

## Литература

1. *Корепанов В. И., Федоров С. М., Шульга В. А.* Применение низкоинтенсивного лазерного излучения в дерматологии. Рос. мед. акад. последиплом. образования, Центр. кож.-вен. ин-т. М. 1996. 54 с.
2. *Лисенкова А. М., Железнякова Т. А., Сенчук В. В.* Экспериментальное исследование эффективности лазерного метода регуляции транспорта антибиотиков через модель кожного покрова // Спектральные приборы для аналитических применений. Перспективные разработки. Под. ред. Воропая Е. С. Мн.: БГУ, 2005. С. 174–192.
3. *Тучин В. В.* Лазеры и волоконная оптика в биомедицинских исследованиях. Саратов. 1998. 384 с.
4. *Сетейкин А. Ю., Гершевич М. М., Еришов И. А.* Моделирование процессов взаимодействия низкоинтенсивных лазерных пучков с многослойными рассеивающими биоматериалами // ЖТФ. 2002. Т. 72. вып. 1. С. 100–104.

## СИСТЕМА УПРАВЛЕНИЯ ДЛИНОЙ ВОЛНЫ ИЗЛУЧЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ДВУХВОЛНОВОГО ЛАЗЕРА

**И. Н. Карчевская**

Создание полупроводниковых лазерных диодов на основе асимметричной квантоворазмерной гетероструктуры, обеспечивающих генерацию излучения на двух различных оптических длинах волн, позволило разработать структуры квантоворазмерных гетеролазеров, способных излучать оптические сигналы на двух или трех длинах волн одновременно со стабильной амплитудой и частотой повторения в гигагерцовом диапазоне. Появление таких лазеров дает широкие возможности для создания высокоэффективных двухволновых лазерных измерительных и диагностических систем нового типа, обеспечивающих большую точность измерений по сравнению с аналогичными одноволновыми лазерными структурами. Метрологические характеристики систем на основе двухволновых лазеров в значительной степени определяются точностью задания и возможностью перестройки длин волн лазерного излучения, поэтому разработка методов управления и стабилизации длины волны излучения двухволновых инжекционных лазеров является важной и актуальной проблемой.

Обеспечение стабильности и надежности работы полупроводникового лазера предполагает повышение временной когерентности, которое возможно путем подавления частотного шума и уменьшения ширины линии излучения. Частоту генерации лазера можно регулировать, подстраивая соответствующим образом ток и температуру. При этом отклик частоты лазера на изменения тока оказывается более широкополосным, чем отклик на изменения температуры. В установке, предназначенной для подавления частотного шума путем регулировки тока, для стабилизации

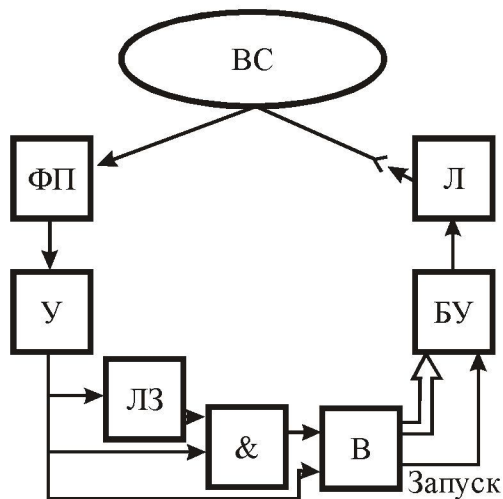


Рис.1. Функциональная схема системы измерения длины волны излучения полупроводникового инжекционного лазера

нового инжекционного лазера. Система содержит источник лазерного излучения Л, блок управления длиной волны излучения лазера БУ, дисперсионный волоконный световод ВС, фотоприемник ФП, усилитель У, вычислительный блок В, элемент «И» &, линию задержки ЛЗ. В качестве дисперсионного элемента используется волоконно-оптический световод.

Время распространения оптического излучения в световоде будет зависеть от длины волны излучения. Блок управления длиной волны излучения БУ формирует импульсы тока  $I_1$  и  $I_2$  для запуска лазера на длинах волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ . При замкнутой петле оптической обратной связи в системе устанавливается процесс рециркуляции одновременно на двух оптических длинах волн, период  $\tau$  которой определяется оптической задержкой излучения в световоде при постоянной электрической задержке в блоках системы. Разность оптических задержек за один период рециркуляции равняется

$$\Delta t = \frac{L}{c}(n_1 - n_2), \quad (1)$$

где  $L$  – длина световода,  $c$  – скорость света в вакууме,  $n_1, n_2$  – коэффициенты преломления излучения в световоде на длинах волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ . Измеряя частоту (период) рециркуляции на первой длине волны определяется ее коэффициент преломления в световоде, а, следовательно, и длина волны излучения. Измеряя разность частот рециркуляции на первой и второй длинах волн, определяется вторая длина волны излучения. Перестройка и управление длиной волны осуществляется путем изменения тока инжекции лазера. Длину волоконного световода  $L$  следует выбирать таким

частоты используют отрицательную обратную связь, чтобы удерживать частоту вблизи необходимого эталонного значения [1].

Для решения задачи измерения и управления длиной волны лазерного излучения предлагается система, в которой реализуется режим оптико-электронной рециркуляции одновременно на двух оптических длинах волн [2]. На рис.1 представлена функциональная схема системы измерения длины волны излучения двухвол-

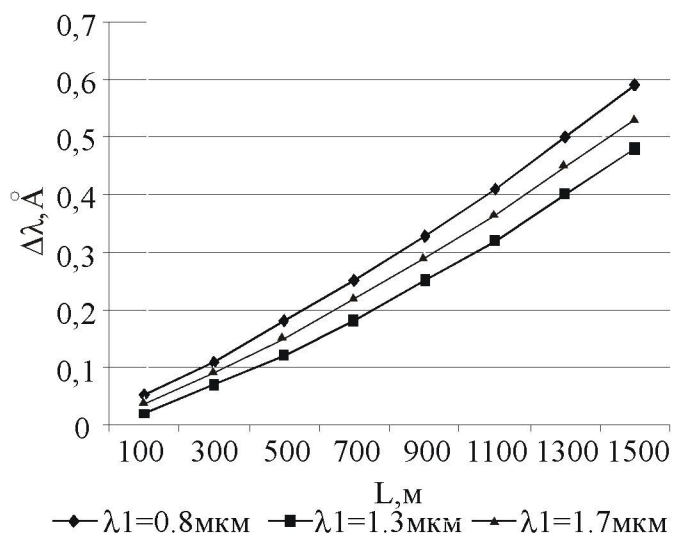


Рис.2. Зависимость чувствительности изменения  $\delta\lambda$  от длины оптоволоконной линии  $L$  для оптоволоконной линии из  $\text{SiO}_2$

и управления длинами волн излучения двухволнового полупроводникового лазера для различных видов оптоволоконной линии и световодов различной длины в диапазоне длин волн от 0,6 мкм до 1,7 мкм. На рис.2 представлена зависимость разрешения системы  $\delta\lambda$  от длины волокна для волокна, изготовленного из оксида кремния. Результат показал, что чувствительность измерения одной из длин волн тем выше, чем меньше длина оптоволоконной линии.

На рис.3 показана зависимость разрешения системы  $\delta\lambda$  от длины волны излучения лазера для световода из 9,1% $\text{GeO}_2$ , 7,7% $\text{B}_2\text{O}_3$ , 83,2% $\text{SiO}_2$ . Как видно из графика при длине оптоволоконной линии 100 метров чувствительность изменяется от 0,04  $\text{Å}$  до 0,02  $\text{Å}$ , а при  $L=200\text{м}$  чувствительность находится в пределах 0,09 – 0,04  $\text{Å}$ . Данные графики в общем повторяют зависимость изменения дисперсии от длины волны.

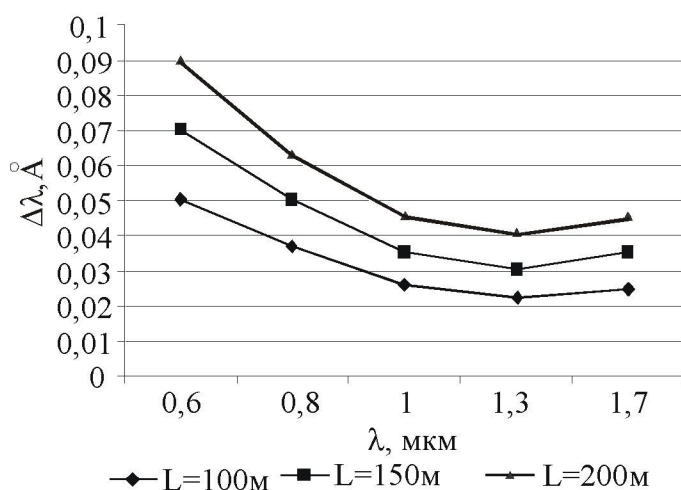


Рис.3. Зависимость чувствительности измерения  $\delta\lambda$  от  $\lambda$  для различных длин оптоволоконной линии  $L$

образом, чтобы время задержки в нем оптического излучения было больше времени электрической задержки в функциональных блоках системы. Диапазон рабочих длин волн  $\Delta\lambda$  определяется спектром пропускания волоконно-оптического световода и полосой приемника излучения.

Было выполнено математическое моделирование работы системы изме-

рения дисперсии от длины волны.

На рис. 4 представлена зависимость изменения числа периодов рециркуляции от изменения одной из длин волн излучения двухволнового лазера. Для оптоволоконной линии, изготовленной из оксида кремния на длинах волн 1,3 мкм при изменении длины одной из

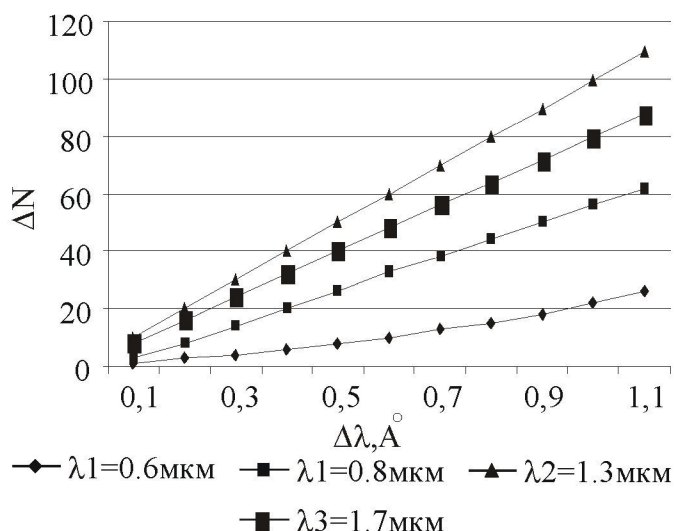


Рис. 4. Зависимость числа периодов рециркуляции от изменения  $\lambda_1 - \lambda_2$  для различных длин волн в оптоволокне из  $\text{SiO}_2$

волн на  $0,1 \text{ Å}$  количество периодов рециркуляции изменяется на 10 периодов.

Таким образом, по результатам математического моделирования работы системы можно сделать вывод, что наилучшая чувствительность наблюдается на длине волны  $1,3 \text{ мкм}$ . При длине оптоволокна  $100 \text{ метров}$  система чувствительна к изменению длины волны излучения одного из лазеров на  $0,02 \text{ Å}$ , а с увеличением длины оптического волокна

до двухсот метров чувствительность ухудшается до  $0,04 \text{ Å}$ .

Таким образом, реализация режима оптико-электронной рециркуляции одновременно на двух оптических длинах волн позволяет одновременно измерять обе длины волны излучения и управлять каждой длиной волны генерации двухволнового лазера, а результаты математического моделирования показывают высокую эффективность и высокие точностные характеристики системы.

#### Литература

1. Физика полупроводниковых лазеров: пер. с японск./ Под ред. Х. Такумы. – М.: Мир, 1989. – 310с., ил.
2. Патент РФ №4388 Устройство измерения длины волны когерентного оптического излучения / В.Л. Козлов, С.И. Чубаров. Оpubл 22.11.2001.

## АНАЛИЗ ИНЖЕКЦИОННОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ В КВАНТОВОКАСКАДНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ

Д. В. Квартальный

### ВВЕДЕНИЕ

Захват носителей в квантовые ямы из нелокализованных состояний (состояний непрерывного спектра) может быть обусловлен двумя механизмами. Первый – это захват носителя в результате испускания им оптического фотона и перехода на один из уровней ямы [1]. Такой вид захвата характерен для случая, когда энергетический зазор между свобод-

ным состоянием носителя над ямой и ближайшим уровнем энергии в квантовой яме больше энергии оптического фонона. В случае же, если энергетический зазор меньше энергии оптического фонона, а также при высоких концентрациях носителей заряда существенную роль играет межчастичное электрон-электронное (e-e) рассеяние [2–5].

Данная работа представляет собой результат исследования процесса захвата носителей в полупроводниковые квантовые ямы при кулоновском электрон-электронном взаимодействии. Целью работы являлось получение оценки для скорости переходов электронов из свободного состояния над ямой на уровни энергии в самой яме.

### РАСЧЕТ СКОРОСТИ ПАРНОГО ЭЛЕКТРОН-ЭЛЕКТРОННОГО РАССЕЯНИЯ

Рассмотрим захват носителей из состояний над ямой на уровни прямоугольной полупроводниковой ямы. Из-за ортогональности волновых функций волновую функцию наиболее низко расположенных энергетических состояний над ямой с двумя подзонами можно приближенно считать подобной волновой функции третьей подзоны более глубокой ямы. Для данной модели применима теория межподзонного электрон-электронного рассеяния в полупроводниковых квантовых ямах.

Теория межчастичного рассеяния дает аналитическую формулу для полного темпа  $\alpha$ - $\beta$ -рассеяния в борновском приближении. В используемой в [6] модели частица  $\alpha$  с двумерным волновым вектором  $\mathbf{k}_1$  находится в энергетической подзоне  $i$ , а частица  $\beta$  с волновым вектором  $\mathbf{k}_2$  — в подзоне  $j$  ( $\alpha, \beta \in \{e, h\}$ ). В результате кулоновского взаимодействия частица  $\alpha$  рассеивается в подзону  $f$  с волновым вектором  $\mathbf{k}_1'$ , а частица  $\beta$  — в подзону  $m$  с волновым вектором  $\mathbf{k}_2'$ . В итоге скорость рассеяния при кулоновском взаимодействии частиц запишется как:

$$R_{ijfm}^{\alpha\beta} = \frac{2\pi R_y}{\hbar} \frac{2m_r}{m_0 \varepsilon^2} \int \left\{ \int_0^{2\pi} \eta \frac{|F_{ijfm}^{\alpha\beta}(q)|^2}{q^2} d\theta \right\} f_i^\alpha(\mathbf{k}_1) f_j^\beta(\mathbf{k}_2) \frac{2d\mathbf{k}_1}{(2\pi)^2} \frac{2d\mathbf{k}_2}{(2\pi)^2}, \quad (1)$$

где  $f(\mathbf{k})$  — функция распределения носителей по состояниям;  $E$  — энергия частицы;  $q$  — модуль переданного первой частице  $\alpha$  импульса  $\mathbf{q} = \mathbf{k}_1' - \mathbf{k}_1$ ;  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость среды;  $\theta$  — угол между векторами  $\mathbf{g}$  и  $\mathbf{g}'$ ;  $R_y \approx 13.6$  эВ — ридберговская энергия;

$$q^2 = \left( g_0^2 + 2g^2 - 2g\sqrt{g_0^2 + g^2} \cos\theta \right) / 4; \quad g_0^2 = 8m_r E_s^{\alpha\beta} / \hbar^2; \quad \mathbf{g} = 2m_r \left( \frac{\mathbf{k}_1}{m_\alpha} - \frac{\mathbf{k}_2}{m_\beta} \right),$$

$$\mathbf{g}' = 2m_r \left( \frac{\mathbf{k}}{m_{\alpha 1}} - \frac{\mathbf{k}}{m_{\beta 2}} \right) = 2\mathbf{k}' - 2m_r \left( \frac{\mathbf{k}_1}{m_{\beta}} + \frac{\mathbf{k}_2}{m_{\beta}} \right); \quad m_r = m_{\alpha}m_{\beta}/(m_{\alpha} + m_{\beta}) \quad - \text{приве-}$$

денная масса двух частиц;  $m_{\alpha}$ ,  $m_{\beta}$  — эффективные массы частиц; коэффициент  $\eta$  для е-е-рассеяния равен 1/4.

Форм-фактор  $F_{ijfm}^{\alpha\beta}(q)$ , определяющий степень перекрытия огибающих волновых функций  $\varphi_n(z)$ , согласно [2]:

$$F_{ijfm}^{\alpha\beta}(q) = \int_{-\infty}^{\infty} \varphi_f^{\alpha}(z_1) \varphi_m^{\beta}(z_2) e^{-q|z_1-z_2|} \varphi_i^{\alpha}(z_1) \varphi_j^{\beta}(z_2) dz_1 dz_2, \quad \alpha, \beta \in \{e, h\}. \quad (2)$$

Отметим, что носители заряда в квазиравновесном состоянии в основном сосредоточены у дна своей энергетической подзоны с кинетической энергией порядка  $kT$ . Изменение же кинетической энергии в результате рассеяния (которое соответствует изменению волнового вектора  $q$ ) имеет порядок  $E_s^{\alpha\beta}$ . Таким образом, если  $E_s^{\alpha\beta} \gg kT$ , то можно пренебречь величиной  $g$  по сравнению с  $g_0$  и тогда  $q \approx g_0/2$ . В этом случае формула (1) упрощается [6]:

$$R_{ijfm}^{\alpha\beta} = (2\pi)^2 \eta R y \hbar \frac{n_i^{\alpha} n_j^{\beta}}{m_0 \varepsilon^2} \frac{|F_{ijfm}^{\alpha\beta}(g_0/2)|^2}{E_s^{\alpha\beta}} \quad (3)$$

где  $E_s^{\alpha\beta} = E_i^{\alpha} + E_j^{\beta} - E_f^{\alpha} - E_m^{\beta}$ ;  $E_i^{\alpha}$ ,  $E_f^{\alpha}$ ,  $E_j^{\beta}$ ,  $E_m^{\beta}$  — энергии подзон для частиц  $\alpha$  и  $\beta$ ;  $n_{i(j)}^{\alpha(\beta)}$  — двумерная концентрация частиц  $\alpha$  ( $\beta$ ) в подзоне  $i$  ( $j$ ).

Рассмотрим взаимодействия и переходы между тремя указанными выше подзонами в нашей модели. Под  $n_3$  будем понимать концентрацию носителей в состоянии непрерывного спектра над ямой. Получим выражения для скорости перехода электронов из третьего уровня на два нижних в результате е-е-рассеяния. Анализ форм-фактора (2) для случая симметричной квантовой ямы показывает, что в такой системе разрешены только межподзонные переходы, сохраняющие суммарную четность номеров подзон. Таким образом, нам достаточно рассмотреть е-е-рассеяние по схеме 3122, 3322, 3221 и 3311. При этом нужно учесть, что при е-е-рассеянии 3311 и 3322 за один акт рассеяния из третьей подзоны уходят сразу два электрона. С учетом сказанного для скоростей перехода электрона в результате указанных выше процессов в прямоугольной квантовой яме  $d$  с бесконечными барьерами ( $E_i^{\alpha} = (\pi \hbar i)^2 / 2m_{\alpha} d^2$ ) на основе приближенной формулы (3) получим следующие выражения:

$$R_{3322}^{ee} = \frac{Ry}{5\hbar} \frac{m_e n_3^2 d^2}{m_0 \varepsilon^2} \left| F_{3322}^{ee} (g_0/2) \right|^2, \quad (4)$$

$$R_{3311}^{ee} = \frac{Ry}{4\hbar} \frac{m_e n_3^2 d^2}{m_0 \varepsilon^2} \left| F_{3311}^{ee} (g_0/2) \right|^2, \quad (5)$$

$$R_{3221}^{ee} = \frac{Ry}{4\hbar} \frac{m_e n_2 n_3 d^2}{m_0 \varepsilon^2} \left| F_{3221}^{ee} (g_0/2) \right|^2, \quad (6)$$

$$R_{3122}^{ee} = \frac{Ry}{\hbar} \frac{m_e n_1 n_3 d^2}{m_0 \varepsilon^2} \left| F_{3122}^{ee} (g_0/2) \right|^2. \quad (7)$$

Для такой ямы форм-фактор  $F_{ijm}^{\alpha\beta} (g_0/2)$  находится точно аналитически:

$$F_{3322}^{ee} (g_0/2) = \frac{91\pi - 72e^{-\pi} - 72}{169\pi^2} \approx 0.126366,$$

$$F_{3311}^{ee} (g_0/2) = \frac{9\sqrt{2}\pi + e^{-2\sqrt{2}\pi} - 1}{36\pi^2} \approx 0.109725,$$

$$F_{3221}^{ee} (g_0/2) = \frac{2(1885\pi - 768e^{-2\pi}\sqrt{2}\pi + 1885)}{9425\pi^2} \approx 0.110781,$$

$$F_{3122}^{ee} (g_0/2) = \frac{65\pi - 48e^{-\pi} - 48}{130\pi^2} \approx 0.120127.$$

Из выражений (5)—(8) видно, что скорость переходов растет пропорционально квадрату ширины квантовой ямы.

## РЕЗУЛЬТАТЫ

Воспользуемся рассмотренной выше теоретической моделью для нахождения обратного времени жизни электронов  $\tau^{-1} = R/n$  на третьем уровне, связанного с межподзонным рассеянием. Рассмотрим переходы на две нижние подзоны в прямоугольной квантовой яме с бoльцмановским распределением носителей по состояниям в пределах каждой подзоны (эффективная масса электрона  $m_e = 0,067m_0$ , диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon = 13,1$ ,  $n_1 = n_2 = n_3 = n_s = 10^{-10}$  см<sup>-2</sup>, температура  $T=300$  К). На рис. 1 представлены зависимости обратного времени жизни электронов  $\tau^{-1}$  при e-e-рассеянии для переходов 3122, 3322, 3221, 3311 как функции толщины идеальной квантовой ямы, построенные с использованием приближенных формул (4)-(7) и точной (1).

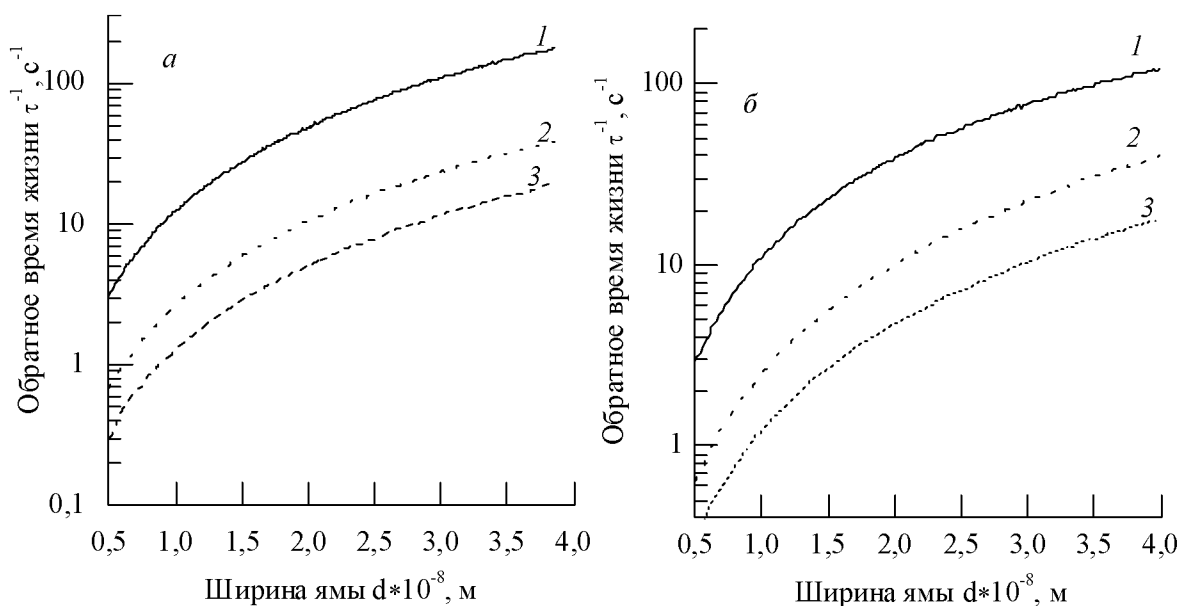


Рис.1. Зависимости обратного времени жизни электронов при е-е-рассеянии как функции ширины идеальной квантовой ямы: 1 - переход 3122, 2 - 3322, 3 - 3221, 4 - 3311, - вычисленные по приближенным формулам – (а) и точно – (б)

Из рис. 1 видно, что переходы на второй уровень осуществляются гораздо интенсивнее, чем на первый. Численный расчет позволяет говорить о хорошем приближении, даваемом формулами (4)–(7). Расхождение заметно только при больших значениях толщины ямы  $d$ , когда расстояние между подзонами становится сравнимо с  $kT$  (т. е. когда нарушается условие применимости указанных формул). При типичных толщинах ям ( $<30$  нм) ошибка не превышает 15 % при комнатной температуре, а с уменьшением температуры становится еще меньше. Такой точности скорости рассеяния достаточно для оценки пороговых и мощностных характеристик лазерных излучателей на основе скоростных уравнений. При приемлемой величине погрешности достоинствами выражений (4)–(7) являются их простота и явный вид зависимости скорости межподзонных переходов от параметров квантовой ямы.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Обоснована применимость модели межчастичного рассеяния к анализу инжекционной эффективности в квантовых ямах. Показано, что в рассмотренной модели скорость межподзонных переходов, обусловленных кулоновским взаимодействием носителей, увеличивается пропорционально квадрату ширины квантовой ямы и произведению концентраций частиц, участвующих в соударениях; при рассмотрении двухуровневой ямы переходы из свободного состояния на второй уровень осуществляются гораздо интенсивнее, чем на первый.