right),$$
 (3.17)

соответственно, для процессов с поглощением оптических фононов для матричного элемента имеем

$$\left\langle \left| M_{_{3\mathrm{D}}} \right|^2 \right\rangle = \frac{2\pi e^2 \hbar \omega_q N_q}{q^2} \left( \frac{1}{\varepsilon_{\infty}} - \frac{1}{\varepsilon} \right),$$
 (3.18)

где q – абсолютная величина рассеивающего вектора,  $\varepsilon_{\infty}$  – оптическая диэлектрическая постоянная,  $\omega_q$  – частота LO фонона, а  $N_q$  – распределение LO фононов:

$$N_{q} = \frac{1}{e^{\hbar \omega_{q}/k_{B}T} - 1}.$$
(3.19)

Рассеяние на LO фононах рассматривается как упругий процесс. Поскольку в процессе рассеяния на оптических фононах имеем изменения не только импульса рассеивающегося электрона, но и энергии. Для обеспечения закона сохранения энергии, мы должны видоизменить уравнения (3.3) и (3.4), путем введения энергии оптического фонона  $\pm \hbar \omega_q$ , где знак плюс указывает поглощение оптического фонона, а минус – испускание фонона.

Следовательно, как для внутриподзонного, так и для межподзонного энергетического уширения (включающие в себе два процесса с испусканием и поглощением оптического фонона) имеем:

$$\Gamma_{\text{intra}}^{(\text{LO})}(E) = \frac{m^{*}e^{2}\omega_{q}}{\hbar} \left(\frac{1}{\varepsilon_{\infty}} - \frac{1}{\varepsilon}\right)_{0}^{\pi} d\theta \\
\times \left[\Theta(E - \hbar\omega_{q})\frac{\langle N_{q} + 1 \rangle}{q_{e}} \{F_{(00)(00)}(q_{e}) - 2F_{(00)(11)}(q_{e}) + F_{(11)(11)}(q_{e})\} + (3.20) \\
+ \frac{\langle N_{q} \rangle}{q_{a}} \{F_{(00)(00)}(q_{a}) - 2F_{(00)(11)}(q_{a}) + F_{(11)(11)}(q_{a})\}\right], \\
\Gamma_{\text{inter}}^{(\text{LO})}(E) = \frac{m^{*}e^{2}\omega_{q}}{\hbar} \left(\frac{1}{\varepsilon_{\infty}} - \frac{1}{\varepsilon_{0}}\right)_{0}^{\pi} d\theta \\
\times \left[\Theta(E + E_{10} - \hbar\omega_{q})\frac{\langle N_{q} + 1 \rangle}{\tilde{q}_{e}}F_{(01)(10)}(\tilde{q}_{e}) + \frac{\langle N_{q} \rangle}{\tilde{q}_{a}}F_{(01)(10)}(\tilde{q}_{a})\right],$$
(3.21)

где  $\Gamma_{intra}^{(LO)}(E)$  – энергетическое уширение, определяющееся рассеянием внутри одного энергетического уровня,  $\Gamma_{inter}^{(LO)}(E)$  – уширение, зависящее от рассеяния между соседними энергетическими уровнями,  $E_{10} = \hbar \omega_0$  – энергия нижлежащих энергетических состояний, ступенчатая  $\Theta(E)$  – ступенчатая функция. Абсолютная величина вектора рассеяния задается в виде

$$q_{e} = 2k^{2} - \frac{2m^{*}\omega_{q}}{\hbar} - 2k\sqrt{k^{2} - \frac{2m^{*}\omega_{q}}{\hbar}}\cos\theta, \qquad (3.22)$$

$$q_{a} = 2k^{2} + \frac{2m^{*}\omega_{q}}{\hbar} - 2k\sqrt{k^{2} + \frac{2m^{*}\omega_{q}}{\hbar}\cos\theta}, \qquad (3.23)$$

$$\tilde{q}_{e} = 2k^{2} + \frac{2m^{*}E_{10}}{\hbar^{2}} - \frac{2m^{*}\omega_{q}}{\hbar} - 2k\sqrt{k^{2} + \frac{2m^{*}E_{10}}{\hbar^{2}} - \frac{2m^{*}\omega_{q}}{\hbar}}\cos\theta, \quad (3.24)$$

$$\tilde{q}_{a} = 2k^{2} + \frac{2m^{*}E_{10}}{\hbar^{2}} + \frac{2m^{*}\omega_{q}}{\hbar} - 2k\sqrt{k^{2} + \frac{2m^{*}E_{10}}{\hbar^{2}} + \frac{2m^{*}\omega_{q}}{\hbar}}\cos\theta, \quad (3.25)$$
где уравнения (3.22) и (3.23) соответствуют испусканию фонона, а (3.24) и (3.25) уравнения – поглощению.



Рис. 3.3. Зависимость  $\Gamma_{\text{inter}}^{(\text{LO})}(E)$ ,  $\Gamma_{\text{intra}}^{(\text{LO})}(E)$  и  $2\Gamma_{\text{op}}(E)$  от рассеяния на LO фононов в плоскости кинетической энергии. Энергия LO фонона 36.5 мэВ и ширина КЯ равняется L = 50Å.

На Рис. 3.3 приведены зависимости  $\Gamma_{inter}^{(LO)}(E)$ ,  $\Gamma_{intra}^{(LO)}(E)$  и  $2\Gamma_{op}(E)$ кинетических энергий электрона от рассеяния LO фонона при температуре T = 300K и при ширине KЯ L = 50Å. Как следует из рисунка, межподзонное энергетическое уширение меньше, чем внутриподзонное уширение, при энергии  $E > \hbar \omega_q$  и  $E_{10} > \hbar \omega_q$ . Первое условие обеспечивает испускание оптического фонона в случае внутриподзонного рассеяния, что приводит к резкому увеличению скорости внутриподзонного рассеяния (то есть уширения). Второй же (*E*<sub>10</sub> > ħω<sub>q</sub>) обеспечивает непрерывное поведение для межподзонной скорости рассеяния (см. случай широкой КЯ ниже).

Если  $E < \hbar \omega_q$ , то первое слагаемое в ур. (3.20) обращается в нуль и возможно только фононное поглощение (фононное рассеяяние невозможно из – за нехватки кинетической энергии электрона, обеспечивающее испускание оптического фонона) при внутриподзонном рассеянии. Но для довольно узких КЯ, когда  $E_{10} > \hbar \omega_q$  (для обратного состояния – см. ниже), скорость межподзонного рассеяния больше, чем в случае внутриподзонного рассеяния.

## §3.4 Уширение линии и коэффициент поглощения

Из вклада LA фононов в уширение имеем зависимость  $L^{-1}$  от ширины КЯ (см. ур. (3.16) и рис. 3.3).

Сравнивая результаты скорости рассеяния для КЯ при L = 100Å и L = 50Å (рис. 3.4 и 3.5) видно, что для последнего случая ширина линии



Рис. 3.4. Зависимость  $\Gamma_{\text{inter}}^{(\text{LO})}(E)$ ,  $\Gamma_{\text{intra}}^{(\text{LO})}(E)$  и  $2\Gamma_{\text{op}}(E)$  из-за рассеяния на LO фононах от плоской (двумерной) кинетической энергии (L = 100Å).

имеет только один скачок. Причина этого в разнице энергий  $E_{10}$  между подзонами: при L = 50Å имеем 103.39 мэВ, а при L = 100Å 26,78 мэВ. Таким



Рис. 3.5. Зависимость 2Г<sub>ор</sub>(*E*) из-за рассеяния на LO фононах от плоской (двумерной) кинетической энергии, при разных значения ширины КЯ.

образом, в первом случае  $E_{10} > \hbar \omega_q$  ( $\hbar \omega_q = 36.5$  мэВ), и  $\Gamma_{inter}$  включает в себе оба процесса – фононное поглощение и испускание, и его поведение от кинетической энергии имеет непрерывный характер. Только  $\Gamma_{intra}$  имеет ступенчатый характер. Таким образом, ширина линии  $2\Gamma_{op}(E)$  имеет только один скачок и он определяется с помощью  $\Gamma_{intra}$ .

Если L = 100Å, то  $\Gamma_{inter}$  включает в себя только процесс поглощения оптического фонона, когда  $E + E_{10} < \hbar \omega_q$  и оба процесса: поглощение и

испускание, когда  $E + E_{10} > \hbar \omega_q$ . В этом случае  $2\Gamma_{op}(E)$  ширина линии имеет два разрыва, основанные на активизации испускания оптических фононов: первый, определяется  $\Gamma_{inter}$ , а второй по  $\Gamma_{intra}$  (рис. 3.5).

Должны отметить тот факт, когда электроны охлаждаются (T = 0K), процесс фононного излучения возможен только тогда, когда  $E_{10} > \hbar \omega_q$  и только  $\Gamma_{\text{inter}}$  имеет ненулевое значение ( $\Gamma_{\text{intra}}$  исчезает).

Мы предполагаем, что коэффициент поглощения между двумя нижними уровнями можно представить в виде

$$\alpha(\omega) = \frac{4\pi \operatorname{Re}\sigma_{z}(\omega)}{c\sqrt{\varepsilon}L},\tag{3.26}$$

где *L* ширина КЯ. Имея во внимании уравнение (3.1) для 2D динамической проводимости, получаем

$$\alpha(\omega) = \frac{2\pi}{137\sqrt{\varepsilon}} \frac{n_i \hbar^2}{m^* k_B T} \left(1 - e^{-\frac{E_{10}}{k_B T}}\right) \int e^{-\frac{E}{k_B T}} \frac{\Gamma_{op}(E)}{\left(\hbar\omega - E_{10}\right)^2 + \Gamma_{op}(E)^2} dE, \quad (3.27)$$

где ширина линии включает в себя рассеяние на ION, LA и LO.

$$\Gamma_{\rm op}\left(E\right) = \Gamma_{\rm op}^{\rm (LO)}\left(E\right) + \Gamma_{\rm op}^{\rm (LA)}\left(E\right) + \Gamma_{\rm op}^{\rm (ION)}\left(E\right), \qquad (3.28)$$

где  $\Gamma_{op}(E)$  – суммарное энергетическое уширение, зависящее от двумерной кинетической энергии,  $\Gamma_{op}^{(LO)}(E)$ ,  $\Gamma_{op}^{(LA)}(E)$ ,  $\Gamma_{op}^{(ION)}(E)$  – энергетическое уширение разных механизмов рассеяния: на оптических, акустических и ионизированных примесных центрах,  $n_i$  – концентрация свободных носителей заряда.

Мы получили форму линии поглощения для различных температур и ширин КЯ. Результаты хорошо согласуются с результатами предыдущих авторов [35].

На рисунке 3.6 приведены зависимости линии уширения от двумерной кинетической энергии электрона, с учетом всех механизмов рассеяния (ION+LA+LO).



Рис. 3.6. Зависимость ширины линии уширения от думерной кинетической энергии электрона в случае низких (T = 77 K) и высоких температур (T = 300 K).



Рис. 3.7. Зависимость ширины линии уширения от температуры в случае различных механизмов рассеяния (ION, LA, LO) и при суммарном вкладе в уширение.



Рис. 3.8. Зависимость коэффициента поглощения от энергии падающих фотонов для двух температур (*T* = 77K и *T* = 300K) и при различных ширин КЯ.

Как следует из графиков, при низких значениях энергии электрона, основным механизмом является рассеяние на ионизированных примесных центрах, поскольку вклад в рассеяния с учетом фононного механизма очень мал (при низких температурах концентрация фононов стремится к нулю).

При малых значениях энергии электрона вклад рассеяния от акустических и оптических фононов практически можно не учитывать. С увеличением энергии электрона становится возможным не только вероятность поглощения фонона, а также ее испускание. Следовательно, при больших значениях энергии электрона доминирующим фактором в уширении является рассеяние на фононах, точнее на оптических фононах.

На рис 3.7 приведена зависимость полной ширины на полувысоте резонансного перехода (FWHM) от температуры, причем учтен вклад каждого механизма в отдельности. При рассмотрении рисунка 3.7 видим, что при низких ( $T \square$  80K) температурах доминирует механизм рассеяния на ионизированных примесных центрах, причем с увеличением температуры имеем перераспределение вкладов в уширение. При высоких температурах ( $T \square$  300K) вклад ионизированных примесных центров можно считать очень малым по сравнению с рассеянием на фононах.

Коэффициент поглощения для двух различных значений температуры (T = 77 K и T = 300 K) представлен на рис. 3.8. Как следует из рисунка, пик поглощения смещен в сторону высоких энергий (синий сдвиг) с уменьшением ширины КЯ, так как резонансная частота (обусловленная  $E_{10}$ ) возрастает. Кроме того, величина поглощения в квантовых ямах изменяется с увеличением температуры.

Как видно из рис. 3.8, когда ширина КЯ равняется L=100Å, ширина линии поглощения меньше, чем при больших ширин КЯ. Такое поведение определяется разностью скоростей рассеяния. В рис. 3.5 мы рассмотрели ступеньчатый характер скорости рассеяния для двух ширин (L=50Å и L=100Å). Таким образом, кинетическая энергия электрона обусловлена

81

тепловой энергией. Предполагается, что основной вклад в поглощение вносят электроны с энергией порядка  $\Box k_B T$ . Таким образом, как следует из рис. 3.5 для L = 100Å скорости рассеяния LO фононов значительно меньше, чем для L = 50Å, что приводит к уменьшению ширины линии поглощения (и большому значению для пика поглощения).

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В представленной диссертационной работе теоретически исследованы ВПП и МПП в параболических КЯ, обусловленных рассеянием НЗ на трехмерных оптических и акустических фононах, а также на ионизированных примесных центрах.

Получены аналитические выражения для КП при всех вышеупомянутых механизмов рассеяния в параболической КЯ, изучены частотные характеристики КП и приведены сравнения с массивными образцами. Для МПП исследованы вклады в уширение кривой поглощения всех трех механизмов рассеяния.

Ниже приведены основные результаты, полученные в диссертационной работе:

- 1. В рамках второго порядка теории возмущений рассмотрены ВПП в параболической КЯ с учетом трех механизмов рассеяния: на ионизированных примесных центрах – с учетом и без учета экранирования потенциала примесного центра, трехмерных акустических и оптических фононах. Вычислены аналитические выражения для КП для указанных механизмов рассеяния НЗ, а также проведены, численные оценки.
- 2. Для указанных выше механизмов исследованы частотные И температурные зависимости КП для ВПП в параболической КЯ. Выявлено, что при рассеянии на ионизированных примесных центрах значение КП с увеличением частоты падает медленнее чем в случае массивного образца. В случае фононного рассеяния (на акустических и оптических фононах) имеет место обратная картина – значение КП с увеличением быстрее. Следовательно, частоты падает ЧТО с увеличением ширины КЯ КП уменьшается.

83

- 3. Исследованы МПП в параболической КЯ с учетом рассеяния на ионизированных примесных центрах, трехмерных продольных акустических и оптических фононах. Проведены численные оценки уширения линии поглощения в зависимости от кинетической энергии НЗ и температуры. В случае рассеяния на оптических фононах, выявлено скачкообразное изменение значения уширения в зависимости от значений ширины КЯ.
- 4. На основе выражения для двумерной проводимости электронного газа вычислен КП для МПП при разных значениях ширины КЯ. Показано, что с увеличением ширины КЯ значение КП убывает. Начиная со значений L > 80Å, выявлено нарушение монотонного поведения кривой КП, что является следствием включения в КП механизма поглощения сопровождаемого испусканием оптического фонона.

### СЛОВА БЛАГОДАРНОСТИ

В заключение, хочу выразить искреннюю и глубокую благодарность моему научному руководителю – академику НАН РА, профессору Э.М. Казаряну за наставничество и поддержку, оказанные при выполнении диссертационной работы.

Выражаю также большую благодарность доценту кафедры "Общей физики и квантовых наноструктур" ИМВТ при РАУ А.А. Костаняну за большой вклад в совместные научные исследования, касающиеся диссертационной работы.

Существенную поддержку и содействие оказали Э.М. Казарян, А.А. Костанян не только в исследовании проблем, представленных в диссертации, но и в написании четырех научных статей (в соавторстве), которые были опубликованы в научных изданиях: "Вестник РАУ", "Известия НАН Армении", "Journal of Physics - Conference Series".

Мне приятно также поблагодарить сотрудников кафедры "Общей физики и квантовых наноструктур" за моральную поддержку, многочисленные обсуждения задач и стимулирующие дискуссии. Особенно хочу выразить мою глубокую благодарность профессору А.А. Саркисяну за повсеместную поддержку, оказываемую за все время подготовки данной диссертационной работы и многочисленные советы.

85

# СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ В ДИССЕРТАЦИИ СОКРАЩЕНИЙ

КЯ – квантовая яма

- ВПП внутриподзонные переходы
- МПП межподзонные переходы
- ПСН поглощение свободными носителями
- КП коэффициент поглощения
- НЗ носитель заряда
- РК размерное квантование

## ЛИТЕРАТУРА

- J. Faist, F. Capasso, D.L. Sivco, C. Sirtori, A.L. Hutchinson, and A.Y. Cho. Quantum cascade laser, *Science* 264, pp. 553-556 (1994).
- Faist, Jerom, F. Capasso, D.L. Sivco, C. Sirtori, A.L. Hutchinson, A.Y. Cho. Quantum Cascade Laser, *Science* 264 (5158), pp. 553–556 (1994).
- Cathabard, O. Teissier, R. Devenson, J. Moreno, J.C. Baranov. Quantum cascade lasers emitting near 2.6 μm, *Applied Physics Letters* 96 (14), (2010).
- F.D.P. Alves, G. Karunasiri, N. Hanson, M. Byloos, H.C. Liu, A. Bezinger, M. Buchanan. NIR, MWIR and LWIR quantum well infrared photodetector using interband and intersubband transitions, *Infrared Phys. & Technol.* 50, pp. 182-186 (2007).
- H.C. Liu, C.Y. Song, A. Shen, M. Gao, Z.R. Wasilewski and M. Buchanan. GaAs/AlGaAs quantum-well photodetector for visible and middle infrared dual-band detection, *Appl. Phys. Lett.* 77, p. 2437 (2000).
- Э.М. Казарян, С.Г. Петросян. Физические основы полупроводниковой наноэлектроники (на арм. языке), Издательство РАУ, Ереван, (2005).
- Л.С. Петросян. Электронные состояния в сферическох квантовых точках с вуд-саксоновским ограничивающим потенциалом, Известия НАН Армении, Физика, том 37, с. 173 (2002).
- 8. К. Зеегер. Физика полупроводников, Москва Мир, (1977).
- L. Brey, N.F. Johnson and B.I. Halperin. Optical and magneto-optical absorption in parabolic quantum wells, *Phys. Rev.* B 40, pp. 10647-10649 (1989).
- А.И. Ансельм, Введение в теорию полупроводников, М., Наука, стр. 616 (1978).
- 11. Л.Е.Воробев, Д.А.Фирсов, В.А.Шалыгин. Оптические свойства

полупроводников. Учебное пособие. Ленинград, ЛПИ., сс. 112 (1989).

- A. Guzman, J.L. Sanchez-Rojas, J.M.G. Tijero, J.J. Sanchez, J. Hernando, E. Calleja, E. Mufioz, G. Vergara, M.T. Montojo, L.J. Gornez, P. Rodriiguez, R. Alrnazan, M. Verdu. Optical characterisation of quantum well infra-red detectorstructures, *IEE Proceedings Optoelectronics* 146, pp. 89-92 (1999).
- R.Q. Yang. Infrared laser based on intersubband transitions in quantum wells, *Superlattices and Microstructures* 17, (1995); R. Q. Yang, J. Xu, M. Sweeny. Selection rules of intersubband transitions in conduction-band quantum wells, *Physical Review* B 50, pp. 7474-7482 (1994).
- P. Chang, C. Lin, S.J. Murry, Y. Zhou, D. Zhang, R.Q. Yang, S. Pei, C. Kuo. Optical Properties and Photoluminescence of Low-Temperature-Grown AlGaAs. *APS March Meeting* (1996); R.C. Miller, A.C. Gossard, W.T. Tsang, O. Munteanu. Extrinsic photoluminescence from GaAs quantum wells, *Phys. Rev.* B 25, pp. 3871-3877 (1982).
- Y. Chang, J.N. Schulman. Interband optical transitions in GaAs-Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As and InAs-GaSb superlattices, Phys. Rev. B 31, 2069 (1985).
- C. Sirtori, F. Capasso, J. Faist, and S. Scandolo.Nonparabolicity and a sum rule associated with bound-to-bound and bound-to-continuum intersubband transitions in quantum wells, *Phys. Rev.* B 50, pp. 8663 (1994).
- 17. Л.Е.Воробьев, Е.Л Ивченко, Д.А. Фирсов, В.А. Шалыгин. Оптические свойства наноструктур, Санкт-Петербург "Наука", сс. 38-89 (2001).
- J.F. Dynes, M.D. Frogley, M. Beck, J. Faist, and C.C. Phillips. ac Stark Splitting and Quantum Interference with Intersubband Transitions in Quantum Wells, *Phys. Rev. Lett.* 94, pp. 157403, (2005).
- I. Karabulut, U. Atav, H. Safak, M. Tomak. Linear and nonlinear intersubband optical absorptions in an asymmetric rectangular quantum well, *The European Physical Journal* B 55 (3), pp. 283-288, (2007).
- 20. F. Carosella, C. Ndebeka-Bandou, A.Wacker, R. Ferreira and G. Bastard.

Absorption in disordered heterostructures: contributions from intra- and inter-subband scattering and impact of localised states. Computational Electronics (IWCE), (2014).

- A. Honold, L. Schultheis, J. Kuhl, C.W. Tu. Collision broadening of twodimensional excitons in a GaAs single quantum well, *Phys. Rev.* B 40, 6442 (1989).
- I. Vurgaftman and J. R. Meyer. TE- and TM-polarized roughness-assisted freecarrier absorption in quantum wells at midinfrared and terahertz wavelengths, *Phys. Rev.* B 60, p. 14294 (1999).
- T. Asano, S. Noda, A. Sasaki. Absorption magnitude and phase relaxation time in short wavelength intersubband transitions in InGaAs/AlAs quantum wells on GaAs substrates, Physica E 2, pp. 111-115 (1998).
- 24. R. Paiella. Intersubband Transitions in Quantum Structures. *McGraw-Hill Companies*, pp. 137 (2006).
- J.H. Smet, C.G. Fonstad and Q. Hu. Intrawell and interwell intersubband transitions in multiple quantum wells for far-infrared sources. *J. Appl. Phys.* **79**, pp. 9305-9320 (1996); M. Helm. The Basic Physics of Intersubband Transitions, *Semiconductors and Semimetals.* **62**, pp.1-32, 73-80 (2000).
- D.E. Nikonov, A. Imamoglu, L.V. Butov and H. Schmidt. Collective intersubband excitations in quantum wells: Coulomb interaction versus subband dispersion, *Phys. Rev. Lett.* **79**, pp. 4633 (1997).
- R.J. Warburton, K. Weilhammer, J.P. Kotthaus, M. Thomas, and H. Kroemer. Influence of Collective Effects on the Linewidth of Intersubband Resonance, *Phys. Rev. Lett.* **80**, pp. 2185-2188 (1998).
- 28. S.S. Li. Int. Journ. of High Speed Electronics and Systems. 12, pp. 761-801 (2002).
- 29. K.J. Kuhn, G.U. Iyengar and S. Yee. Free carrier induced changes in the absorption and refractive index for intersubband optical transitions in Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub> As/GaAs/Al<sub>x</sub> Ga<sub>1-x</sub> As quantum wells, *J. Appl. Phys.* **70**, pp. 5010-

5017 (1991); N. Iizuka, K. Kaneko, N. Suzuki. All-optical switch utilizing intersubband transition in GaN quantum wells, *IEEE J. Quantum Electr*. **42**(8), pp. 765-771 (2006).

- S.G. Carter, V. Ciulin, M.S. Sherwin, M. Hanson, A. Huntington, L.A. Coldren, A.C. Gossard. Terahertz electro-optic wavelength conversion in GaAs quantum wells: Improved efficiency and room-temperature operation, *Appl. Phys. Lett.* 84, pp. 840-842 (2004).
- T. Chakraborty and V.M. Apalkov. Quantum cascade transitions in nanostructures, *Adv. Phys.* 52, pp. 455-521 (2003); C. Gmachl, F. Capasso, D.L. Sivco and A.Y. Cho. Recent progress in quantum cascade lasers and applications, *Rep. Prog. Phys.* 64, pp. 1533–1601 (2001).
- 32. T. Unuma, T. Takahashi, T. Noda, M. Yoshita, H. Sakaki, M. Baba, and H. Akiyama. Effects of interface roughness and phonon scattering on intersubband absorption line width in a GaAs quantum well, *Appl. Phys. Lett.* 78, pp. 3448-3450 (2001).
- T. Ando. Line width of inter-subband absorption in inversion layers, J. Phys. Soc. Jpn. 54, pp. 2671 (1985).
- T. Ando. Self-consistent results for a GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As heterojunction. II. Low temperature Moility, *Journal of Physical Society of Japan* 51 (12), pp. 3900-3907, (1982).
- 35. T. Unuma, M. Yoshita, T. Noda, H. Sakaki and H. Akiyama. Intersubband absorption linewidth in GaAs quantum wells due to scattering by interface roughness, phonons, alloy disorder, and impurities, *J. Appl. Phys.* 93, pp. 1586-597 (2003).
- T. Ando. Lineshape of Inter-Subband Optical Transitions in Space Charge Layers. Physik **B 24**, pp. 33-39 (1976).
- T. Ando. Broadening of Inter-Subband Transitions in Image-Potential-Induced Surface States outside Liquid Helium. J. Phys. Soc. Jpn. 44, pp. 765-773 (1978).

- Э.М. Казарян, В.Г. Григорян, А.М. Казарян. Внутризонное поглощение света в пространственно-ограниченных полупроводниковых средах, Известия АН Арм. ССР, Физика 11, сс. 351-359 (1976).
- 39. Э.М. Казарян, К.С. Арамян. Внутризонное поглощение света в тонких полупроводниковых пленках с учетом взаимодействия с ионизированными примесными центрами, Известия АН Арм. ССР, Физика 11, сс. 122-127 (1976).
- 40. J. Lee, H.N. Spector. Impurity-limited mobility of semiconducting thin wire, *J. Appl. Phys.* **54**(7), pp. 3921 (1983).
- 41. H. Adamska, H.N. Spector. Free carrier absorption in quantum well structures for polar optical phonon scattering, *Appl. Phys.* 56, pp.1123-1127 (1984);
  H.N. Spector. Two-photon absorption in semiconducting quantum-well structures, *Phys. Rev.* B 35, pp. 5876-5879 (1987).
- S.S. Kubakaddi, B.G. Mulimani. Hot-electron transport in semiconducting quantum well wires, *Journal of Physics C: Solid State Physics* 19(27), pp. 5453 (1986).
- J.S. Bhat, S.S. Kubakaddi, B.G. Mulimani. Free carrier absorption in semiconducting quantum wells for confined LO phonon scattering, *Appl. Phys.* 72, pp. 4966-4968 (1992).
- N.S. Sankeshwar, S.S. Kubakaddi, B.G. Mulimani. Infra-red free-carrier absorption due to impurity scattering in semiconducting quantum well structures, *J. Phys* 32, pp. 149-159 (1989).
- 45. F.M. Gashimzade. Free-carrier absorption in quantum-well structures for charged impurity scattering, *Phys Stat. Sol.* B 160, pp. 177-181 (1990); D. Chemla ; Bell Labs., Holmdel, NJ, USA ; D. Miller ; P. Smith ; A. Gossard. Room temperature excitonic nonlinear absorption and refraction in GaAs/AlGaAs multiple quantum well structures, *IEEE Journal of Quantum Electronics* 20 (3), pp. 265-275 (2003).

- 46. P.A. Maksym, T. Chakraborty. Quantum dots in a magnetic field: Role of electron-electron interactions, *Phys. Rev. Lett.* 65, p. 108 (1990); T. Chakraborty and P. Pietiläinen. Electron-electron interaction and the persistent current in a quantum ring, *Phys. Rev.* B 50, p. 8460 (1994); P.C. Sersel and K.J. Vahala. Analytical formalism for determining quantum-wire and quantum-dot band structure in the multiband envelope-function approximation, *Phys. Rev.* B 42, pp. 3690-3710 (1990).
- 47. D.B. Hayrapetyan, E.M. Kazaryan, L.S. Petrosyan, HA Sarkisyan.
   Core/shell/shell spherical quantum dot with Kratzer confining potential: Impurity states and electrostatic multipoles, *Physica* E 66, pp. 7-12 (2015).
- 48. D.B. Hayrapetyan, E.M. Kazaryan, T.V. Kotanjyan, H.K. Tevosyan. Exciton states and interband absorption of cylindrical quantum dot with Morse confining potential, *Superlattices and Microstructures* **78**, pp. 40-49 (2015).
- 49. D.B. Hayrapetyan, E.M. Kazaryan, H.K. Tevosyan. Optical properties of spherical quantum dot with modified Pöschl–Teller potential, *Superlattices and Microstructures* **64**, pp. 204-212 (2013).
- K.H.Aharonyan. Screened Coulomb bound states in a finite confining potential semiconductor quantum well. *Journal of Physics Conference Series* 350(1), (2015).
- 51. K.H.Aharonyan. The effect of screened coulomb interaction on the optical properties of EuS/PbS/EuS finite confining potential quantum well. *International Journal of Modern Physics* 15, 224–231 (2012).
- 52. E.M. Kazaryan, A.A. Kostanyan, H.A. Sarkisyan. Impurity optical absorption in parabolic quantum well, *Physica* **E 28**, pp. 423-430 (2005).
- E.M. Kazaryan, A.A. Kostanyan, H.A. Sarkisyan. Optical absorption in GaAs quantum well caused by donor-acceptor pair transitions, *J. Phys.: Cond. Matt.* 19, 046212 (9pp) (2007).
- 54. E.M. Kazaryan, A.A. Kostanyan, A.H. Gevorgyan. Free carrier absorption in quantum well in consideration of the interaction with impurities, *Journal of*

*Physics - Conference Series* **672** (1), 012008 (2016).

- Н.Н. Леденцов, В.М. Устинов, В.А. Щукин, П.С. Копьев, Ж.И. Алферов, Д. Бимберг. Гетероструктуры с квантовыми точками: получение, свойства, лазеры (обзор), ФТП, том 32, сс. 385-410 (1998).
- 56. L.V. Asryan, R.A. Suris. Inhomogeneous line broadening and the threshold current density of a semiconductor quantum dot laser, *Semicond. Sci. Technol.* **11**, pp. 554-567 (1996); L.V. Asryan, S. Luryi and R.A. Suris. Intrinsic nonlinearity of the light-current characteristic of semiconductor lasers with a quantum-confined active region, *Appl. Phys. Lett.* **81**(12), pp. 2154-2156, (2002)
- 57. D. Bimberg, N.N. Ledentsov, M. Grundmann, F. Heinrichsdorff, V.M. Ustinov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov and J.A. Lott. Edge and vertical cavity surface emitting InAs quantum dot lasers, *Solid State Electronics* 42, pp. 1433-1437 (1998).
- M.V. Maximov, Yu.M. Shernyakov, A.F. Tsatsul'nikov, A.V. Lunev, A.V. Sakharov, V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, A.E. Zhukov, A.R. Kovsh, P.S. Kop'ev, L.V. Asryan, Zh.I. Alferov, N.N. Ledentsov, D. Bimberg, A.O. Kosogov and P. Werner. High-power continuous-wave operation of a InGaAs/GaAs quantum dot laser, *J. Appl. Phys.* 83, pp. 5561-5563 (1998).
- G. Park, O.B. Shchekin and D.G. Deppe. Temperature dependence of gain saturation in multilevel quantum dot lasers, *IEEE J. Quant. Electr.* 36, pp. 1065-1071 (2000); G. Park, O.B. Shchekin and D.G. Deppe. Temperature dependence of gain saturation in multilevel quantum dot lasers, *IEEE J. Quant. Electr.* 36, pp. 1065-1071 (2000).
- 60. О.Н. Филатов, И.А. Капович. Квантовые размерные эффекты в тонких пленках InSb, *Письма в ЖЭТФ*, том 10, сс. 224-226 (1969).
  Б.А. Тавгер, В.Я. Демиховский. Квантовые размерные эффекты в полупроводниковых и полуметаллических пленках, *УФН*, том 96, вып. 1, с. 61 (1968); Обзоры работ в этой области представлены в: Optical

properties of low dimensional semiconductors, ed. by G. Abstreiter, A. Aydinli, J.-P. Leburton, *NATO ASI Series. Series E: Applied Sciences* **344** (Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, The Netherlands, 1997); A.И. Екимов, А.А. Онущенко. Размерное квантование энергетического спектра электронов в микрокристаллах полупроводников, *Письма е*  $\mathcal{W} \mathcal{T} \Phi$ , том **40**, вып. 8, сс. 337-340 (1984); S.V. Gaponenko. Optical properties of semiconductor nanocrystals, Cambridge University Press, 1998.

- P. Harrison Quantum wells, wires and dots. Theoretical and computational physics. John Wiley & Sons ltd, NY, 2005; M. Califano and P. Harrison. Presentation and experimental validation of a single-band, constant-potential model for self-assembled InAs/GaAs quantum dots, *Phys. Rev.* B 61, p. 10959 (2000).
- Sh. Huang, Zh. Dai, F. Qu, L. Zhang, X. Zhu. Self-assembled large-scale and cylindrical *CuInSe*<sub>2</sub> quantum dots on indium tin oxide films. *Nanotechnology*, Volume 13, Issue 5, pp. 691-694 (2002).
- 63. Т. Андо, А. Фаулер, Ф. Стерн. Элетронные свойства двумерных систем, M., Мир, 416 стр. (1985); A.D. Yoffea. Low-dimensional systems: quantum size effects and electronic properties of semiconductor microcrystallites (zero-dimensional systems) and some quasi-two-dimensional systems. *Advances in Physics* 42, pp. 173-262 (1993).
- 64. Gh. Safarpour, M. Novzari, M.A. Izadi, S. Yazdanpanahi. The linear and nonlinear optical properties of an off-center hydrogenic donor impurity in nanowire superlattices: Comparison between arrays of spherical and cylindrical quantum dots. *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, Volume **66**, pp. 148-156 (2015).
- 65. А.Я. Шик. Квантовые нити, Соросовский образовательн. журн., № 5, с.
  87 (1997); S. Kanjanachuchai, N. Patanasemakul, N. Thongkamkoon, N. Thudsalingkarnsakul, N. Siripitakchai, P. Changmoang, S. Thainoi, S.

Panyakeow. Optical properties of lateral InGaAs quantum dot molecules single- and Bi-layers, *Lecture Notes in Nanoscale Science and Technology* **14**, pp. 51-75 (2013).

- 66. R.K. Willardson. Self-Assembled *InGaAs GaAs* Quantum Dots. Ac. Press, v. 60 (1999); L.A. Juharyan, E.M. Kazaryan, L.S. Petrosyan. Electronic states and interband light absorption in semi-spherical quantum dot under the influence of strong magnetic field, *Solid State Commun.* 139, p. 537 (2006).
- A. Sawada, T. Usagawa, S. Ho, K. Yamaguchi. Possible new structure for one-dimensional electron-gas systems by interface bending of AlGaAs/GaAs heterojunctions, *Appl. Phys. Lett.* 60, p. 1492 (1992).
- J.P. Cheng, B.D. McCombe, G. Brozak, W. Schaff. Resonant electron–opticalphonon interactions for impurities in GaAs and GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As quantum wells and superlattices, *Phys. Rev.* B 48, pp. 17243-17254 (1993).
- L.E. Oliveira, R. Perez-Alvarez. Optical-absorption spectra associated with impurities in a GaAs-(Ga,Al)As quantum well, *Phys. Rev.* B 40, pp. 10460-10468 (1989); N. Porras-Montenegro, L.E. Oliveira. Optical-absorption spectra associated with shallow donor impurities in GaAs-(Ga,Al)As quantum-well wires, *Solid State Communications* 76 (3), pp. 275-280 (1990).
- Ж.И. Алферов. История и будущее полупроводниковых гетероструктур, ФТП, том 32, с. 3 (1998).
- M. Zaluzny. Light absorption in size-quantized film of a many valley semiconductor, *Acta Phys. Pol.* A 55, p. 819 (1979); D. Gal, G. Hodes, D. Hariskos, D. Braunger and Hans-Werner Schock. Size-quantized CdS films in thin film CuInS2CuInS2 solar cells, *Appl. Phys. Lett.* 73, p. 3135 (1998)
- А.М. Казарян, Э.М. Казарян. Поглощение света тонкой квантованной полупроводниковой пленкой, содержащей примесные центры, ФТП, том 7, с. 1383 (1977).

- 73. A.C. Gossard, Inst. Phys. Conf. Ser. N 69, Ed. E.H. Roderick. Bristol: Institute of Physics (1983). А.А. Саркисян. Электронные состояния в непроницаемом микрокристалле с параболическим потенциалом, Материалы третьей национальной конференции "Полупроводниковая микроэлектроника", сс. 71-73 (1999);
- E.M. Kazaryan, K.A. Mkhoyan, H.A. Sarkisyan, Indirect transitions in thin films due to the coulomb interactions between electrons, *Thin Solid Films* 338, pp. 185-187 (1999).
- B.F. Levine. Quantum-well infrared photodetectors, *J. Appl. Phys.* 74, pp. R1-R81 (1993); M. Graf, G. Scalari, D. Hofstetter, J. Faist, H. Beere, E. Linfield, D. Ritchie and G. Davies. Terahertz range quantum well infrared photodetector, *Appl. Phys. Lett.* 84, pp. 475-477 (2004).
- 76. A. Rogalski. Comparison of the performance of quantum well and conventional bulk infrared photodetectors, *Infrared Phys. Technol.* 38, p. 295 (1997).
- 77. G. Bastard. Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures, (Cedex France), Les editions de Physique, 1989.
- 78. C. Mailhiot, Y-C. Chang, T.C. McGill. Energy spectra of donors in GaAs-Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As quantum well structures in the effective-mass approximation, *Phys. Rev.* B 26, pp. 4449-4457 (1982); C. Mailhiot, Yia-Chung Chang, T.C. McGill. Energy spectra of donors in GaAs Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As quantum well structures, *Surface Science* 113 (3), pp. 161-164 (1982); S. Fraizzoli, F. Bassani, R. Buczko. Shallow donor impurities in GaAs-Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As quantum-well structures: Role of the dielectric-constant mismatch, *Phys. Rev.* B 41, pp. 5096-5103 (1990).
- R.L. Greene, K.K. Bajaj. Binding energies of Wannier excitons in GaAs-Ga sub(1-x)Al sub(x)As quantum well structures, *Solid State Commun.* 45, pp. 831-836 (1983); L.E. Oliveira, L.M. Falicov. Energy spectra of donors and

acceptors in quantum-well structures: Effect of spatially dependent screening, *Phys. Rev.* **B 34**, pp. 8676-8683 (1986); S. Chaudhuri, K.K. Bajaj. Effect of nonparabolicity on the energy levels of hydrogenic donors in GaAs-Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As quantum-well structures, *Phys. Rev.* **B 29**, pp. 1803-1806 (1984).

- 80. A. Latge, N. Porras-Montenegro, L.E. Oliveira. Donor 1s-2p± transitions in doped GaAs-Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As quantum wells: Effects of electric and magnetic fields, *Phys. Rev.* B 51, pp. 2259-2263 (1995); C. Weisbuch, R. Dingle, A.C. Gossard, W. Wiegmann. Optical characterization of interface disorder in GaAs-Ga1-xAlxAs multi-quantum well structures, *Solid State Communications* 38, pp 709-712 (1981).
- S.T. Lee, A. Petrou, M. Dutta, J. Pamulapati, P.G. Newman, L.P. Fu. Photoluminescence study of silicon donors in *n*-type modulation - doped GaAs/AlAs quantum wells, *Phys. Rev.* B 51, pp. 1942-1945 (1995);
- R. Chen, J.P. Cheng, D.L. Lin, B.D. McCombe, T.F. George. Excited states of hydrogenic impurities in quantum wells in magnetic fields, *J. Phys.: Cond. Matt.* 7, pp. 3577-3590 (1995).
- G. Bastard. Hydrogenic impurity states in a quantum well: A simple model, *Phys. Rev.* B 24, p. 4714 (1981).
- E.M. Kazaryan, A.A. Kostanyan, H.A. Sarkisyan.Impurity optical absorption in parabolic quantum well, *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures* 28 (4), 423-430 (2005).
- 85. V.A. Harutyunyan, E.M. Kazaryan, A.A. Kostanyan, H.A. Sarkisyan. Interband transitions in cylindrical layer quantum dot: Influence of magnetic and electric fields, *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures* 36 (1), pp.114-118 (2007).
- H.Y. Fan, W.Spitzer, R.J.Collins. Infrared absorption in n-type germanium, *Phys. Rev.* 101, pp. 566-572 (1956).

- R. Rosenberg, M. Lax. Free-carrier absorption in n-type Ge, *Phys. Rev.* 112, pp. 843-852 (1958).
- W. Walukiewicz, L. Lagowski, L. Jastrzebski, M. Lichtensteiger and H.C. Gatos. Electron mobility and free-carrier absorption in GaAs: Determination of the compensation ratio. J. Appl. Phys. 50, pp. 899-908 (1979).
- 89. M. Zaluzny. Saturation of intersubband absorption and optical rectification in asymmetric quantum wells, *J. Appl. Phys.* 74, pp. 4716-4722 (1993);
  V. Bondarenko, M. Zaluzny.Effects of the Coulomb interaction on intersubband doubling and difference-frequency mixing in asymmetric double quantum wells, *Journal of Physics: Condensed Matter* 12 (38), pp. 8267 (2000).
- B.E. Cole, T. Takamasu, K. Takehana, R. Goldhahn, D. Schulze, G. Kido, J.M. Chamberlain, G. Gobsch, M. Henini and G. Hill. Interband spectroscopy of p-type GaAs/(Al,Ga)As quantum wells at low hole densities, *Physica* B 249-251, pp. 607-611 (1998).
- 91. M. de Dios-Leyva, E. Z. da Silva and L. E. Oliveira. Effect of in-plane magnetic fields on the interband optical absorption spectra of GaAs-(Ga,Al)As superlattices, *Superlatt. & Microstruct.* 16, pp. 345-355 (1994).
- 92. D. Pal, D. Firsov and E. Towe. Interband emission and normal-incidence intraband absorption in (In,Ga)As quantum-dot nanostructures, *Physica* E 15, pp. 6-12 (2002); L. Vorobjev, D. Firsov, V. Shalygin, N. Fedosov, V. Yu. Panevin, A. Andreev, V. Ustinov, G. Cirlin, V. Egorov, A. Tonkikh, F. Fossard, M. Tchernycheva, Kh. Moumanis, F. Julien, S. Hanna, A. Seilmeier, H. Sigg. Intraband light absorption in InAs/GaAs quantum dots covered with InGaAs quantum wells, *Semiconductor science and technology* 21 (9), pp. 1341-1347 (2006).
- U. Bockelmann, G. Bastard. Interband absorption in quantum wires. I. Zeromagnetic-field case, *Phys. Rev.* B 45, pp. 1688-1699 (1992); K. Brunner, U. Bockelmann, G. Abstreiter, M. Walther, G. Böhm, G. Tränkle, and G.

Weimann. Photoluminescence from a single GaAs/AlGaAs quantum dot, *Appl. Phys. Lett.* **69**, pp. 3216-3219 (1992).

- 94. Э.М. Казарян, Р.Л. Энфиаджян. К теории поглощения света в тонких полупроводниковых пленках при наличии квантового размерного эффекта, ФТП, том 5, с. 2002 (1971).
- 95. H.N. Spector. Free-carrier absorption in quasi-two-dimensional semiconducting structures, *Phys. Rev.* B 28, pp. 971 (1983).
- 96. Chhi-Chong Wu and Chau-Jy Lin. Free-carrier absorption in n-type gallium arsenide films for polar optical phonon scattering. J. Appl. Phys. 79, pp. 781-785 (1996).
- 97. K.L. Campman, H. Schmidt, A. Imamoglu and A.C. Gossard. Interface roughness and alloy - disorder scattering contributions to intersubband transition linewidths, *Appl. Phys. Lett.* 69, pp. 2554-2556 (1996).
- P. von Allmen, M. Berz, G. Petrocelli, F.K. Reinhart, and G. Harbeke. Intersub-band absorption in GaAs/AlGaAs quantum wells between 4.2 K and room temperature, *Semicond. Sci. Technol.* 3, pp. 1211-1216 (1988).
- 99. E.B. Dupont, D. Delacourt, D. Papillon, J.P. Schnell, and M. Papuchon. Influence of ionized impurities on the linewidth of intersubband transitions in GaAs/GaAlAs quantum wells, *Appl. Phys. Lett.* **60**, pp. 2121-2122 (1992).
- 100. P.J. Price. Two-dimensional electron transport in semiconductor layers. I. Phonon scattering. Ann. Phys. 133, pp. 217-239 (1981).
- 101. F. Carosella, C. Ndebeka-Bandou, R. Ferreira, E. Dupont, K. Unterrainer, G. Strasser, A. Wacker, G. Bastard. Free-carrier absorption in quantum cascade structures, *Phys. Rev.* B 85, pp. 085310 (2012).
- 102. П.В. Павлов, А.Ф. Хохлов. Физика твердого тела, Москва Мир, 446 (2000).
- 103. T. Ando, A. B. Fowler, and F. Stern. Electronic properties of two-dimensional systems, *Rev. Mod. Phys.* 54, pp. 437-672 (1982).
- 104. K. Hirakawa and H. Sakaki. Mobility of the two-dimensional electron gas at

selectively doped n-type  $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$  heterojunctions with controlled electron concentrations, *Phys. Rev.* **B 33**, pp. 8291-8303 (1986).

105. J.B. Williams, M.S. Sherwin, K.D. Maranowski, and A.C. Gossard. Dissipation of intersubband plasmons in wide quantum wells, *Phys. Rev. Lett.* 87, pp. 037401 (2001); C.A. Ullrich and G. Vignale. Theory of the Linewidth of Intersubband Plasmons in Quantum Wells, *Phys. Rev. Lett.* 87, 037402 (2001).

## СПИСОК ОПУБЛИКОВАННЫХ РАБОТ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

- A.H. Gevorgyan, E.M. Kazaryan, A.A. Kostanyan. Free carrier absorption in quantum well in consideration of the interaction with impurities, *Journal of Physics - Conference Series* 672 (1), 012008 (2016).
- 2. A.H. Gevorgyan, E.M. Kazaryan, A.A. Kostanyan. Intersubband absorption due to scattering on ionized impurities and acoustic phonons in parabolic quantum well, *Journal of Physics Conference Series* 673 (1), 012016 (2016).
- А.О. Геворгян. Поглощение свободными носителями в параболической квантовой яме с учетом рассеяния на ионизированных примесях, Известия НАН Армении, Физика 51 (1), сс. 70-78 (2016).
- А.О. Геворгян, Э.М. Казарян, А.А. Костанян. Внутриподзонное поглощение света в параболической квантовой яме с учетом рассеяния на трехмерных отических фононах, *Известия НАН Армении*, Физика 51 (2), сс. 202-210 (2016).
- А.О. Геворгян, Э.М. Казарян, А.А. Костанян. Поглощение своодными носителями в параболической квантовой яме с учетом рассеяния на трехмерных акустических фононах. «Вестник РАУ», Физикоматематические и естественные науки. №1, с.68-74 (2016).