

# Спектроскопия выжигания долгоживущих провалов в системе квантовые точки–матрица: квантово-размерный эффект Штарка и электропоглощение

© С.Ю. Кручинин, А.В. Федоров

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики,  
197101 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: stanislav.kruchinin@home.ru, a\_v\_fedorov@yahoo.com

(Поступила в Редакцию 4 апреля 2006 г.)

В окончательной редакции 18 сентября 2006 г.)

Развита теория выжигания долгоживущих спектральных провалов. В рамках простой точно решаемой модели (кубическая потенциальная яма с бесконечно высокими стенками в однородном электрическом поле) найдены энергетический спектр и скорость генерации электрон-дырочных пар с учетом воздействия поля, которое в рассматриваемом случае возникает вследствие пространственного разделения электронов и дырок. Исследована зависимость энергетического спектра от ориентации вектора напряженности относительно осей симметрии квантовой точки. Получено выражение, описывающее форму дифференциального спектра.

Работа выполнена в рамках проектов РФФИ № 05-02-16212-а, 04-02-17157-а, 06-02-17036.

PACS: 73.21.La, 73.22.-f, 78.67.-n, 61.46.-w

## 1. Введение

В последнее время достаточно часто объектом исследования становятся ансамбли квантовых точек с широким размерным распределением. Поскольку частота фундаментального перехода у точек с разными размерами имеет различную величину, их оптические спектры оказываются неоднородно уширенными, в результате чего полностью маскируется дискретная структура размерно-квантованных уровней энергии электронной подсистемы. Существует несколько подходов, позволяющих преодолеть указанную трудность: применение спектроскопии одиночной квантовой точки либо размерно-селективных методов, таких как спектроскопия двухфотонно-возбуждаемой люминесценции, рамановского рассеяния и выжигания долгоживущих провалов [1–3].

Описание фотофизического процесса выжигания провалов в спектре систем с квантовыми точками было предложено нами ранее в работе [4] на основе аналогичных моделей для молекулярных систем [5–7]. Помимо однофотонных переходов между электронными (экситонными) состояниями рассматривались процессы с участием акустических фононов, а также гибридные электрон-фононные состояния [8]. Однако в ряде экспериментальных работ (см., например, [2,3]) показано, что форма дифференциального спектра существенно зависит от локального электрического поля. Оно возникает вследствие пространственного разделения электронов и дырок, когда часть носителей, возбужденных излучением накачки, совершает безызлучательный переход на ловушки и локализуется вблизи поверхности квантовой точки. Действие поля проявляется в изменении формы потенциального барьера, что приводит к красному смещению и снятию вырождения энергетического спектра

(квантово-размерный эффект Штарка) [9–12]. Более того, при больших значениях напряженности существенно нарушается внутренняя симметрия квантовых точек, изменяются правила отбора оптических переходов, поэтому в спектре могут появиться особенности, связанные с запрещенными переходами.

В настоящей работе предложено описание процесса выжигания долгоживущих провалов в спектре поглощения систем с квантовыми точками, учитывающее влияние локального электрического поля. Для простоты рассмотрен точно решаемый случай — кубическая потенциальная яма с бесконечно высокими стенками, который является обобщением аналогичной задачи о квантовых ямах [9]. В разделе 2 найден энергетический спектр. Рассмотрены ситуации, при которых включение локального поля приводит к частичному или полному снятию вырождения. Изменения оптических свойств квантовых точек обсуждаются в разделе 3. В разделе 4 получены выражения, описывающие форму дифференциального спектра. Результаты иллюстрируются численными расчетами, выполненными для ансамбля квантовых точек InP в матрице SiO<sub>2</sub>.

## 2. Энергетический спектр

После воздействия излучения накачки пространственно разделенные электрон-дырочные пары создают около фотоионизованного нанокристалла электрическое поле, величину которого можно оценить следующим выражением:

$$f_1 \approx \frac{Ne}{\varepsilon_1 r_1^2}, \quad (1)$$

где  $N$  — число пар;  $r_1$  — расстояние между электроном и дыркой, которое можно считать равным  $L/2$ ;

$L$  и  $\varepsilon_1$  — характерный размер и диэлектрическая проницаемость квантовой точки. Число носителей, захваченных на ловушки, составляет единицы в расчете на один нанокристалл. Тем не менее типичные значения  $f_1$  достаточно велики (порядка  $10^5$  V/cm).

Электрическое поле, создаваемое пространственно разделенными носителями, действует и на неионизованные нанокристаллы. Используя известную формулу для точечного диполя, легко получить оценку его напряженности

$$f_2 \approx \sum_i \frac{N_i e L}{2 \varepsilon_2 r_{2i}^3} \frac{\mathbf{r}_{2i}}{r_{2i}}. \quad (2)$$

Здесь суммирование ведется по ближайшим ионизованным точкам,  $\varepsilon_2$  — диэлектрическая проницаемость матрицы,  $N_i$  — число носителей на ловушках около ионизованной точки,  $\mathbf{r}_{2i}$  — радиус-вектор, проведенный от  $i$ -й ионизованной точки до рассматриваемой; плечо диполя считается равным  $L/2$ . Величина поля  $f_2$  должна быть существенно меньше  $f_1$ , поскольку  $r_{2i} \gg r_1$ , в диэлектрических матрицах  $\varepsilon_2 \gg \varepsilon_1$ , а дипольные моменты ориентированы случайным образом. Судя по величине соответствующих искажений экспериментальных спектров напряженность поля  $f_2$  имеет значения порядка  $10^3 - 10^4$  V/cm.

Поля  $f_1$  и  $f_2$  существенно изменяются на масштабах порядка  $L$ . Нахождение их точной зависимости от координат для систем с высокой концентрацией ( $\sim 10^{12}$  cm $^{-3}$ ) и хаотичным расположением квантовых точек не представляется возможным. Поэтому для простоты будем считать, что на все ионизованные точки действует некоторое эффективное усредненное поле  $\mathbf{F}_1$ , а на неионизованные —  $\mathbf{F}_2$  и что эти поля являются однородными.

Рассмотрим состояния носителей в квантовой точке кубической формы, предполагая, что кулоновское взаимодействие между ними много меньше потенциала пространственного ограничения (режим сильного конфайнмента). Тогда огибающие волновых функций электронов и дырок удовлетворяют уравнению

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2m_j} \nabla_j^2 + V(\mathbf{r}_j) \pm e\mathbf{F}(L)\mathbf{r}_j \right] \Psi(\mathbf{r}_j) = E_j \Psi(\mathbf{r}_j), \quad (3)$$

$$V(\mathbf{r}_j) = \begin{cases} 0, & |\alpha_j| < L/2, \\ \infty, & |\alpha_j| \geq L/2 \end{cases}$$

с граничными условиями

$$\Psi(\alpha_j = \pm L/2) = 0. \quad (4)$$

Знаки  $+$  и  $-$  в левой части (3) соответствуют электронам и дыркам;  $j = c, v$ ;  $\alpha_j = x_j, y_j, z_j$ ;  $m_j$  — эффективная масса;  $E_j$  и  $\Psi(\mathbf{r}_j)$  — энергетический спектр и собственные функции носителей. Зависимость напряженности поля от размера квантовой точки  $\mathbf{F}(L)$  определяется шириной спектральной линии лазерного

излучения  $\Gamma_b$ . Для простоты полагаем  $\Gamma_b = 0$ , тогда

$$\mathbf{F}(L) = \begin{cases} \mathbf{F}_1, & L = L_{\text{res}}, \\ \mathbf{F}_2, & L \neq L_{\text{res}}. \end{cases} \quad (5)$$

Здесь  $L_{\text{res}}$  — размер нанокристаллов, резонансно возбуждаемых лазерным излучением с частотой  $\omega_b$ . В режиме сильного конфайнмента  $L_{\text{res}}$  определяется условием вида

$$\hbar\omega_b = E_g + E_{c,111}(\mathbf{F}, L) + E_{v,111}(\mathbf{F}, L). \quad (6)$$

Решением (3) является функция

$$\Psi_{j,\mathbf{n}}(\mathbf{r}_j) = \prod_{\alpha} \psi_{j,n_{\alpha}}(\alpha_j),$$

$$\psi_{j,n_{\alpha}}(\alpha_j) = a_j \text{Ai}[A_j(\alpha_j)] + b_j \text{Bi}[A_j(\alpha_j)], \quad (7)$$

где

$$A_j(\alpha_j) = - \left[ \frac{2m_j}{e\hbar F_{\alpha}} \right]^{1/3} (E_{j,n_{\alpha}} \mp eF_{\alpha}\alpha_j) \quad (8)$$

— безразмерная координата, приводящая (3) к уравнению Эйри относительно каждой из координат [9]. Применяя граничные условия (4), получим

$$a_j \text{Ai}[A_j^+] + b_j \text{Bi}[A_j^+] = 0,$$

$$a_j \text{Ai}[A_j^-] + b_j \text{Bi}[A_j^-] = 0, \quad (9)$$

где  $A_j^{\pm} = A_j(\pm L/2)$ . Численно решаемое уравнение

$$\text{Ai}[A_j^+] \text{Bi}[A_j^-] - \text{Bi}[A_j^+] \text{Ai}[A_j^-] = 0 \quad (10)$$

определяет энергетический спектр электронов и дырок

$$E_{j,\mathbf{n}} = \sum_{\alpha} E_{j,n_{\alpha}}, \quad (11)$$

где  $E_{j,n_{\alpha}}$  —  $n_{\alpha}$ -й корень уравнения (10) для соответствующей координаты.

Из (9) следует, что  $a_j$  и  $b_j$  связаны соотношением

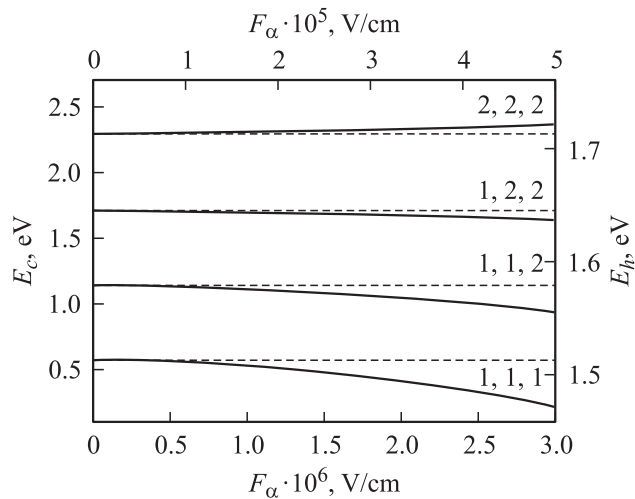
$$\frac{b_j}{a_j} = - \frac{\text{Ai}[A_j^+]}{\text{Bi}[A_j^+]} = - \frac{\text{Ai}[A_j^-]}{\text{Bi}[A_j^-]}. \quad (12)$$

Используя (12) и условие нормировки

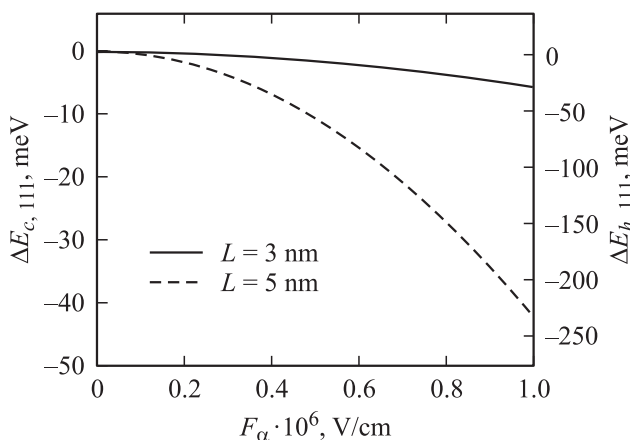
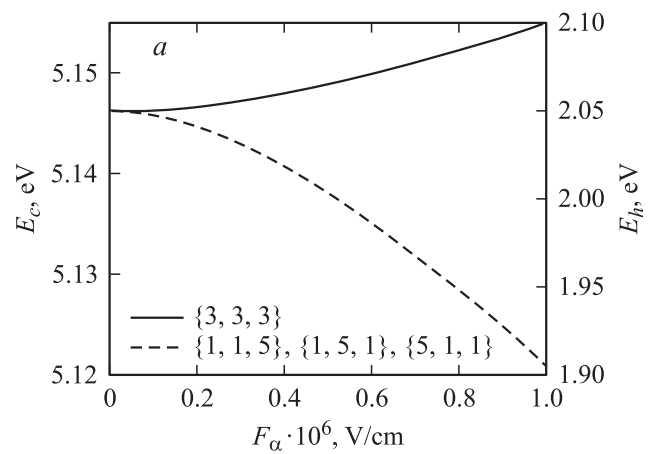
$$\int_{-L/2}^{L/2} |\psi_{j,n_{\alpha}}|^2 d\alpha = 1,$$

можно найти параметры  $a_j, b_j$  и вычислить огибающие.

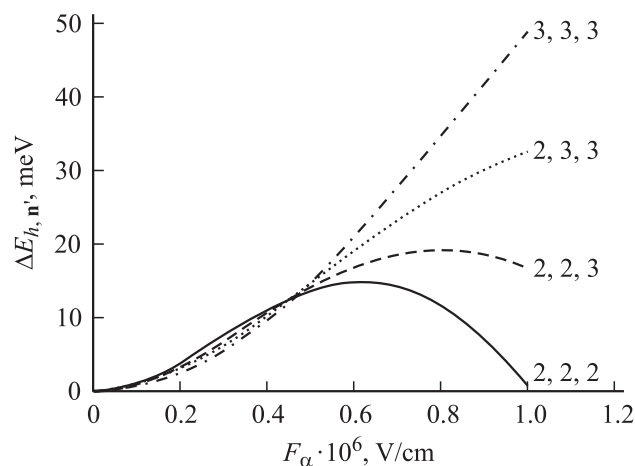
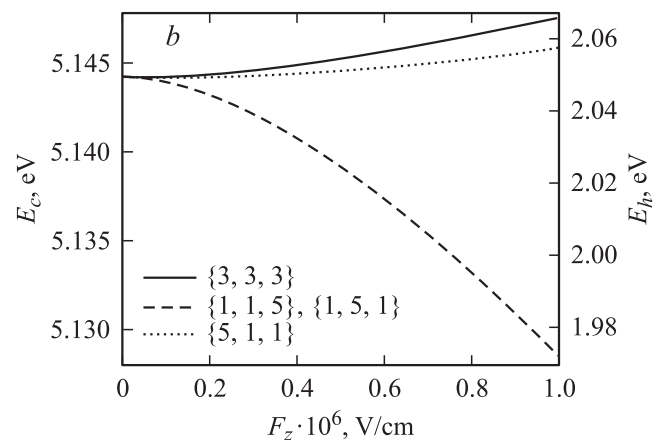
На рис. 1 показаны зависимости энергетического спектра носителей в квантовых точках InP от напряженности поля (для электронов и дырок напряженности должны отсчитываться по нижней и верхней



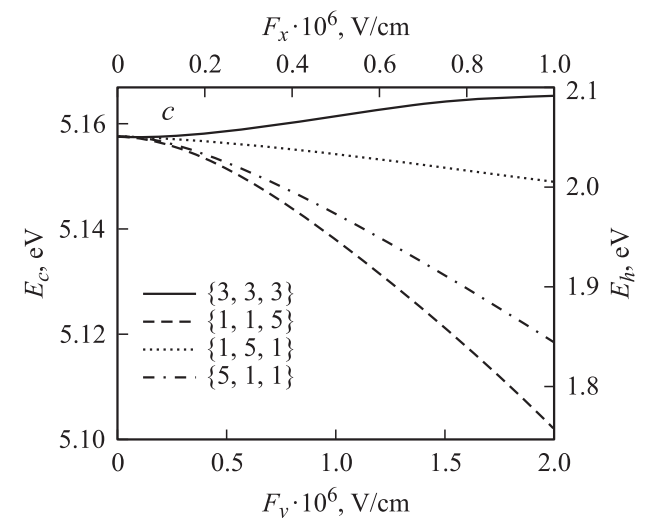
**Рис. 1.** Энергетический спектр электронов и дырок в квантовых точках InP ( $L = 5$  nm) как функция напряженности электрического поля.



**Рис. 2.** Зависимость смещения основного состояния электронов и дырок в квантовых точках разных размеров от напряженности поля.



**Рис. 3.** Зависимость смещения высоковозбужденных дырочных состояний от напряженности поля.



**Рис. 4.** Снятие вырождения энергетического уровня  $\{3, 3, 3\}$  при различных направлениях вектора напряженности электрического поля. *a* — вектор  $\mathbf{F}$  ориентирован вдоль главной диагонали квантовой точки ( $F_x = F_y = F_z \neq 0$ ); *b* — перпендикулярно одной из граней ( $F_z \neq 0, F_x = F_y = 0$ ); *c* — произвольным образом относительно осей симметрии куба ( $F_\alpha$  различны).

шкале соответственно). Для простоты здесь рассматривалась ситуация, когда все три компоненты  $F_\alpha$  равны. Использовались следующие значения материальных параметров [13]:  $E_g = 1.424$  eV,  $\epsilon_0 = 12.61$ ,  $\epsilon_\infty = 9.61$ ,  $m_c/m_0 = 0.079$ ,  $m_v/m_0 = 0.65$ ,  $E_p = 20.4$  eV. Как и ожидалось, энергия основного состояния монотонно убывает с увеличением поля. Из рис. 2 видно, что поле оказывает более существенное воздействие на квантовые точки большего размера. Следует обратить внимание на характер изменения энергии состояний с  $n_\alpha > 1$ : вначале наблюдается рост, а затем уменьшение энергии (рис. 3). Вычисление смещений для электронных уровней не приводится, поскольку аналогичные зависимости имеют место при полях, существенно превышающих характерные значения  $F_1$ .

Энергетический спектр квантовых точек дискретен, поэтому результат взаимодействия электрического поля с их электронной подсистемой будет существенно отличаться от аналогичной ситуации в квантовых ямах [9,14]. Отличие прежде всего состоит в снятии вырождения энергетических уровней. Например, в кубической точке трем состояниям с квантовыми числами  $\{1, 1, 5\}$ ,  $\{1, 5, 1\}$ ,  $\{5, 1, 1\}$  соответствует одинаковая энергия  $27\hbar^2\pi^2/(2m_jL^2)$ . Нетрудно убедиться, что этому же значению будет соответствовать состояние  $\{3, 3, 3\}$ . В данном случае имеет место так называемое „случайное“ вырождение, существование которого упоминается в [15]. Из хорошо известной формулы

$$E_{j,n} = \frac{\pi^2\hbar^2}{2m_jL^2} (n_x^2 + n_y^2 + n_z^2)$$

следует, что полная кратность вырождения энергетических уровней электронов и дырок в трехмерной кубической потенциальной яме определяется количеством различных представлений некоторого целого положительного числа суммой квадратов трех квантовых чисел  $n_\alpha$ .

Кратность вырождения энергетического спектра существенным образом определяется пространственной ориентацией вектора напряженности относительно осей симметрии нанокристалла. Например, если все три компоненты  $\mathbf{F}$  одинаковы (поле направлено вдоль диагонали куба), указанное вырождение снимается лишь частично. Его кратность понижается до количества различных перестановок квантовых чисел, которыми становятся номера корней уравнений (11). Например, уровень  $\{3, 3, 3\}$  при наличии поля расщепляется на трехкратно вырожденный  $\{1, 1, 5\}$  и невырожденный  $\{3, 3, 3\}$  (рис. 4, а). Когда компоненты вектора напряженности различны, будет наблюдаться дальнейшее снятие вырождения. Зависимость, представленная на рис. 4, б, соответствует случаю, при котором кратность уменьшается до количества различных перестановок двух квантовых чисел. Когда все три компоненты  $\mathbf{F}$  различны, вырождение снимается полностью (рис. 4, с).

### 3. Поглощение света при наличии электрического поля

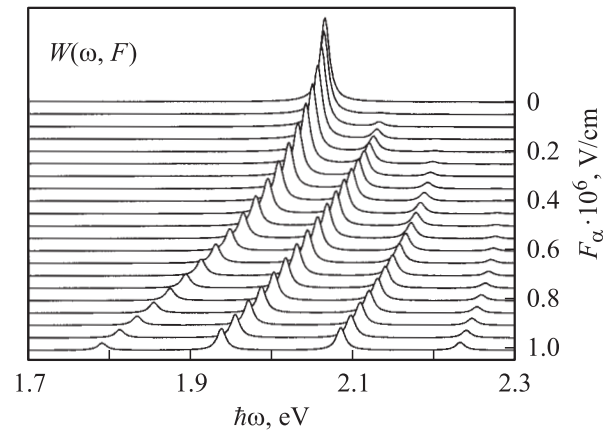
В рамках двухзонного приближения скорость генерации электрон-дырочных пар в кубической квантовой точке можно записать в виде

$$W(\omega, L) = \frac{16\pi^2(eP)^2I}{3\hbar^3c\omega^2\epsilon^{1/2}(\omega)} \sum_{n,n'} |i_{nn'}|^2 \times L\gamma_{nn'}(\hbar\omega - E_{c,n} - E_{h,n'}), \quad (13)$$

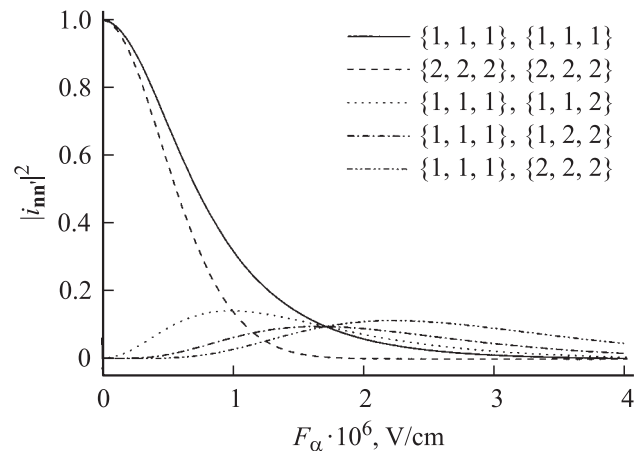
где

$$i_{nn'} = \int \Psi_{c,n}(\mathbf{r}) \Psi_{v,n'}(\mathbf{r}) d\mathbf{r}$$

— интеграл перекрытия огибающих, определяющий правила отбора оптических переходов,  $\gamma_{nn'}$  — полная скорость дефазировки соответствующего перехода, вы-



**Рис. 5.** Спектр скорости генерации электрон-дырочных пар при разных значениях напряженности электрического поля. Пики соответствуют оптическим переходам с созданием электронов в состоянии  $\{1, 1, 1\}$  и дырок в состояниях  $\{1, 1, 1\}$ ,  $\{1, 1, 2\}$ ,  $\{1, 2, 2\}$ ,  $\{2, 2, 2\}$ .



**Рис. 6.** Зависимости интегралов перекрытия от напряженности электрического поля для различных  $n$  и  $n'$  при  $L = 4$  nm.

раженная в энергетических единицах,

$$L_x(y) = \frac{1}{\pi} \frac{x}{y^2 + x^2},$$

$P = \hbar/m_0 \sqrt{2m_0 E_p} = \hbar^2/m_0 \langle S | \partial/\partial z | Z \rangle$  — параметр Кейна,  $I$  — интенсивность электромагнитного излучения,  $\varepsilon(\omega)$  — диэлектрическая проницаемость материала квантовой точки на частоте света.

В квантовых точках из полупроводников с изотропными эффективными массами электрона и дырки в приближении бесконечно высоких барьеров огибающие идентичны. Поскольку обе системы волновых функций ортонормированы, правила отбора при отсутствии поля имеют вид

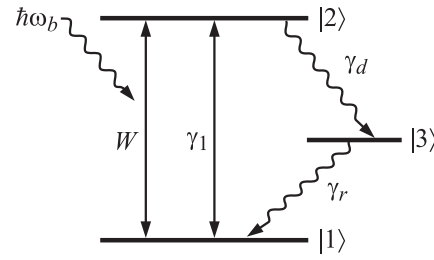
$$i_{nn'} = \delta_{nn'}, \quad (14)$$

т. е. межзонные оптические переходы происходят только между состояниями с одинаковыми наборами квантовых чисел  $\mathbf{n}$  и  $\mathbf{n}'$ . При наличии поля огибающие (7) являются функциями эффективности масс электрона и дырки, что приводит к нарушению условия (14). Поле смещает электроны и дырки в противоположных направлениях, поэтому вероятность разрешенных переходов уменьшается. Более того, при напряженности, сопоставимой с  $F_1$ , нарушается симметрия потенциального барьера, поэтому в спектрах поглощения следует ожидать появления линий от запрещенных переходов. Этот факт иллюстрируют полевые зависимости формы спектра краевого поглощения (рис. 5) и  $|i_{nn'}|^2$  (рис. 6).

#### 4. Дифференциальный спектр

Для описания процесса выжигания спектральных провалов воспользуемся подходом, основанным на уравнениях баланса населенностей в трехуровневой схеме [5]. Ансамбль квантовых точек при низкой температуре в течение времени  $t_b$  подвергается воздействию узкополосного лазерного излучения частотой  $\omega_b$ , попадающего в полосу поглощения ансамбля. В результате часть носителей, для которых частота перехода близка к частоте излучения накачки, перейдет из основного  $|1\rangle$  в возбужденное состояние  $|2\rangle$  (рис. 7).

Затем носитель из возбужденного состояния может либо вернуться в основное  $|1\rangle$ , либо, туннелируя через потенциальный барьер, перейти на одну из ловушек в приповерхностном слое матрицы (состояние  $|3\rangle$ ). Далее носители с вероятностью  $\gamma_r$  могут перейти из состояния  $|3\rangle$  в основное состояние  $|1\rangle$ . При поддержании постоянной температуры характерные времена  $1/\gamma_r$  могут составлять десятки часов. Таким образом, носители, захваченные на ловушки, перестают участвовать в процессах поглощения света. Если записать спектр поглощения ансамбля квантовых точек, используя слабое зондирующее излучение, можно обнаружить спектральные провалы. Поскольку величина полученных провалов достаточно мала, обычно анализируют



**Рис. 7.** Трехуровневая схема, описывающая кинетику населенностей во время действия излучения накачки ( $0 < t < t_b$ ) с частотой  $\omega_b$ .

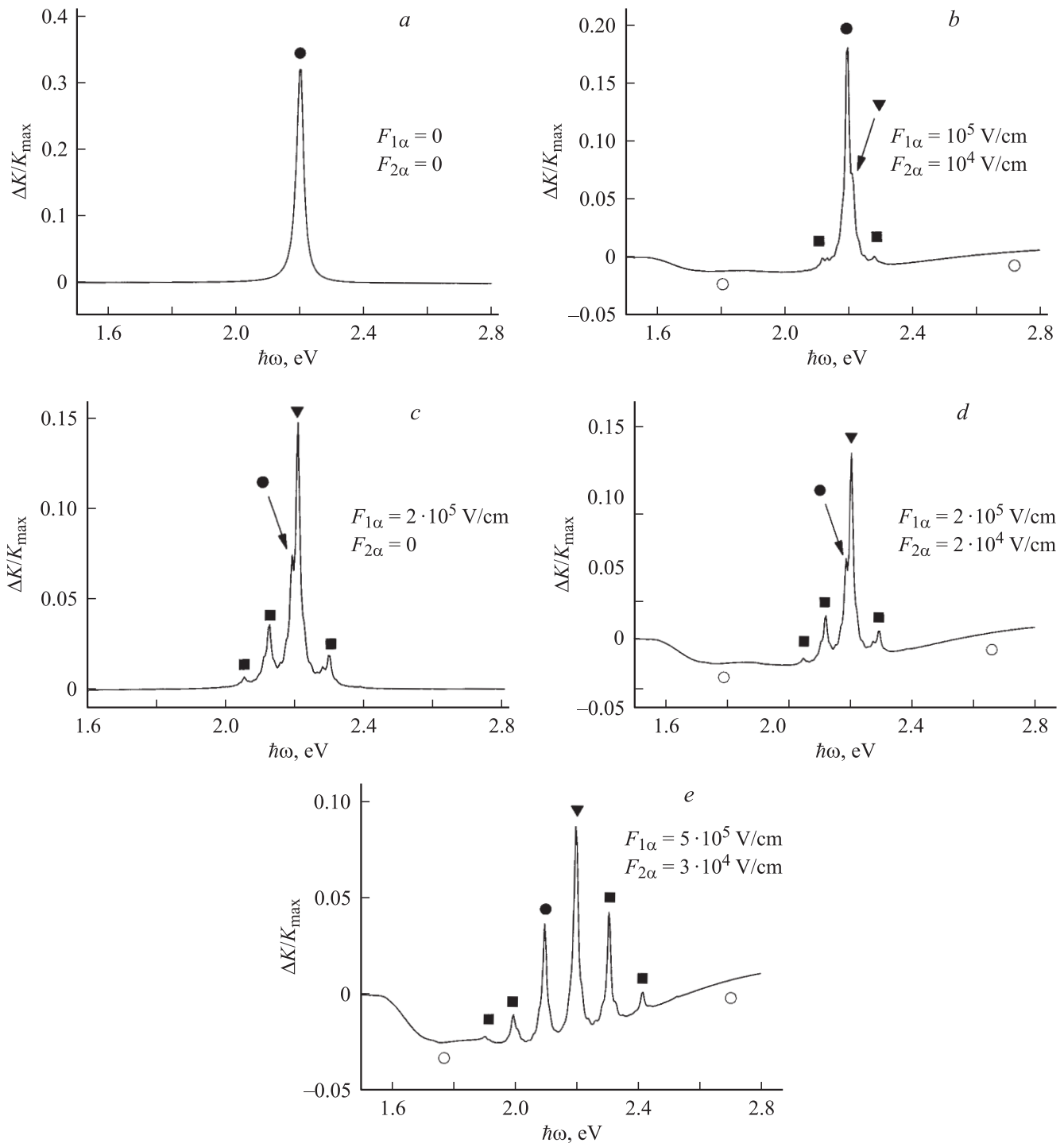
так называемые дифференциальные спектры, которые получаются вычитанием спектров, записанных до и после воздействия излучения накачки. Соответствующая система уравнений имеет вид

$$\begin{aligned} \dot{f}_1 &= -Wf_1 + (\gamma_1 + W)f_2 + \gamma_r f_3, \\ \dot{f}_2 &= Wf_1 - (\gamma_1 + \gamma_d + W)f_2, \\ \dot{f}_3 &= \gamma_d f_2 - \gamma_r f_3. \end{aligned} \quad (15)$$

В результате фотоионизации квантовых точек возникает локальное электрическое поле, приводящее к изменению интеграла перекрытия волновых функций и частоты фундаментального перехода; следовательно, существует зависимость  $W$  от населенности ловушек  $f_3(t)$ . Поскольку  $W$  входит в правые части первых двух уравнений системы (15), такой процесс является нелинейным. Однако мы будем рассматривать эту задачу в рамках линейного приближения, когда зависимостью  $W(F)$  во время воздействия излучения накачки можно пренебречь, т. е. при относительно небольших временах выжигания (десятки микросекунд), поскольку такая ситуация реализуется в большинстве экспериментов. Величина  $1/\gamma_1$  лежит в диапазоне от нескольких сотен пикосекунд до нескольких сотен наносекунд; время жизни носителей заряда на ловушках  $1/\gamma_r$  составляет десятки часов, а характерное время туннелирования носителей  $1/\gamma_d$  — единицы микросекунд. Таким образом, условие стабильности провалов может быть записано в виде  $\gamma_1 \gg \gamma_d \gg \gamma_r$  [4]. Полагаем, что время выжигания много меньше времени существования провалов и что до включения излучения накачки все квантовые точки находятся в начальном состоянии, т. е.

$$t_b \ll 1/\gamma_r, \quad f_1(0) = 1, \quad f_2(0) = f_3(0) = 0.$$

Эти условия позволяют существенно упростить общее решение системы кинетических уравнений и получить выражения для нормированных населенностей  $f_i(t)$  состояний  $|i\rangle$ ,  $i = 1, 2, 3$  для произвольного момента времени. После выключения лазера в момент времени  $t_b$  система свободно релаксирует. Кинетика такого процесса описывается системой уравнений (15), если положить в ней  $W = 0$ . Воспользовавшись результатами [4],



**Рис. 8.** Дифференциальный спектр, нормированный на высоту спектра поглощения образца, при различных значениях напряженности электрического поля.

запишем решение при  $t > t_b$

$$f_1(\omega_1) = f_0(\omega_1) \exp \left[ -\frac{\gamma_d W(\omega_b, \omega_1) t_b}{\gamma_1 + 2W(\omega_b, \omega_1)} \right],$$

$$f_2(\omega_1) = 0, \quad f_3(\omega_1) = f_0(\omega_1) - f_1(\omega_1).$$

С точки зрения анализа спектральной зависимости  $W(\omega_b, \omega_1)$  наибольший интерес представляет случай

$\gamma_1 \gg W(\omega_b, \omega_1)$ . Тогда

$$f_1(\omega_1) = f_0(\omega_1) \left[ 1 - \frac{\gamma_d}{\gamma_1} W(\omega_b, \omega_1) t_b \right],$$

$$f_2(\omega_1) = 0, \quad f_3(\omega_1) = f_0(\omega_1) \frac{\gamma_d}{\gamma_1} W(\omega_b, \omega_1) t_b. \quad (16)$$

Частота фундаментального перехода носителей является функцией размера квантовой точки  $\omega_1(F, L)$ . Поэтому оптические спектры ансамблей квантовых точек оказываются неоднородно уширенными. Чтобы учесть это обстоятельство, необходимо провести усреднение скоростей генерации электрон-дырочных пар по распределению частот фундаментального перехода  $f(\omega_1(F, L))$ . Вычисление зависимости частоты от размера квантовых точек сводится к обращению выражений (11) и представляет собой достаточно трудоемкую вычислительную задачу, поэтому в данном случае удобнее использовать усреднение по размерам. Тогда выражение для средней скорости генерации электрон-дырочных пар будет иметь вид

$$\bar{W}(\omega) = \int dL f(L) W(\omega, L). \quad (17)$$

Коэффициент однофотонного поглощения света с частотой  $\omega$  ансамблем квантовых точек связан с  $\bar{W}$  соотношением

$$K(\omega) = \frac{\hbar\omega}{I} \bar{W}(\omega). \quad (18)$$

Дифференциальный спектр  $\Delta K$  является разностью спектров, измеренных до и после выжигания провалов, т. е.

$$\Delta K(\omega) = \frac{\hbar\omega}{I} \int dL [f_0(L)W_0(\omega, L) - f_1(L)W(F, \omega, L)], \quad (19)$$

где  $W_0$  и  $W$  — скорости генерации электрон-дырочных пар до и после воздействия излучения накачки. Используя явный вид функции распределения после выжигания (16), можно представить (19) следующим образом:

$$\begin{aligned} \Delta K(\omega) \approx \frac{\hbar\omega}{I} \left[ \Delta\bar{W} + \frac{\gamma_d}{\gamma_1} t_b \right. \\ \left. \times \int dL f_0(L)W(F(L), \omega, L)W(F(L), \omega_b, L) \right], \\ \Delta\bar{W} = \int dL f_0(L) [W_0(\omega, L) - W(F(L), \omega, L)]. \quad (20) \end{aligned}$$

Слагаемое  $\Delta\bar{W}$  описывает модификацию спектра поглощения всего ансамбля после выжигания.

На рис. 8 приведен участок дифференциального спектра в области пика фундаментального поглощения, рассчитанный по формуле (20) при разных значениях  $F_1$  и  $F_2$ . В качестве функции  $f_0$  использовалось распределение Гаусса, ширина которого составляет 2 nm, а средний размер точек  $L_0 = 5$  nm. Энергия выжигания  $\hbar\omega_b = 2.2$  eV. При этом параметры, влияющие на напряженность электрического поля в реальном образце (интенсивность  $I = 10^8$  W/cm<sup>3</sup> и время выжигания  $t_b = 50$  μm), оставлены без изменений для того, чтобы отследить зависимость высоты пиков дифференциального спектра от  $F_1$  и  $F_2$ . Рассмотрим спектральные

особенности, появляющиеся в результате учета влияния электрического поля.

1) Смещение, уменьшение высоты и уширение пика фундаментального поглощения (отмечен темным кружком), вызванное появлением нескольких близко расположенных сателлитов. Интересно, что при некоторой величине поля резонансно возбужденным оказывается переход (помечен треугольником) с созданием дырки в состоянии  $\{1, 1, 2\}$  (рис. 8, *b–e*).

2) Сателлиты (помечены квадратами), соответствующие переходам с созданием дырок в состояниях  $\{1, 1, 2\}$ ,  $\{1, 2, 2\}$ ,  $\{2, 2, 2\}$ . Следует отметить, что в реальном образце вектор напряженности поля  $\mathbf{f}_1$  будет по-разному ориентирован относительно осей симметрии различных нанокристаллов. В рамках данной модели это можно учесть, проводя усреднение по направлениям  $\mathbf{F}_1$ . Исходя из вида полевой зависимости спектра генерации электрон-дырочных пар можно заключить, что за счет неодинакового снятия вырождения в дифференциальном спектре возникнет множество близко расположенных сателлитов. Появится неоднородное уширение, существенно затрудняющее экспериментальное наблюдение тонкой структуры. Его можно устранить, используя образцы с квантовыми точками сферической формы. Также следует заметить, что сателлиты от „запрещенных“ переходов могут быть замаскированы спектральными особенностями от переходов с участием фононов.

3) Искажения формы спектра (см. светлые кружки), появившиеся вследствие смещения в красную область контура поглощения образца. Форма этих особенностей определяется полем  $\mathbf{f}_2$ , которое, как и  $\mathbf{f}_1$ , по-разному ориентировано относительно осей симметрии точек в реальном образце. Однако в данном случае усреднение по направлениям  $\mathbf{F}_2$  не приведет к существенному изменению формы спектра, поскольку величина смещения основного состояния не зависит от направления поля. Это следует из вида зависимости энергетического спектра (11) — сумма трех слагаемых, каждое из которых зависит только от одной координаты. Величина  $F_2$  недостаточно велика для появления тонкой структуры (рис. 5), зависящей от направления. По этой же причине вклад неионизованных точек в дифференциальный спектр ограничивается лишь протяженными искажениями (ср. рис. 3, *c* и *d*, рассчитанные при  $F_{2\alpha} = 0$  и  $2 \cdot 10^4$  V/cm).

## 5. Заключение

Сформулируем основные результаты настоящей работы. Предложена модель фотофизического процесса выжигания долгоживущих провалов в спектре поглощения ансамбля квантовых точек, учитывающая воздействие локального электрического поля, создаваемого пространственно разделенными носителями. Показано, что снятие вырождения энергетического спектра существенно зависит от ориентации вектора напряженности

относительно осей симметрии нанокристалла. Получено выражение, описывающее форму дифференциального спектра.

Авторы считают своим приятным долгом поблагодарить Российский фонд фундаментальных исследований за финансовую поддержку работы.

## Список литературы

- [1] K. Naoe, L.G. Zimin, Y. Masumoto. *Phys. Rev. B* **50**, 18 200 (1994).
- [2] Y. Masumoto, T. Kawazoe, T. Yamamoto. *Phys. Rev. B* **52**, 4688 (1995).
- [3] Y. Masumoto. *J. Lumin.* **70**, 386 (1996).
- [4] А.В. Федоров, С.Ю. Кручинин. *Опт. и спектр.* **97**, 394 (2004).
- [5] H. de Vries, D.A. Wiersma. *J. Chem. Phys.* **72**, 1851 (1980).
- [6] J. Friedrich, J.D. Swalen, D. Haarer. *J. Chem. Phys.* **73**, 267 (1980).
- [7] In-Ja Lee. *Bull. Korean Chem. Soc.* **21**, 267 (2000).
- [8] С.Ю. Кручинин, А.В. Федоров. *Опт. и спектр.* **100**, 47 (2006).
- [9] D.A.B. Miller, D.S. Chelma, T.C. Damen, A.C. Gossard, W. Wiegmann, T.H. Wood, C.A. Burrus. *Phys. Rev. B* **32**, 1043 (1985).
- [10] J. Seufert, M. Obert, M. Scheibner, N.A. Gippius, G. Bacher, A. Forchel, T. Passow, K. Leonardi, D. Hommel. *Appl. Phys. Lett.* **79**, 1033 (2001).
- [11] Peng Jin, C.M. Li, Z.Y. Zhang, F.Q. Liu, Y.H. Chen, X.L. Ye, B. Xu, Z.G. Wang. *Appl. Phys. Lett.* **85**, 2791 (2004).
- [12] S.I. Pokutnyi, L. Jacak, J. Misiewicz, W. Salejda, G.G. Zegrya. *J. Appl. Phys.* **96**, 1115 (2004).
- [13] Landolt-Börnstein. *Semiconductors New Series / Eds O. Madelung, M. Schultz, H. Weiss. Springer, Berlin (1982). Group III. Vol. 17a.*
- [14] D.A.B. Miller, D.S. Chelma, S. Schmitt-Rink. *Phys. Rev. B* **33**, 6976 (1986).
- [15] А.С. Давыдов. *Квантовая механика. Наука, М. (1973).*