ՀՀ ԿՐԹՈՒԹՅԱՆ ԵՎ ԳԻՏՈՒԹՅԱՆ ՆԱԽԱՐԱՐՈՒԹՅՈՒՆ
ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆ

Արտակ Հովհաննեսի Գևորգյան

Լույսի ներգոտիական կլանումը կիսահաղորդչային պարաբոլական քվանտային փոսում

Ա.04.10 – «Կիսահաղորդիչների ֆիզիկա» մասնագիտությամբ ֆիզիկամաթեմատիկական գիտությունների թեկնածուի գիտական աստիճանի հայցման ատենախոսության

Ս Ե Ղ Մ Ա Գ Ի Ր

ԵՐԵՎԱՆ – 2016

**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РА
ЕРЕВАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕНИЙ УНИВЕРСИТЕТ**

Геворгян Артак Оганесович

ВНУТРИЗОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА В ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ПАРАБОЛИЧЕСКОЙ КВАНТОВОЙ ЯМЕ

А В Т О Р Е Ф Е Р А Т

**диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико – математических наук
по специальности 01.04.10 – “Физика полупроводников”**

ЕРЕВАН – 2016

Ատենախոսության թեման հաստատվել է Հայ-Ռուսական Համալսարանում

Գիտական ղեկավար՝ ՀՀ ԳԱԱ ակադեմիկոս, ֆիզ.մաթ. գիտ. դոկտոր, պրոֆեսոր, Է.Մ. Ղազարյան (ՀՌՀ)

Պաշտոնական ընդդիմախոսներ՝ ՀՀ ԳԱԱ թղթակից անդամ, ֆիզ.մաթ. գիտ. դոկտոր, պրոֆեսոր, Հ.Ս. Կարայան (ԵՊՀ)
ֆիզ.մաթ. գիտ. դոկտոր, դոցենտ, Կ.Հ. Ահարոնյան (ՀԱՊՀ)

Առաջատար կազմակերպություն՝ ՀՀ ԳԱԱ Ռադիոֆիզիկայի և էլեկտրոնիկայի ինստիտուտ

Ատենախոսության պաշտպանությունը տեղի կունենա 2016թ. հունիսի 24-ին, ժամը 15^{00}-ին Երևանի պետական համալսարանի ֆիզիկայի 049 մասնագիտական խորհրդի նիստում: Հասցե՝ 0025, Երևան, Ա. Մանուկյան 1

Ատենախոսությանը կարելի է ծանոթանալ ԵՊՀ գրադարանում:

Սեղմագիրը ցրված է 2016թ. մայիսի 23-ին

Մասնագիտական խորհրդի գիտական քարտուղար՝ ֆիզ.մաթ. գիտ. թեկնածու, դոցենտ Վ.Պ. Քալանթարյան

Тема диссертации утверждена в Российско-Армянском университете

Научный руководитель: **Академик НАН РА, доктор физ.-мат. наук, профессор Э.М. Казарян (РАУ)**

Официальные оппоненты: **Член-корреспондент НАН РА доктор физ.-мат. наук, профессор Г.С. Караян (ЕГУ), доктор физ.-мат. наук, доцент К.Г. Агаронян (НПУА)**

Ведущая организация: **Институт радиофизики и электроники НАН РА**

Защита диссертации состоится 24-го июня 2016г. в 15^{00} часов на заседании специализированного совета по физике 049 Ереванского государственного университета по адресу: 0025, Ереван, ул. А. Манукяна 1

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЕГУ.

Автореферат разослан 23-го мая 2016г.

Ученый секретарь специализированного совета **кандидат физ.-мат. наук, доцент В.П. Калантарян**

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность исследования

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

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-окружающая среда могут возникнуть эффекты, сглаживающие профиль ограничивающего потенциала. Примером такого эффекта является диффузия между компонентами КЯ и окружающей среды [4]. Как следствие, возникает необходимось 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 ограничиваюший потенциал. КЯ с параболическим ограничивающим потенциалом называют параболическим КЯ. Замечательной особенностью этого потенциала является его точная решаемость, что позволяет получить целый ряд аналитических результатов.

Для выявленния особенностей зонного строения КЯ широко используются оптические методы исследования подобных структур. Оптические характеристики КЯ можно выявить как за счет исследования межзонных переходов, так и внутризонных.

При этом поглощение, обусловленное переходами лишь в зоне проводимости, как в рамках одной подзоны (внутриподзонные переходы), так и между различными подзонами (межподзонные переходы), дают детальную информацию об особенностях строения зоны проводимости КЯ и в частности параболических КЯ.

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. [5-9].

Разрабатываются устройства на основе этих переходов, такие как инфракрасные фотоприемники [10], межподзонные лазеры [1], оптические переключатели [11], сверхбыстрые оптические модуляторы [12] и т.д. Эти переходы также играют ключевую роль в деле повышения эффективности квантовых каскадных лазеров [13].

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.

При МПП учет рассеяния приводит к уширению линии поглощения. В случае же ВПП без учета третьей частицы такие переходы и вовсе невозможны (последнее следует из закона сохранения энергии и импульса). Роль третьей частицы могут играть ионизированные примесные центры, акустические и оптические фононы, а также другие дефекты решетки (шероховатости поверхности, дислокации, и т.д.).

МПП рассмотрены во многих работах [см. напр. 5-9,14,15]. В работе [14] был расчитан вклад в уширение линии поглощения различных механизмов рассеяния на основе метода функций Грина предложеного Ц.Андо в известной работе [15].

Дальнейшее развитие 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 статьи [16-18]. Авторами указанных работ изучались поглощение обусловленное рассеянием носителей зарада (НЗ) на акустических фононах [16], а также на ионизированных примесных центрах [17,18]. В дальнейшем поглощение свободными носителями (ПСН) в КЯ изучалось многими авторами: с учетом рассеяния на полярных и неполярных оптических фононах [19–21], а также на ионизированных примесях с учетом экранирования [22,23]. В указанных работах потенциалы ограничения аппроксимировались прямоугольными ограничивающими потенциалами конечной и бесконечной высот.

Вместе с тем вызывает интерес рассмотрение аналогичных механизмов рассеяния в параболической КЯ.

Данная диссертационная работа посвящена теоретическому исследованию ВПП и МПП в параболической КЯ с учетом различных механизмов рассеяния НЗ.

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 коэффициент поглощения (КП) при всех вышеупомянутых механизмов рассеяния в параболической КЯ.
2. Изучены частотные характеристики КП и приведены сравнения с массивными образцами.
3. Для МПП исследованы вклады в уширение кривой поглощения всех трех механизмов рассеяния.

Научная новизна

1. 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.

Практическая ценность

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

Основные научные положения, выносимые на защиту

1. При учете экранирования потенциала ионизированного примесного центра, частотная зависимсть 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 ω^{-2}, что указывает на более сильный спад кривой поглощения с ростом ω, 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 ω^{-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 $L > 80\text{Å}$ зависимость энергетического уширения от двумерной кинетической энергии электрона претерпевает дополнительный скачок связанный с активизацией процессов сопровождающихся испусканием оптических фононов.

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 автореферата.

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.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении диссертационной работы обоснована актуальность темы, сформулирована цель работы, предствлены ее научная новизна, практическая ценность, и приведены основные научные положения выносимые на защиту.

В первой главе работы дан подробный обзор научной литературы, относящаяся к теме диссертаци. Представлены основные механизмы переходов в полупроводниковых квантовых ямах, детально рассмотрены физические условия возникновения ВПП и МПП.

Вторая глава посвящена исследованию ВПП в параболической КЯ, с учетом рассеяния на третьей частице. Выбор параболической аппроксимации потенциала ограничения позволяет получить аналитические выражения для КП. Расчеты осуществляются на основе второго порядка теории возмущений. Общий вид КП имеет вид

$$\alpha(\omega)=\frac{\sqrt{\varepsilon}}{cN}\sum_f\sum_i\frac{2\pi}{\hbar}\left|\sum_m\frac{M^{\omega}M_{\pm}^{s}}{\tilde{E}_i-\tilde{E}_m}\right|^2 f_{k_{\square}}\left(1-f_{k'_{\square}}\right)\delta\left(\tilde{E}_f-\tilde{E}_i\right), \qquad (1)$$

где ε – диэлектрическая постоянная, N – количество фотонов, падающих на КЯ в единицу времени на единицу площади, c – скорость света, $f_{k_{\square}}$ – функция распределения начального состояния, $f_{k'_{\square}}$ – функция распределения конечного состояния, $\tilde{E}_i, \tilde{E}_f$ и $\tilde{E}_m$- полные энергии системы в начальном, конечном и промежуточном состояниях, M^{ω}– матричный элемент энергии взаимодействия электрона с полем световой волны. Если роль третьей частицы играет фонон, тогда в уравнении (1) $M_{\pm}^{s}$– матричный элемент энергии взаимодействия электрона с фононом, где “+” соответствует излучению, а “–” – поглощению фонона.

<u>В параграфе 2.1</u> рассмотрен механизм рассеяния на ионизированном примесном центре. Обсуждается упругое рассеяние. Рассеивающий потенциал рассматривается трехмерным кулоновским:

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

Матричный элемент, обусловленный поглощением фотона, имеет вид

$$M_{im}^{v} = \langle \varphi_m | H' | \varphi_i \rangle = \frac{4\pi^2\sqrt{2\pi}}{S\sqrt{\varepsilon}} \hat{e}\vec{k}_i \delta_{k_\square^m k_\square^i} \left(\frac{i\hbar e}{m^*}\right)\sqrt{\frac{\hbar}{\omega}}, \qquad (3)$$

где $\hat{e}$ – вектор поляризации падающего света, ω – его частота.

В свою очередь матричный элемент рассеяния имеет вид

$$M_{mf}^{J} = \langle \varphi_f | V_C | \varphi_m \rangle = \frac{2\pi}{S}\frac{Ze^2}{\varepsilon}\frac{1}{k}\exp\left(\frac{L^2k^2}{4\gamma}\right), \qquad (4)$$

где $k = |\vec{k}| = |\vec{k}_f - \vec{k}_i|$, $\vec{k}_i$ и $\vec{k}_f$ – соответственно волновой вектор электрона до и после взаимодействия с примесью, L – ширина КЯ, γ – подгоночный параметр, m^* – эффективная масса электрона.

Для КП имеем

$$\alpha(\omega) = \alpha_a(\omega) + \alpha_b(\omega) = C_1 \exp\left(\frac{\hbar\omega}{2E_{10}} - \frac{\hbar\omega}{8E_T}\right)\left\{1 - \exp\left(-\frac{E_{10}}{E_T}\right)\right\}\times$$
$$\times\left[\frac{E_T^{1.5}}{(\hbar\omega)^{4.5}}\left(3 + \frac{\hbar\omega}{2E_T} + \frac{1}{16}\left(\frac{\hbar\omega}{E_T}\right)^2\right) + \frac{E_T^{0.5}}{(\hbar\omega)^{3.5}}\left(1 + \frac{\hbar\omega}{4E_T}\right)\right], \qquad (5)$$

где $\alpha_a(\omega)$ – КП с первоначальным поглощением фотона и с дальнейшим рассеянием на примесном центре, $\alpha_b(\omega)$ – КП с первоначальным рассеянием на примеси и с дальнейшим поглощением фотона, $E_T = k_B T$, $E_{10} = (E_1 - E_0)$ − межподзонная разница энергий (разница между нижними энергетическими подзонами), C_1 − постоянная.

С учетом условия $k_B T < \hbar\omega < E_{10}$ для выполнения ВПП, для частотной зависимости КП приходим к закону $\omega^{-5/2}$. Таким образом, по сравнению с массивным образцом, где $\alpha(\omega) \square \omega^{-7/2}$ спад КП более медленный.

<u>В параграфе 2.2</u> рассмотрен механизм рассеяния на ионизированном примесном центре с учетом эффекта экранирования. Потенциал описывается в рамках формулы Дебая – Хюккеля

$$V_{Debye} = \frac{Ze^2}{\varepsilon\sqrt{\rho^2 + z^2}}\exp\left(-\frac{\sqrt{\rho^2 + z^2}}{L_D}\right), \qquad (6)$$

где L_D – длина экранирования.

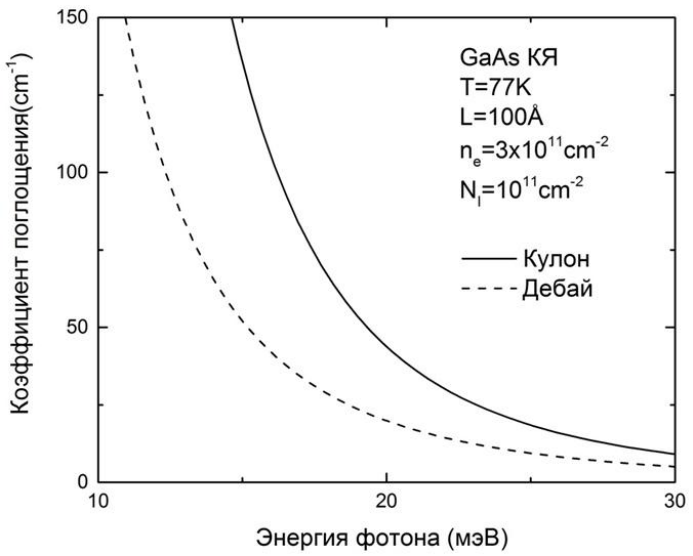

Рис. 1. Зависимость КП от энергии падающего фотона.

Выражение для КП с учетом экранирования выражается посредством неэкранированного примесного КП через формулу

$$\alpha_{Debye}(\omega) = \alpha_{Coulomb}(\omega)\frac{\exp\left(\dfrac{L^2}{2\gamma L_D^2}\right)}{\left(1+\dfrac{\hbar^2}{m^* L_D^2 \hbar\omega}\right)}. \qquad (7)$$

Для целесообразности выбора трехмерного экранированного потенциала, следует учитывать условие $L_D < L$. Анализ частотной зависимости, при выборе параметров задачи $T = 77K, \quad L = 80 \div 130\text{Å}$, дает $\omega^{-3/2}$.

На рис. 1 приведены зависимости КП от энергии падающего излучения для параболической КЯ из *GaAs*. Как видно из рис., при учете экранирования с увеличением частоты (энергии) падающего излучения, кривая поглощения спадает медленнее, чем в случае рассеяния на кулоновском потенциале.

<u>В параграфе 2.3</u> рассматривается внутриподзонное поглощение с учетом рассеяния НЗ на трехмерном продольном акустическом (LA) фононе.

Для расчета матричного элемента рассеяния можем утверждать, что имеем дело с упругим механизмом рассеяния. Для матрицы рассеяния

$$\left\langle \left| M_{3D} \right|^2 \right\rangle = \frac{\hbar\omega_q D^2}{2c_l}\left(N_q + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2}\right) = \frac{k_B T D^2}{2c_l}, \qquad (8)$$

где знак (+) соответствует процессу испускания фонона, а (–) – поглощения, D – постоянная деформационного потенциала, а c_l – продольная упругая постоянная, N_q – функция распределения акустических фононов.

Для КП окончательно имеем

$$\alpha(\omega) = C_2 \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{E_{10}}{E_T} \right) \right\} \left[\frac{E_T^2}{(\hbar\omega)^3} \left(\frac{13}{4} + \frac{\hbar\omega}{E_T} \right) \right], \tag{9}$$

где C_2 – постоянная.

Полученное аналитическое выражение (11) позволяет оценить частотную зависимость КП. Для энергий фотона $\hbar\omega > k_B T$ имеем $\alpha(\omega) \square \omega^{-2}$.

<u>В параграфе 2.4</u> рассмотрен механизм рассеяния на трехмерном продольном оптическом (LO) фононе.

Обсуждается упругий процесс рассеяния. Тогда матрица рассеяния будет иметь следующий вид

$$\left\langle \left| M_{3\mathrm{D}} \right|^2 \right\rangle = \frac{2\pi e^2 \hbar\omega_q}{q^2} \left(N_q + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \right) \left(\frac{1}{\varepsilon_\infty} - \frac{1}{\varepsilon_0} \right), \tag{10}$$

где знак (+) соответствует процессу испускания фонона, а (–) – поглощению, ε_∞ – оптическая диэлектрическая постоянная, а ε_0 – статическая диэлектрическая постоянная, N_q – функция распределения оптическиих фононов.

Для КП получим следующее выражение

$$\begin{aligned} \alpha(\omega) = C_3 & \left(\frac{1}{\exp\left(\hbar\omega_q / E_T\right) - 1} + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \right) \times \\ & \times \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{E_{10}}{E_T} \right) \right\} \left[\frac{E_{ph}}{(\hbar\omega)^3} \left(1 + \frac{E_T}{\hbar\omega \mp E_{ph}} \right) \right], \end{aligned} \tag{11}$$

где $E_{ph} = \hbar\omega_q$ – энергия фонона, C_3 – постоянная.

На рис. 2 приведены зависимости КП от энергии падающего излучения в случае поглощения LO фонона (левая кривая) и испускания (правая кривая). Как видно из рис., когда энергия фотона становится больше энергии LO фонона (~36 мэВ), активируются процессы с испусканием фонона. Значение КП при этом увеличивается на два порядка.

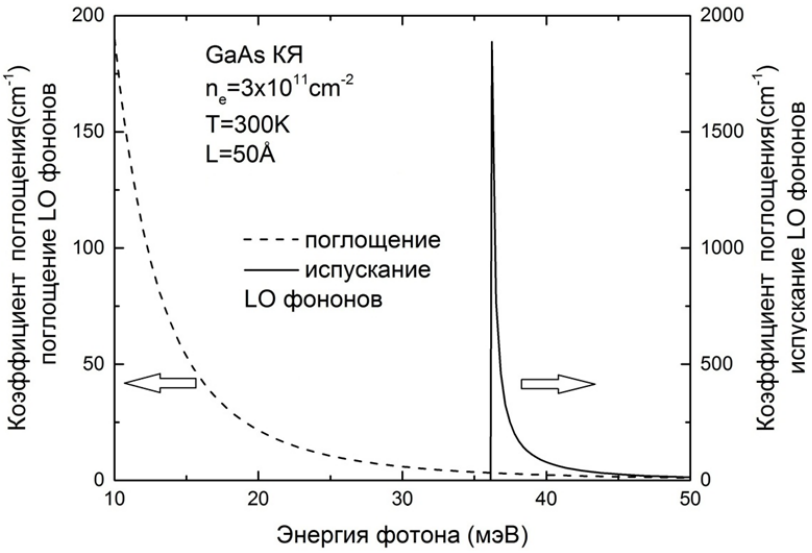

Рис. 2. Зависимость коэффициента поглощения от энергии падающего фотона при рассеянии на LO фононах

В третьей главе 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 [15]. Она применима для упругого рассеяния, в случае одночастичного возбуждения. Форма линии поглощения для переходов между самыми низкими подзонами, описывается с помощью вещественной части двумерной динамической проводимости $\sigma_{zz}(\omega)$

$$\mathrm{Re}\,\sigma_{zz}(\omega)=\frac{e^2 f_{10}}{2m^*}\int\frac{m^*}{\pi\hbar^2}dE\,f(E)\frac{\hbar\Gamma_{\text{op}}(E)}{(\hbar\omega-E_{10})^2+\Gamma_{\text{op}}(E)^2}, \qquad (12)$$

где f_{10} − сила осциллятора, $f(E)$− функция распределения, $2\Gamma_{\text{op}}$− полуширина кривой поглощения.

Глава разбита на четыре параграфа:

<u>В параграфе 3.1</u> 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.

Значение уширения обусловленного рассеянием внутри подзоны, с увеличением кинетической энергии электрона уменьшается. Для уширения,

связанного с межподзонным рассеянием наблюдается обратная картина – с увеличением кинетической энергии электрона оно уменьшается. Расчеты показывают, что при ширине $L = 100\text{Å}$ и $T = 77K$ уширение $\sim 0,5$ мэВ.

<u>В параграфе 3.2</u> описаны межподзонные оптические переходы с механизмом рассеяния на продольных акустических (LA) фононах. Расчеты основываются на теории деформационного потенциала, которая обеспечивает вычисление матричного элемента.

Вычисления показывают, что уширение не зависит от двумерной кинетической энергии электрона.

Для параболической КЯ из *GaAs* сделаны следующие численные оценки: при ширине КЯ $L = 100\text{Å}$ и $T = 300\text{K}$ уширение $\sim 0,35$ мэВ.

<u>В параграфе 3.3</u> описаны межподзонные оптические переходы с механизмом рассеяния на продольных оптических (LO) фононах. Для процессов с испусканием фононов, матричный элемент рассеяния определяется формулой

$$\left\langle \left| M_{3\text{D}} \right|^2 \right\rangle = \frac{2\pi e^2 \hbar \omega_q \left(N_q + 1 \right)}{q^2} \left(\frac{1}{\varepsilon_\infty} - \frac{1}{\varepsilon_0} \right), \tag{13}$$

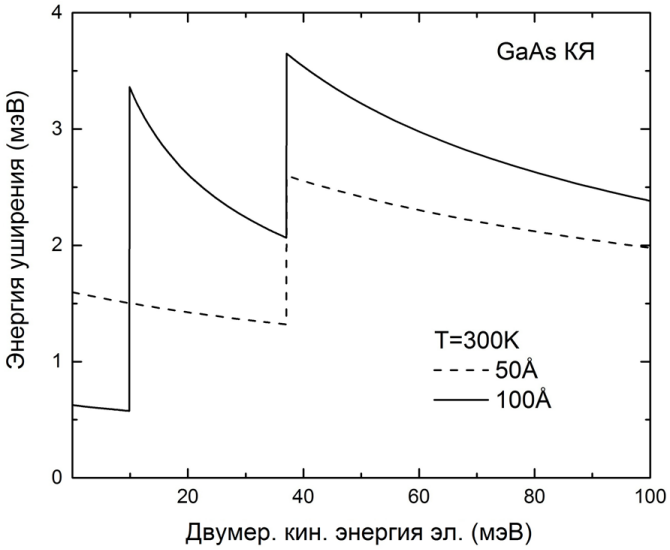

Рис. 3. Зависимость энергии уширения при рассеянии на LO фононах от двумерной кинетической энергии электрона, при разных значениях ширины КЯ.

соответственно, для процессов с поглощением имеем,

$$\left\langle \left| M_{3\text{D}} \right|^2 \right\rangle = \frac{2\pi e^2 \hbar \omega_q N_q}{q^2} \left(\frac{1}{\varepsilon_\infty} - \frac{1}{\varepsilon_0} \right). \tag{14}$$

Сравнивая результаты уширений для КЯ при $L = 100\text{Å}$ и $L = 50\text{Å}$ (рис. 3) видно, что при $L = 100\text{Å}$ ширина линии имеет два скачка.

Первый скачок (~10мэВ) происходит вследствие межподонного уширения, т.к. становится возможным межподзонное рассеяние с испусканием фонона – энергия электрона удовлетворяет условию $E_{кин.\ эл.} + E_{10} \geq \hbar\omega_q$.

Второй скачок связан с внутриподзонным рассеянием, когда удовлетворяется условие $E_{кин.\ эл.} \geq \hbar\omega_q$.

<u>В параграфе 3.4</u> расчитан КП, с учетом суммарного вклада в уширение всех рассмотренных механизмов рассеяния: на ионизированных примесных центрах, акустических и оптических фононах.

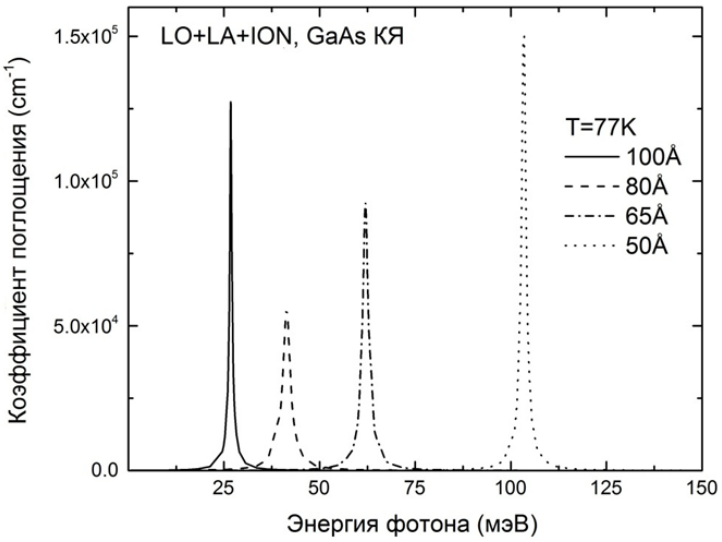

Рис. 4. Зависимость КП от энергии падающих фотонов.

Соответствующий КП представлен на рис. 4 $(T = 77\text{K})$. Как следует из рисунка с уменьшением ширины КЯ, пик поглощения претерпивает синее смещение.

Когда ширина КЯ равняется $L = 100\text{Å}$, ширина линии поглощения меньше, чем при больших ширинах КЯ, и наблюдается нарушение монотонного поведения значения КП. Такое поведение определяется двухступенчатым характером уширения при $L = 100\text{Å}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключении кратко сформулируем основные результаты и выводы диссертационный работы:

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. Вычисленны 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 частоты падает быстрее. Понятно, что с увеличением ширины КЯ КП уменьшается.
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 $L > 80\text{Å}$, выявлено нарушение монотонного поведения кривой КП, что является следствием включения в КП механизма поглощения сопровождаемого испусканием оптического фонона.

СПИСОК ЦИТИРУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. 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).
2. 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).

3. Э.М. Казарян, С.Г. Петросян. Физические основы полупроводниковой наноэлектроники (на арм. языке), Издательство РАУ, Ереван, (2005).
4. Л.С. Петросян. Электронные состояния в сферических квантовых точках с Вуд-Саксовым огрниченичивающим потенциалом, Известия НАН Армении, Физика 37(3), сс. 173-176 (2002).
5. 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).
6. R. Paiella. Intersubband Transitions in Quantum Structures. McGraw-Hill Companies, pp. 137 (2006).
7. M. Helm. The Basic Physics of Intersubband Transitions, Semiconductors and Semimetals. 62, pp.1-32, 73-80 (2000).
8. 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).
9. 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).
10. S.S. Li. Int. Journ. of High Speed Electronics and Systems. 12, pp. 761-801 (2002).
11. 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).
12. 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).
13. T. Chakraborty and V.M. Apalkov. Quantum cascade transitions in nanostructures, Adv. Phys. 52, pp. 455-521 (2003).
14. 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).

15. T. Ando. Line width of inter-subband absorption in inversion layers, J. Phys. Soc. Jpn. 54, pp. 2671 (1985).
16. 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).
17. 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).
18. J. Lee, H.N. Spector. Impurity-limited mobility of semiconducting thin wire, J. Appl. Phys. 54(7), pp. 3921 (1983).
19. H. Adamska, H.N. Spector. Free carrier absorption in quantum well structures for polar optical phonon scattering, Appl. Phys. 56, pp.1123-1127 (1984).
20. 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).
21. 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).
22. 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).
23. F.M. Gashimzade. Free-carrier absorption in quantum-well structures for charged impurity scattering, Phys Stat. Sol. B 160, pp. 177-181 (1990).

СПИСОК ОПУБЛИКОВАННЫХ РАБОТ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

1. 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).
3. 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).

4. 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).
5. 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», Физико-математические и естественные науки. №1, с.68-74 (2016).

Ամփոփագիր

Կիսահազորդչային քվանտային փոսերը (ՔՓ) արդեն ապացուցել են, որ հանդիսանում են ժամանակակից կիսահաղորդչային սարքերի կոմպոնենտային մաս, սկսած հետերոանցումային լազերներից և վերջացրած սենսորներով: Ուստի անհրաժեշտ է մանրակրկիտ ուսումնասիրել այդ համակարգերում ընթացող ֆիզիկական երևույթները: Տեսական նկարագրման տեսանկյունից դա նշանակում է ուսումնասիրվող կառուցվածքի համար լուծել համապատասխան Շրյոդինգերի հավասարումը:

Մեկէլեկտրոնային համիլտոնիանի կառուցման համար անհրաժեշտ է առաջարկել ՔՓ սահմանափակող պոտենցիալի մաթեմատիկական մոդել: Պարզ է, որ այդպիսի պոտենցիալի համեմատաբար պարզ մոդել կարող է ծառայել ուղղանկյուն միաչափ սահմանափակող պոտենցիալը (ինչպես վերջավոր, այնպես էլ անվերջ բարձրության): Մյուս կողմից ՔՓ աճեցման ժամանակ ՔՓ–շրջակա միջավայր անցման սահմանին կարող են առաջանալ երևույթներ, որոնք հարթեցնում են սահմանափակող պոտենցիալի տեսքը: Այդպիսի երևույթի օրինակ է հանդիսանում ՔՓ և շրջակա միջավայրի բաղադրությունների միջև դիֆուզիան: Հետևաբար՝ անհրաժեշտություն է առաջանում ՔՓ նկարագրող համիլտոնիանում ներմուծել սահմանափակող պոտենցիալ, որը հաշվի է առնվում ՔՓ և շրջակա միջավայրի ֆիզիկաքիմիական հատկությունները: Հասկանալի է, որ առաջին մոտավորությամբ այդպիսի պոտենցիալ կարող է հանդիսանալ պարաբոլական սահմանափակող պոտենցիալը:

ՔՓ գոտիական կառուցվածքի առանձնահատկությունների բացահայտման համար լայնորեն կիրառվում են նման կառուցվածքների հետազոտության օպտիկական մեթոդները: ՔՓ օպտիկական բնութագրերը կարելի է բացահայտել միջգոտիական, ինչպես նաև ներգոտիական անցումների ուսումնասիրության արդյունքում:

Ընդ որում օպտիկական անցումներով պայմանավորված կլանումը հաղորդականության գոտում, ինչպես մեկ ենթագոտու, այնպես էլ տարբեր ենթագոտիների միջև, տալիս է մանրամասն տեղեկություն ՔՓ, և մասնավորապես՝ պարաբոլական ՔՓ գոտիական կառուցվածքի առանձնահատկությունների մասին:

Ատենախոսությունը նվիրված է ներենթագոտիական և միջենթագոտիական օպտիկական անցումներով պայմանավորված կլանման գործակցի (ԿԳ) ուսումնասիրմանը պարաբոլական ՔՓ՝ հաշվի առնելով ցրումները երրորդ մասնիկի վրա: Որպես երրորդ մասնիկ դիտարկվել են իոնացված խառնուկային կենտրոնը, եռաչափ ձայնային և օպտիկական ֆոնոնները:

Գիտական արդյունքները

1. Դիտարկված են ներենթագոտիական օպտիկական անցումները պարաբոլական ՔՓ-ում՝ խոտորումների տեսության երկրորդ կարգի շրջանակներում: Հաշվի են առնված ցրման երեք մեխանիզմներ՝ իոնացված խառնուկային կենտրոնների (էկրանավորումով և առանց էկրանավորման), եռաչափ ձայնային և օպտիկական ֆոնոնների վրա: ԿԳ-ների համար ստացված են վերլուծական տեսքեր, բերված են թվային գնահատականներ:
2. Ներենթագոտական ԿԳ-ի համար հետազոտվել են ջերմաստիճանային և հաճախային կախվածությունները վերը նշված մեխանիզմների համար պարաբոլական ՔՓ-ում: Խառնուկային կենտրոններից ցրվելիս բացահայտվել է, որ ՔՓ-ում հաճախության աճմանը զուգընթաց ԿԳ-ի

արժեքն ավելի արագ է փոքրանում, քան զանգվածային նմուշում: Ֆոնոնային (ձայնային կամ օպտիկական) ցրման դեպքում տեղի ունի հակառակ պատկերը՝ հաճախության աճի հետ ԿԳ-ի արժեքը ՔՓ-ում ավելի դանդաղ է փոքրանում, քան զանգվածային նմուշում: Ցույց է տրված, որ փոսի լայնության մեծացմանը զուգընթաց ԿԳ-ի արժեքը փոքրանում է:

3. Հետազոտվել են միջենթագոտիական անցումները պարաբոլական ՔՓ-ում՝ հաշվի առնելով ցրումներն իոնացված խառնուկային կենտրոններից, ինչպես նաև եռաչափ ձայնային և օպտիկական ֆոնոններից: Կատարվել են կլանման կորի՝ լիցքակիրների կինետիկ էներգիայով և ջերմաստճանով պայմանավորված լայնացման թվային հաշվարկներ: Օպտիկական ֆոնոններով պայմանավորված ցրման դեպքի համար ստացվել է էներգիական լայնացման արժեքի թռիչքաձև փոփոխություն՝ կախված ՔՓ-ի լայնությունից:

4. Հիմք ընդունելով երկչափ էլեկտրոնային գազի համար հաղորդականության արտահայտությունը՝ հաշվարկվել է միջենթագոտիական ԿԳ-ը ՔՓ-ի լայնության տարբեր արժեքների համար: Ցույց է տրվել, որ քվանտային փոսի լայնության աճին զուգընթաց ԿԳ-ի արժեքը նվազում է: Վերհանվել է ԿԳ-ի մոնոտոն պահվածքի խախտում՝ սկսած ՔՓ-ի լայնության $L > 80\text{Å}$ արժեքներից, որը պայմանավորված է ԿԳ-ի մեջ օպտիկական ֆոնոնների առաքման պրոցսի ներդրմամբ:

SUMMARY

Semiconductor quantum wells (QW) have proven to be reliable core components of modern semiconductor devices − from heterostructure lasers to sensors. Hence, it is necessary to study the physical processes in these systems in detail. From the theoretical point of view this means the necessity to find a corresponding solution for the Schrodinger equation for the considered systems. So it is necessary to offer a mathematical model of the quantum well confining potential for the construction of single-electron Hamiltonian. It is clear that the simplest model may be one-dimensional rectangular confining potential.

On the other hand, there is a need to consider a more realistic model of the confining potential, which takes into consideration both the physical and chemical properties of the structure and its geometry. Different models were applied for confinement potentials in low-dimensional systems for these purposes. In the first approximation, the confinement potential can be approximated by a parabolic one.

Intersubband and intrasubband transitions in QWs have a huge interest currently due to their unique characteristics: great ability to customize the wavelength of transitions, ultrafast relaxation, many-body effects, etc.

The importance of this can be found not only in terms of fundamental physics, but also the development of new technological applications. Many devices are developed based on inter- and intrasubband transitions in semiconductor quantum wells, such as infrared photodetectors, intersubband lasers, optical switches, ultrafast optical modulators, etc. These transitions play even bigger and key role for improving the performance of quantum cascade lasers.

The dissertation is devoted to the research of absorption coefficient for intersubband and intrasubband optical transitions in a parabolic quantum well, taking into account the scattering on the third particle. As a third particle the ionized impurity centers, acoustic and optical phonons are considered.

Research results

1. Intrasubband transitions in a parabolic quantum well are discussed on the basis of the second-order perturbation theory. Three mechanisms of scattering of charged carriers are considered: ionized impurity center with and without screening, three-dimensional acoustic and optical phonons. For the absorption coefficient analytical expressions are obtained and numerical estimates are done.
2. Absorption coefficient frequency and temperature dependences for intrasubband transitions in a parabolic QW are examined. In case of scattering on ionized impurity centers it is revealed, that with the increase of frequency the absorption coefficient decreases slower than in a bulk sample case. In the case of a phonon scattering (acoustic and optical phonons) we have the opposite picture: with the increase of frequency the absorption coefficient decreases faster than in a bulk case. Also, with the increase of QW width AC decreases.
3. Intersubband transitions in a parabolic QW are investigated taking into account both scattering on ionized impurity centers and three-dimensional longitudinal acoustic and optical phonons. Numerical calculations for lineshape broadening are done in dependence on charge carriers kinetic energy and temperature. In case of scattering on optical phonons an abrupt shift of the broadening with the decrease of QW width is indicated.
4. Based on the expression for a two-dimensional conductivity of electron gas intersubband AC is calculated different values of QW width. It is shown that the AC decreases with the increase of QW width. For the QW widths of $L > 80\text{Å}$ a violation of the monotonic behavior of AC is obtained, which is associated with an activation of LO phonons emission.