

# Влияние внешнего электрического поля на вероятность оптических переходов в квантовых ямах InGaAs/GaAs

© А.Н. Пихтин<sup>¶</sup>, О.С. Комков, К.В. Базаров

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет „ЛЭТИ“,  
197376 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 13 октября 2005 г. Принята к печати 27 октября 2005 г.)

Методом спектроскопии электроотражения исследовано влияние внешнего электрического поля на межзонные оптические переходы в одиночных квантовых ямах In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/GaAs. Предложена методика выделения вклада отдельных экситонных переходов в формирование сложного модуляционного спектра. Экспериментально наблюдались нетривиальные полевые зависимости вероятности запрещенных по симметрии оптических переходов. Проведено сравнение полученных данных с соответствующими теоретическими зависимостями. Напряженность внутреннего электрического поля в области квантовой ямы контролировалась по осцилляциям Франца–Келдыша. При некоторых значениях напряженности вероятность запрещенных в нулевом поле переходов превышала вероятность разрешенных.

PACS: 78.67.De, 73.21.Fg

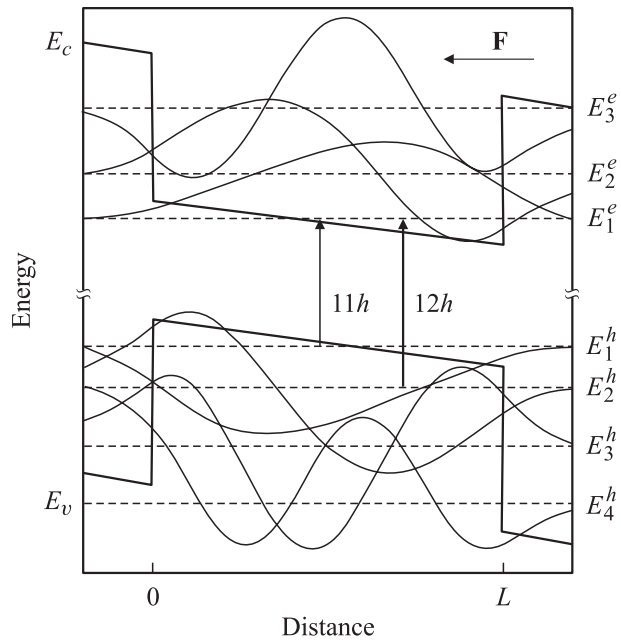
## 1. Введение

Электрическое поле  $F$ , приложенное перпендикулярно стенкам квантовой ямы (КЯ), изменяет ее форму и модифицирует как электронный спектр, так и волновые функции. Для одиночной прямоугольной КЯ это влияние схематически показано на рис. 1. Под действием электрического поля происходит смещение центра тяжести электронного облака — своего рода электронная поляризация. Смещение происходит как по энергии (сдвиг Штарка), так и по координате. Изменяется перекрытие волновых функций, а следовательно, и вероятность оптических переходов в КЯ. Так, в малых полях при увеличении  $F$  вероятность перехода  $11h$  между основным электронным уровнем и первым уровнем тяжелой дырки уменьшается, а вероятность перехода  $12h$  увеличивается (см. рис. 1). Учет экситонных эффектов качественно не изменяет общей картины.

В [1] были представлены результаты универсальных численных расчетов зависимостей вероятности различных оптических переходов в КЯ от напряженности электрического поля, в котором она находится. Было показано, что для ряда переходов эти зависимости имеют нетривиальный вид. Из-за вызванной полем трансформации огибающих волновых функций появляются максимумы в зависимости вероятности оптических переходов от электрического поля. Это открывает заманчивую возможность управлять вероятностью оптических переходов в КЯ при помощи внешнего электрического поля.

Предварительные экспериментальные данные по влиянию электрического поля на квантовую яму InGaAs/GaAs [2] подтвердили нетривиальное поведение интенсивности спектральных особенностей в спектрах электроотражения (ЭО) при изменении внутреннего

электрического поля в КЯ. Считая, что амплитуда осцилляций модуляционного спектра изменяется с полем пропорционально изменению вероятности оптического перехода, мы получили качественное согласие между экспериментальными и расчетными данными для  $11h$  и  $13h$  [3]. Количественное сравнение требует выделения вклада отдельных оптических переходов в формирование модуляционного спектра. Эта задача решена в настоящей работе при помощи моделирования спектров ЭО, преобразованных с использованием соотношения Крамерса–Кронига. Благодаря этому впервые экспери-



**Рис. 1.** Одиночная прямоугольная квантовая яма в электрическом поле  $F$ . Показаны уровни размерного квантования для электронов ( $E_1^e - E_3^e$ ), дырок ( $E_1^h - E_4^h$ ) и соответствующие волновые функции.  $E_c$  — зона проводимости,  $E_v$  — валентная зона.

<sup>¶</sup> E-mail: ANPikhtin@mail.eltech.ru  
Fax: (812)2343164

ментально были получены полевые зависимости вероятности оптических переходов с участием возбужденных состояний квантовой ямы и проведено их сравнение с соответствующими теоретическими расчетами.

## 2. Исследованные образцы и методика эксперимента

В качестве объекта исследования была выбрана серия полупроводниковых гетероструктур с одиночными квантовыми ямами на основе системы  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ . Серия включала в себя структуры с различной шириной квантовой ямы  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  при практически неизменном составе твердого раствора и толщине верхнего широкозонного слоя  $\text{GaAs}$ . Все образцы были получены методом газовой эпитаксии из металлорганических соединений [4]. Ширина квантовой ямы и ее состав контролировались с помощью метода двухкристальной рентгеновской дифрактометрии высокого разрешения. Для разных образцов серии КЯ имела: ширину  $L$  от 11 до 23 нм; состав твердого раствора, соответствующий  $x = (0.225 \pm 0.0025)$ ; толщину верхнего широкозонного слоя  $(110 \pm 1)$  нм.

К особенностям исследуемой системы относится то, что КЯ находится в напряженном состоянии. Период решетки в  $\text{In}_{0.225}\text{Ga}_{0.775}\text{As}$  больше, чем в  $\text{GaAs}$ . Плоская упругая деформация, в состоянии которой находится яма, по своему воздействию на зонную структуру полупроводника эквивалентна одноосной деформации растяжения (или двухосного сжатия). В результате происходит изменение зонной структуры материала: снятие вырождения валентной зоны и расщепление подзон легких и тяжелых дырок. Увеличивается ширина запрещенной зоны материала КЯ, а подзона легких дырок оказывается ниже подзоны тяжелых. Это смещает переходы с участием легких дырок в более высокоэнергетическую область, что упрощает расшифровку длинноволновой части экспериментальных спектров.

Для измерения ЭО на верхний слой образца наносился тонкий полупрозрачный серебряный контакт, формирующий на  $\text{GaAs}$  барьер Шоттки. Со стороны подложки методом лазерного вжигания [5] изготавливался омический контакт. К этим контактам прикладывалось синусоидальное модулирующее напряжение амплитудой 100 мВ. Частота модуляции составляла 970 Гц. Одновременно с модулирующим напряжением к структурам прикладывалось постоянное напряжение смещения.

Спектры ЭО измерялись на установке, собранной на базе инфракрасного спектрометра ИКС-31. В качестве источника излучения использовалась галогеновая лампа накаливания мощностью 100 Вт. Сформированный монохроматором зондовый пучок света направлялся на образец и отражался от области, покрытой полупрозрачным контактом. Отраженный луч регистрировался кремниевым фотодиодом с предусилителем. Дальнейшая обработка сигналов производилась по принципу синхрон-

ного детектирования. Полученный дифференциальный спектр  $\Delta R$  поточечно делился на спектр отражения  $R$ , измеренный в той же области образца. Установка ЭО позволяла измерять спектры  $\Delta R/R$  с разрешением не хуже 0.6 мэВ. Все измерения проводились при комнатной температуре.

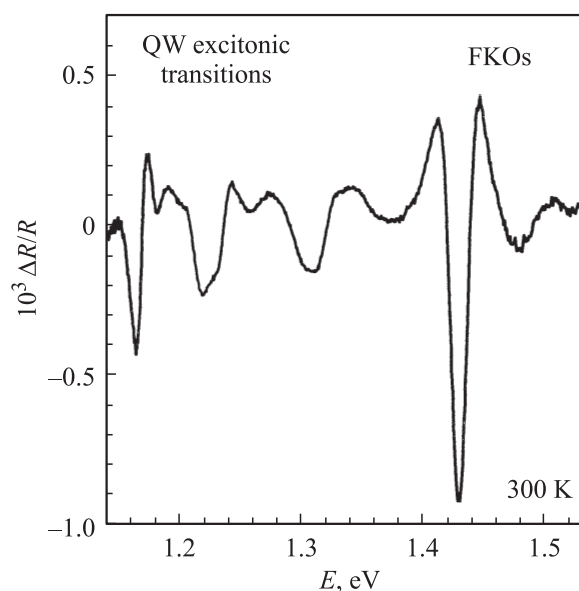
## 3. Определение напряженности внутреннего электрического поля

В качестве примера на рис. 2 показан типичный спектр ЭО для образца с КЯ шириной 15 нм при нулевом напряжении смещения. Изображенный спектр условно можно разделить на две части. Первая часть, в области энергий от 1.14 до 1.42 эВ, представляет собой суперпозицию дифференциальных спектральных особенностей разной интенсивности. Эти особенности связаны с межзонными экситонными переходами в исследуемой одиночной КЯ [2,3]. Вторая часть, в области энергий, больших ширины запрещенной зоны  $\text{GaAs}$ , имеет вид затухающих осцилляций Франца-Келдыша (ОФК). Анализ этих осцилляций позволяет независимо определить напряженность электрического поля в области КЯ. Поскольку это важный для нас момент, остановимся на нем подробнее.

Осциллирующая составляющая ОФК описывается выражением [6]

$$\frac{\Delta R}{R} \propto \cos \left[ \frac{2}{3} \left( \frac{E - E_g}{\hbar\Omega} \right)^{3/2} + \varphi \right], \quad (1)$$

где  $E$  — энергия фотона зондового луча ( $E = \hbar\omega$ ),  $E_g$  — ширина запрещенной зоны  $\text{GaAs}$ ,  $\varphi$  — фаза,  $\hbar\Omega$  —



**Рис. 2.** Типичный спектр электроотражения одиночной квантовой ямы  $\text{In}_{0.225}\text{Ga}_{0.775}\text{As}/\text{GaAs}$  шириной 15 нм при нулевом напряжении смещения. Показаны область экситонных переходов в КЯ (QW) и осцилляции Франца-Келдыша (FKOs).

характеристическая электрооптическая энергия, которая определяется как

$$\hbar\Omega = \left( \frac{e^2 \hbar^2 F^2}{8\mu} \right)^{1/3}, \quad (2)$$

где  $F$  — напряженность электрического поля,  $e$  — заряд электрона, а приведенная эффективная масса  $\mu$  соответствует переходам с участием тяжелой дырки [7] и равна  $0.055m_0$  [8].

Согласно (1), ОФК имеют экстремумы, когда выполняется условие

$$\frac{2}{3} \left( \frac{E_j - E_g}{\hbar\Omega} \right)^{3/2} + \varphi = j\pi, \quad j = 0, 1, 2, \dots, \quad (3)$$

где  $j$  — номер экстремума.

Это условие может быть записано как

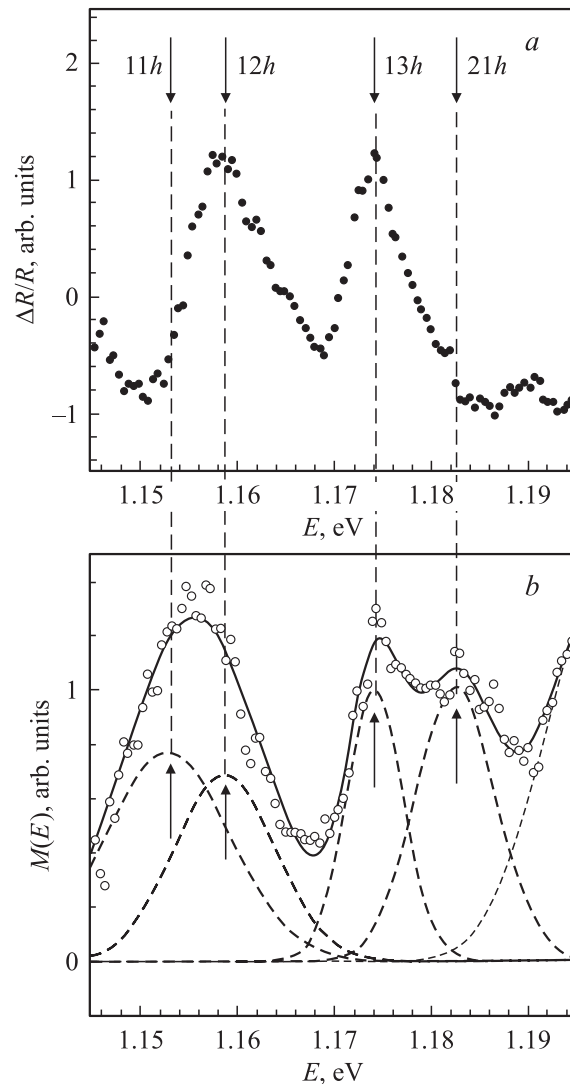
$$[E_j - E_g]^{3/2} = \frac{3}{2} (\hbar\Omega)^{3/2} (j\pi - \varphi). \quad (4)$$

Следовательно, зависимость  $[E_j - E_g]^{3/2}$  от номера экстремума  $j$  представляет собой прямую линию с наклоном, по которому можно найти электрооптическую энергию. Определив  $\hbar\Omega$ , по формуле (2) находим усредненную по области формирования сигнала ЭО напряженность электрического поля  $F$ . Сигнал ЭО, как и сигнал фотоотражения, формируется, по-видимому, в приповерхностном слое толщиной порядка  $\lambda/2n$  ( $\lambda$  — длина волны,  $n$  — показатель преломления), т.е. в нашем случае 150–200 нм. При концентрации свободных носителей заряда  $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$  неоднородность поля внутри этого слоя можно пренебречь. Справедливость этого утверждения подтверждается малой величиной уширения наблюдаемых спектральных особенностей. В формулах (1)–(4) не учитывались экситонные эффекты. Учет электронно-дырочного взаимодействия влияет в основном на амплитуду первых осцилляций, слабо изменяя период. Определение напряженности электрического поля проводилось по осцилляциям в высокоэнергетической области. В координатах  $[E_j - E_g]^{3/2}$  от  $j$  их экстремумы хорошо укладывались на прямую линию, а наблюдение до 12 осцилляций обеспечивало высокую точность в определении напряженности поля  $F$ . Область, в которой формируется сигнал ЭО, содержит исследуемую КЯ. Следовательно, описанный метод позволяет контролировать величину внутреннего электрического поля в квантовой яме.

При нулевом напряжении смещения определенная по ОФК напряженность обусловлена встроенным электрическим полем, которое является результатом закрепления (пиннинга) уровня Ферми на поверхности GaAs. При приложении к образцу как положительного, так и отрицательного напряжения смещения величина  $F$  варьировалась в широких пределах. Это позволило исследовать влияние внешнего электрического поля на вероятность наблюдаемых оптических переходов в КЯ.

#### 4. Обработка экспериментальных данных и идентификация оптических переходов

На рис. 3,а изображена часть экспериментального спектра ЭО, соответствующая оптическим переходам в КЯ шириной 18.5 нм. Модуляционные методики, в том числе ЭО, при исключительно высокой чувствительности обладают одним недостатком: точное определение резонансных значений энергий из дифференциальных спектров зависит от выбранной модели и ряда подгоночных параметров. В подавляющем большинстве случаев используют модель Аспнеса (Aspnes' third derivative



**Рис. 3.** Часть спектра электроотражения от одиночной квантовой ямы  $\text{In}_{0.225}\text{Ga}_{0.775}\text{As}/\text{GaAs}$  шириной 18.5 нм при нулевом напряжении смещения (а) и пересчитанный по (8)–(10) спектр  $M(E)$  (точки), а также результат его моделирования функциями Гаусса (штриховые кривые и суммарная сплошная) (б). Стрелками показаны резонансные энергии оптических переходов.

functional form) [9]:

$$\frac{\Delta R}{R} = \left\{ \frac{C e^{i\theta}}{[(E - E_0) + i\Gamma]^n} \right\}, \quad (5)$$

где  $E = \hbar\omega$ ,  $E_0$  — энергия критической точки зонной структуры;  $\Gamma$  — параметр уширения, вызванного конечностью времени жизни;  $\theta$  и  $C$  — фазовый и амплитудный множители соответственно. Показатель степени  $n$  зависит от размерности критической точки.

Определить значения  $E_0$  и  $C$  из измеренных спектров бывает затруднительно, поскольку функция (5), имеющая несколько экстремумов, сложным образом зависит от трудноопределяемого параметра  $\theta$ , который в свою очередь может зависеть от  $E$ . Поэтому мы использовали альтернативный метод определения  $E_0$ ,  $\Gamma$  и  $C$ , развитый в [10,11]. Этот метод основан на анализе спектров, преобразованных с использованием соотношения Крамерса–Кронига.

Сигнал ЭО от КЯ формируется экситонными эффектами, так что показатель степени  $n$  в (5) равен 2 [9] и модуль  $M(E)$  имеет вид функции Лоренца:

$$M(E) = \left| \frac{C e^{i\theta}}{[(E - E_{gx}) + i\Gamma]^2} \right| = \frac{C}{(E - E_{gx})^2 + \Gamma^2}. \quad (6)$$

Максимум функции  $M(E)$ ,  $M_{\max}$ , в точности соответствует резонансной энергии экситонного перехода  $E_{gx} = E_g - E_{ex}$  ( $E_{ex}$  — энергия связи экситона), а  $\Gamma$  определяет полуширину линии на уровне 0.5 от максимума, т.е.  $\Gamma = 0.5(\Delta\hbar\omega)_{0.5}$ . Важно, что амплитуда  $C$ , пропорциональная вероятности оптического перехода (силе осциллятора), определяется просто:

$$C = M_{\max}\Gamma^2 = M_{\max}[(\Delta\hbar\omega)_{0.5}/2]^2. \quad (7)$$

Спектр  $M(E)$  может быть рассчитан из экспериментальных данных как

$$M(E) = \sqrt{\left(\frac{\Delta R(E)}{R(E)}\right)^2 + f^2(E)}, \quad (8)$$

где  $f(E)$  — мнимая компонента сигнала  $\Delta R/R$ . Она находится из измеренного спектра с использованием стандартных преобразований Крамерса–Кронига:

$$f(E) = -\frac{1}{\pi} \int_{E_a}^{E_b} \frac{\Delta R(E')}{R(E')} \frac{dE'}{E' - E}. \quad (9)$$

Функция  $f(E)$  уверенно вычисляется, если шаг между экспериментальными точками достаточно мал. Для  $N$  дискретных измерений с равномерным шагом по энергии  $\delta E$  вместо (9) имеем

$$\begin{aligned} f(E_k) &\approx -\frac{\delta E}{\pi} \sum_{n=1}^N \frac{\Delta R(E_n)}{R(E_n)} \frac{1}{E_n - E_k} \\ &\approx -\frac{2E_k\delta E}{\pi} \sum_{n=1}^N \frac{\Delta R(E_n)}{R(E_n)} \frac{1}{E_n^2 - E_k^2}. \end{aligned} \quad (10)$$

Чтобы избежать сингулярности, при суммировании точка  $E_n = E_k$  исключается. Интегрирование в (9) (суммирование в (10)) проводится во всем диапазоне измерений. Полученный указанным способом спектр  $M(E)$  приведен на рис. 3, *b* (точки).

Для выявления вклада каждого экситонного перехода в формирование спектра ЭО спектр  $M(E)$  моделировался набором (суммой) функций Гаусса. Подгонка к экспериментальным данным осуществлялась по методу наименьших квадратов. Единственным варьируемым параметром являлась энергия оптических переходов. Результат моделирования изображен на рис. 3, *b* (сплошная линия), вклад каждого экситонного резонанса показан штриховыми линиями, а соответствующие им энергии переходов указаны стрелками и соотнесены с рис. 3, *a*.

Выбор функций Гаусса определялся тем, что в реальных КЯ уширение спектра, как правило, вызвано не конечностью времени жизни экситона, а неоднородностями (флуктуациями) глубины и ширины КЯ [12]. В нашем случае КЯ сформирована твердым раствором  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , где принципиально существуют микроскопические флуктуации состава, приводящие к неоднородному уширению оптических спектров [13]. Замена функций Лоренца (6) на функции Гаусса не изменяет существо рассмотрения, вместе с тем результат моделирования функциями Лоренца несколько хуже согласуется с экспериментальными данными.

Идентификация оптических переходов, указанная на рис. 3, проведена с учетом следующих обстоятельств.

1) В КЯ  $\text{In}_{0.225}\text{Ga}_{0.775}\text{As}/\text{GaAs}$  подзона легких дырок отщеплена вниз от подзоны тяжелых дырок одноосной деформацией растяжения так, что в рассматриваемой части спектра переходы с участием легких дырок можно не учитывать.

2) Положение первой наиболее длинноволновой особенности  $11h$  для всех образцов совпадало с данными, полученными по измерениям спектров фотолюминесценции.

3) В спектрах фотоотражения и электроотражения, полученных от КЯ шириной  $L = 11$  нм (а не 18.5 нм, как представлено на рис. 3), в длинноволновой области хорошо различались две особенности —  $11h$  и  $12h$  с расстоянием между ними 19 мэВ. Это дало основание утверждать, что в обсуждаемом спектре особенность в области 1.15–1.17 эВ сформирована двумя перекрывающимися оптическими переходами  $11h$  и  $12h$ , как показано на рис. 3, *b*.

4) Спектральная особенность в области 1.17–1.185 эВ также сформирована двумя близко расположенными переходами. Они хотя и проявляются в виде характерных осцилляций в экспериментальном спектре  $\Delta R/R$  (рис. 3, *a*), но становятся отчетливо разрешимы только в преобразованном спектре  $M(E)$  (рис. 3, *b*).

## 5. Изменение вероятности оптических переходов под действием электрического поля

Спектры ЭО были измерены при приложении внешнего напряжения смещения от  $+0.7$  до  $-5$  В. Их обработка осуществлялась по описанной выше методике, что дало возможность проследить влияние электрического поля на вероятности оптических переходов. На рис. 4 представлены экспериментальные и расчетные данные по изменению интегральной вероятности каждого оптического перехода от напряженности электрического поля  $F$ , в котором находится КЯ. Абсолютное значение  $F$  находилось по осцилляциям Франца–Келдыша, как было описано выше. Вероятность оптического перехода пропорциональна площади под кривой  $M(E)$  для каждого из анализируемых резонансов и находилась путем простого численного интегрирования. Теоретические зависимости, представленные на рис. 4 сплошными линиями, были получены согласно [1] для конкретной КЯ (эффективная масса электронов  $m_e = 0.057m_0$ , тяже-

лых дырок  $m_{hh} = 0.477m_0$ ). Глубина ямы для электронов рассчитывалась по [14] и была равна 176 мэВ. Ширина запрещенной зоны материала КЯ составляла 1.097 эВ. Отметим, что при построении каждой из расчетных кривых на рис. 4 использовался только один подгоночный параметр — амплитудный множитель. С учетом этого обстоятельства совпадение экспериментальных и расчетных данных нам представляется весьма убедительным.

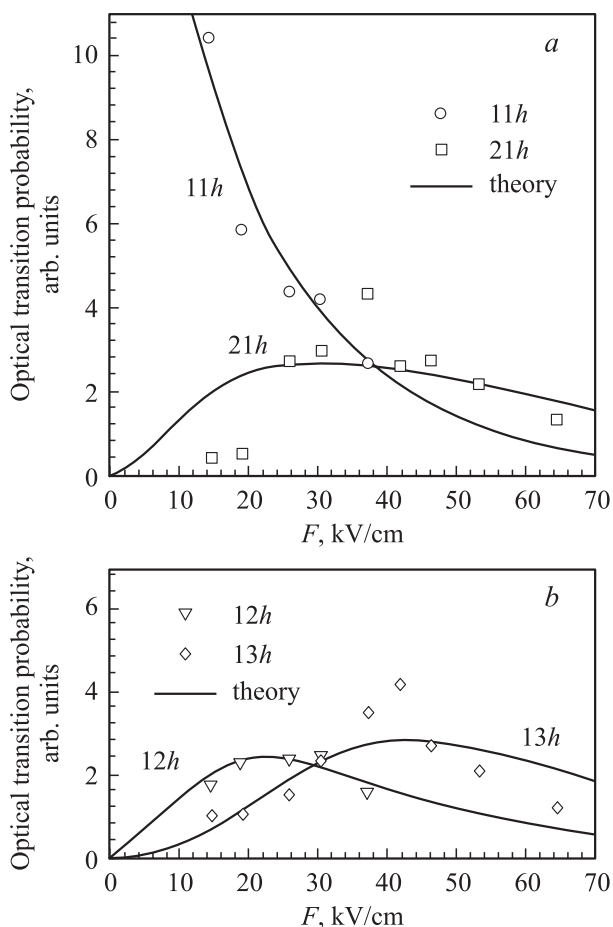
Поведение разрешенного по симметрии перехода  $11h$  выглядит довольно тривиально. Его вероятность монотонно уменьшается с увеличением напряженности поля. Аналогичный эффект экспериментально наблюдался методом ЭО в ступенчатых КЯ (In,Ga)As/GaAs [15], а также наблюдался в структурах со связанными квантовыми ямами  $\text{In}_{0.045}\text{Ga}_{0.955}\text{As}/\text{GaAs}$ , которые были исследованы методом трехлучевого фотоотражения при низкой температуре [16].

Для переходов с участием возбужденных состояний тяжелой дырки ( $12h$  и  $13h$ ), как и для перехода с участием возбужденного электронного состояния  $21h$ , полевые зависимости имеют нетривиальный вид, предсказанный в [1], и экспериментально получены впервые. Отчетливо проявляются максимумы в легко достижимых полях 20–40 кВ/см. Особо отметим, что при напряженности электрического поля выше 40 кВ/см „запрещенные“ в отсутствие поля переходы  $21h$  и  $13h$  преобладают над „разрешенным“ переходом  $11h$ , так что при больших полях это преобладание может быть довольно значительным.

## 6. Заключение

Наблюдавшиеся в настоящей работе на примере квантовой ямы  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  сильные и нетривиальные изменения вероятности оптических переходов под действием электрического поля открывают возможности как создания новых приборов оптоэлектроники, так и подстройки внешним полем характеристик уже существующих. В качестве примера можно привести различные наноструктуры, использующие резонансное туннелирование, каскадные лазеры и т.п. Более того, полученные данные позволяют объяснить, почему в спектрах фотоотражения, измеренных многочисленными авторами на различных образцах, соотношения интенсивностей сигналов для разрешенных и запрещенных переходов изменяются на порядок и более. Все зависит от того, в каком приповерхностном поле находится КЯ и как далеко она расположена от поверхности (интерфейса).

Наконец, поскольку рассматриваемые явления в конечном итоге обусловлены электронной поляризацией и обладают малой инерционностью, они должны наблюдаться не только в статических электрических полях, но и в сильном электромагнитном поле, в том числе в поле световой волны. Это необходимо учитывать



**Рис. 4.** Экспериментальные (точки) и расчетные (сплошные линии) зависимости вероятностей оптических переходов  $11h$ ,  $21h$  (а) и  $12h$ ,  $13h$  (б) в квантовой яме  $\text{In}_{0.225}\text{Ga}_{0.775}\text{As}/\text{GaAs}$  шириной 18.5 нм от напряженности электрического поля  $F$ . а и б: масштабы по оси ординат одинаковы.



особенно в мощных инжекционных лазерах на квантовых ямах и квантовых точках, где напряженность электрического поля световой волны в активной области может достигать десятков кВ/см и более. В частности, перераспределение вероятностей переходов в интенсивной световой волне может приводить к сдвигу спектра полупроводниковых лазеров с КЯ в коротковолновую область.

## Список литературы

- [1] O.L. Lazarenkova, A.N. Pikhtin. *Proc. 7th Int. Symp. Nanostructures: Physics and Technology* (St. Petersburg, Russia, 1999) p. 416.; *Phys. Status Solidi A*, **175**, 51 (1999).
- [2] A.N. Pikhtin, O.S. Komkov, F. Bugge. *Proc. 12th Int. Symp. Nanostructures: Physics and Technology* (St. Petersburg, Russia, 2004) p. 285.
- [3] A.N. Pikhtin, O.S. Komkov, F. Bugge. *Phys. Status Solidi A*, **202**, 1270 (2005).
- [4] F. Bugge, U. Zeimer, M. Sato, M. Weyers, G. Trankle. *J. Cryst. Growth*, **183**, 511 (1988).
- [5] А.Н. Пихтин, В.А. Попов, Д.А. Яськов. *ФТП*, **3**, 1646 (1969).
- [6] D.E. Aspnes, A. Studna. *Phys. Rev. B*, **7**, 4605 (1973).
- [7] M. Chandrasekhar, F.H. Pollak. *Phys. Rev. B*, **15**, 2127 (1977).
- [8] Landolt-Börnstein: *Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology*, ed. by O. Madelung, M. Schulz and H. Wiess (N.Y., Springer, 1982) v. 17a.
- [9] D.E. Aspnes. *Surf. Sci.*, **34**, 418 (1973).
- [10] T.J.C. Hosea. *Phys. Status Solidi B*, **182**, K43 (1994).
- [11] T.J.C. Hosea. *Phys. Status Solidi B*, **189**, 531 (1995).
- [12] О.Л. Лазаренкова, А.Н. Пихтин. *ФТП*, **32**, 1108 (1998).
- [13] А.Н. Пихтин. *ФТП*, **11**, 425 (1977).
- [14] V.I. Zubkov, M.A. Melnik, A.V. Solomonov, E.O. Tselev, F. Bugge, M. Weyers, G. Tränkle. *Phys. Rev. B*, **70**, 075312 (2004).
- [15] J. Kavaliauskas, G. Krivaitė, T. Lideikis, I. Šimkienė, G. Treideris, U. Olin, M. Ottosson. *Semicond. Sci. Technol.*, **8**, 1875 (1993).
- [16] G. Sęk, K. Ryczko, J. Misiewicz, M. Bayer, T. Wang, A. Forchel. *Acta Phys. Polon. A*, **100**, 417 (2001).

Редактор Л.В. Шаронова

## Effect of external electric field on the probability of optical transitions in InGaAs/GaAs quantum wells

A.N. Pikhtin, O.S. Komkov, K.V. Bazarov

St. Petersburg State Electrotechnical University „LETI“,  
197376 St. Petersburg, Russia

**Abstract** The influence of external electric field on interband optical transitions in InGaAs/GaAs single quantum wells has been investigated by electroreflectance spectroscopy technique. A method of separation of the individual exciton transitions in the formation of the complicated modulation spectrum has been given. Experimentally, nontrivial field dependence on the probability of symmetry-forbidden optical transitions has been observed. The obtained results have good correlation to the corresponding theoretical data. The internal electric field in the area of the quantum well was controlled by Franz-Keldish oscillations. For some electric fields the probability of transitions symmetry-forbidden in zero field was even greater as compared with symmetry-allowed transitions.