

Квантово-размерный эффект Штарка в квазиуменьмерных полупроводниковых структурах

© С.И. Покутний[†]

Ильичевский учебно-научный центр Одесского государственного университета им. И.И. Мечникова, 68001 Ильичевск, Украина

(Получена 24 ноября 1999 г. Принята к печати 23 марта 2000 г.)

Развита теория квантово-размерного эффекта Штарка в полупроводниковых нанокристаллах в условиях, когда поляризационное взаимодействие электрона и дырки с поверхностью нанокристалла играет доминирующую роль. Установлено, что сдвиги уровней размерного квантования электрона и дырки в нанокристалле во внешнем однородном электрическом поле в области межзонного поглощения определяются квадратичным эффектом Штарка. Предложен новый электрооптический метод, дающий возможность определить величины критических радиусов нанокристаллов, в которых могут возникнуть объемные экситоны.

1. Введение

В настоящее время интенсивно исследуются оптические [1–4] и электрооптические [5–7] свойства квазиуменьмерных структур (квантовых точек), состоящих из полупроводниковых нанокристаллов (ПН) сферической формы с радиусами $a \simeq 1–10^2$ нм, выращенных в прозрачных диэлектрических матрицах. Такие исследования вызваны тем, что подобные гетерофазные системы являются новыми перспективными материалами для создания новых элементов нелинейной оптоэлектроники (в частности, элементов для управления оптическими сигналами в оптических компьютерах и лазерах на квантовых точках).

Поскольку энергетическая щель полупроводника существенно меньше, чем в диэлектрических матрицах, движение носителей заряда в ПН будет ограничено его объемом. Оптические и электрооптические свойства подобных гетерофазных структур определяются энергетическим спектром пространственно ограниченной электронно-дырочной пары (экситона) [1–7]. Методами оптической спектроскопии в таких квазиуменьмерных структурах были обнаружены эффекты размерного квантования энергетического спектра электронов [1,2] и экситонов [3,4].

Интерес к исследованию электрооптических эффектов в квазиуменьмерных полупроводниковых системах определяется тем, что в них штарковский сдвиг уровней энергии пространственно ограниченных электронно-дырочных пар (экситонов) не сопровождается резким падением силы осциллятора соответствующих переходов в ПН [5], которая имеет большие значения, превосходящие типичные значения силы осциллятора переходов для полупроводников [8,9]. В результате экситонные состояния в электрических полях, существенно больших, чем поле ионизации в объемном полупроводнике, не разрушаются при сдвигах, превышающих величину энергии связи экситона [6,7].

В работах [5,10] исследовано влияние электрического поля напряженностью до 10^7 В/м на спектры поглощения

стекло, активированных нанокристаллами CdS и CdSSe, в области края межзонного поглощения. Обнаруженная в [5,10] зависимость величины штарковского сдвига уровней энергии электрона и дырки от размера ПН была обусловлена особенностями энергетического спектра пространственно ограниченной электронно-дырочной пары (экситона) во внешнем однородном электрическом поле (ВОЭП). В [5,10] не изучался вопрос о возникновении объемных экситонов в ПН, помещенных во ВОЭП. Под объемным экситоном в ПН будем понимать экситон, структура которого (приведенная эффективная масса, борковский радиус, энергия связи) в ПН не отличается от таковой структуры экситона в неограниченном полупроводниковом материале.

В настоящей работе развита теория квантово-размерного эффекта Штарка в ПН в условиях, когда поляризационное взаимодействие электрона и дырки с поверхностью ПН играет доминирующую роль. Установлено, что сдвиги энергетических уровней размерного квантования электронно-дырочной пары в ПН в ВОЭП в области межзонного поглощения определяются квадратичным эффектом Штарка. Предложен новый электрооптический метод, дающий возможность определить величины критических радиусов ПН, в которых могут возникнуть объемные экситоны.

2. Штарковский сдвиг энергетических уровней электронно-дырочной пары в полупроводниковом нанокристалле во внешнем однородном электрическом поле

В работах [11–13] изучалась простая модель квазиуменьмерной структуры — нейтральный сферический ПН радиуса a с диэлектрической проницаемостью (ДП) ϵ_2 , окруженный средой с ДП ϵ_1 . В объеме такого ПН двигаются электрон e и дырка h с эффективными массами m_e и m_h соответственно, r_e и r_h — расстояние электрона и дырки от центра ПН, причем ДП нанокристалла и диэлектрической среды имели сильное

[†] E-mail: wladik@tecom.odessa.ua

отличие (т.е. $\varepsilon_1 \ll \varepsilon_2$). Предполагалось также, что зоны электронов и дырок имели параболическую форму.

Характерными размерами задачи являются величины: a, a_e, a_h, a_{ex} , где $a_e = \varepsilon_2 \hbar^2 / m_e e^2$, $a_h = \varepsilon_2 \hbar^2 / m_h e^2$, $a_{ex} = \varepsilon_2 \hbar^2 / \mu e^2$ — боровские радиусы электрона, дырки и экситона в полупроводнике с ДП ε_2 , $\mu = m_e m_h / (m_e + m_h)$ — приведенная эффективная масса экситона, e — заряд электрона. То обстоятельство, что все характерные размеры задачи значительно больше межатомных a_0 ($a, a_e, a_h, a_{ex} \gg a_0$), позволяет рассматривать движение электрона и дырки в приближении эффективной массы.

В изучаемой модели в рамках вышеизложенных приближений гамильтониан электронно-дырочной пары в ПН, помещенном во ВОЭП напряженностью F , принимает вид

$$\begin{aligned} H = & -(\hbar^2/2m_e)\Delta_e - (\hbar^2/2m_h)\Delta_h + E_g + V_{hh'}(r_h, a) \\ & + V_{eh}(r_e, r_h) + V_{ee'}(r_e, a) + V_{eh'}(r_e, r_h, a) \\ & + V_{he'}(r_e, r_h, a) + eFr_e - eFr_h, \end{aligned} \quad (1)$$

где первые два члена определяют кинетическую энергию электрона и дырки, $V_{eh}(r_e, r_h)$ — энергия кулоновского взаимодействия электрона с дыркой

$$\begin{aligned} V_{eh}(r_e, r_h) = & -\frac{e^2}{2\varepsilon_2 a} \frac{2a}{(r_e^2 - 2r_e r_h \cos \theta + r_h^2)^{1/2}}, \\ & \theta = \widehat{r_e r_h}, \end{aligned} \quad (2)$$

$V_{ee'}(r_e, a)$ и $V_{hh'}(r_h, a)$ — энергия взаимодействия с собственными изображениями для электрона и дырки. $V_{eh'}(r_e, r_h, a)$ и $V_{he'}(r_e, r_h, a)$ — их энергии взаимодействия с "чужими" изображениями. Последние два члена в (1) описывают энергию взаимодействия электрона и дырки с ВОЭП напряженностью F ; E_g — ширина запрещенной зоны в неограниченном полупроводнике с ДП ε_2 .

При произвольных значениях ε_1 и ε_2 члены $V_{hh'}(r_h, a)$, $V_{ee'}(r_e, a)$, $V_{eh'}(r_e, r_h, a)$, $V_{he'}(r_e, r_h, a)$ в соотношении (1), описывающие энергию поляризационного взаимодействия электрона и дырки с поверхностью ПН, могут быть представлены в аналитическом виде [14], который в случае $\varepsilon_1 \ll \varepsilon_2$ приобретает особенно простой вид [11–13]:

$$V_{hh'}(r_h, a) = \frac{e^2}{2\varepsilon_2 a} \left(\frac{a^2}{a^2 - r_h^2} + \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \right), \quad (3)$$

$$V_{ee'}(r_e, a) = \frac{e^2}{2\varepsilon_2 a} \left(\frac{a^2}{a^2 - r_e^2} + \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \right), \quad (4)$$

$$V_{eh'} = V_{he'} = -\frac{e^2}{2\varepsilon_2 a} \frac{a}{[(r_e r_h / a)^2 - 2r_e r_h \cos \theta + a^2]^{1/2}}. \quad (5)$$

Исследуем влияние ВОЭП (F) на спектр электронно-дырочной пары в ПН в случае, когда размер ПН ограничен условием

$$a_0 \ll a_h \ll a \leq a_e \leq a_{ex}, \quad (6)$$

при выполнении которого в потенциальной энергии гамильтониана (1) поляризационное взаимодействие играет доминирующую роль. Справедливость условия (6)

(т.е. $m_e \ll m_h$) дает возможность рассматривать движение тяжелой дырки в электронном потенциале, усредненном по движению электрона (адиабатическое приближение).

Сначала приведем спектр электронно-дырочной пары, полученный в [11–13] в рамках адиабатического приближения и 1-го порядка теории возмущений на функциях сферической потенциальной ямы бесконечной глубины ПН (с использованием гамильтониана (1), без двух последних членов) в нанокристалле, радиус которого удовлетворяет условию (6), в состоянии $n_e, l_e = 0, t_h$:

$$E_{n_e, 0}^{t_h}(S) = E_g + \frac{\pi^2 n_e^2}{S^2} + \frac{1}{S} \left[Z_{n_e, 0} + \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \right] + \lambda_{n_e, 0}^{t_h}(S), \quad (7)$$

где n_e, t_h — главное квантовое число электрона и дырки, l_e — орбитальное квантовое число электрона. В спектре электронно-дырочной пары (7) последний член представляет собой спектр тяжелой дырки

$$\lambda_{n_e, 0}^{t_h}(S) = \frac{P_{n_e, 0}}{S} + \omega(S, n_e)(t_h + 3/2), \quad (8)$$

которая совершает осцилляторные колебания с частотой [12]

$$\omega(S, n_e) = 2 [1 + (2/3)\pi^2 n_e^2]^{1/2} S^{-3/2} \quad (9)$$

в адиабатическом потенциале электрона в ПН. При этом параметры $Z_{n_e, 0}$ и $P_{n_e, 0}$ принимают такие значения:

$$Z_{n_e, 0} = 2 \int_0^1 \frac{dx \sin^2(\pi n_e x)}{1 - x^2},$$

$$P_{n_e, 0} = 2\text{Ci}(2\pi n_e) - 2 \ln(2\pi n_e) - 2\gamma + (\varepsilon_2/\varepsilon_1) - 1,$$

где $\text{Ci}(y)$ — интегральный косинус, $\gamma = 0.577$ — постоянная Эйлера. Здесь и далее энергия измеряется в единицах $Ry_h = \hbar^2/2m_h a_h^2$ и используются безразмерные величины длины $x = r_h/a$ и $S = a/a_h$.

Следует отметить, что спектр электронно-дырочной пары в ПН, который описывается формулами (7)–(9), получен в работах [11–13] для ПН с размерами S , удовлетворяющими условию (6) и неравенству

$$S^{1/2} \gg (t_h + 3/2)[1 + (2/3)\pi^2 n_e^2]^{-1/2}. \quad (10)$$

При этом спектр электронно-дырочной пары в ПН, описываемый (7)–(9), применим только для самых нижних состояний электронно-дырочной пары ($n_e, l_e = 0, t_h$), для которых выполняется неравенство

$$E_{n_e, 0}^{t_h}(S) - E_g \ll \Delta V_0(S), \quad (11)$$

где $\Delta V_0(S)$ — глубина потенциальной ямы для электронов в ПН; например, в ПН CdS в области размеров (6) $\Delta V_0 = (2.3–25)$ эВ [15].

Для простоты будем считать, что вектор напряженности ВОЭП F направлен вдоль оси OZ координатной

системы электрона. После усреднения потенциальной энергии в гамильтониане (1) на электронных волновых функциях бесконечной глубокой сферической потенциальной ямы ПН [12] получим выражение для потенциальной энергии тяжелой дырки, движущейся в ПН в адиабатическом потенциале электрона в состоянии $n_e, l_e = 0$:

$$U_{n_e,0} = \frac{1}{S} \left[\frac{1}{1-x^2} + 2 \text{Ci}(2\pi n_e) - 2 \text{Ci}(2\pi n_e x) + \frac{\sin(2\pi n_e x)}{\pi n_e x} + 2 \ln x + \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} - 4 \right] - \frac{eFa}{Ry_h} x. \quad (12)$$

Последний член в (12) приводит к смещению положения дна потенциальной ямы дырки в ПН (по сравнению с положением минимума потенциальной энергии дырки в точке $x = 0$ [12] в отсутствие ВОЭП) на величину

$$\Delta x = \frac{(\varepsilon_2/e)}{1 + (2/3)\pi^2 n_e^2} F a^2, \quad (13)$$

а также соответственно к сдвигу всех уровней размерного квантования дырки $\lambda_{n_e,0}^{t_h}(S)$ (8) на величину

$$\Delta \lambda_{n_e,0}^{t_h}(a, F) = -\frac{\varepsilon_2}{2[1 + (2/3)\pi^2 n_e^2]} F^2 a^3. \quad (14)$$

При этом сдвиг уровней энергии дырки $\Delta \lambda_{n_e,0}^{t_h}(a, F)$ (14) не зависит от главного квантового числа дырки t_h , а определяется только главным квантовым числом электрона n_e .

Таким образом, формула (14) описывает квантово-размерный квадратичный эффект Штарка, согласно которому уровни размерного квантования дырки $\lambda_{n_e,0}^{t_h}(S)$ (8) под действием электрического поля напряженностью F сдвигаются на величину $\Delta \lambda_{n_e,0}^{t_h}(a, F) \simeq a^3 F^2$ (14).

Полученные формулы (13) и (14) имеют место, если кроме неравенств (6), (10) и (11) выполняются одновременно такие условия:

$$E_{n_e,0}^{t_h}(S) + \Delta \lambda_{n_e,0}^{t_h}(S, F) - E_g \ll \Delta V_0(S), \quad (11a)$$

$$\frac{|\Delta \lambda_{n_e,0}^{t_h}(S, F)|}{E_e} \ll 1, \quad (15)$$

$$\left(\frac{\Delta r_h}{a} \right)^2 = (\Delta x)^2 \ll 1, \quad (16)$$

где $E_e = \pi^2 n_e^2 / S^2$ — кинетическая энергия электрона в ПН. Выполнение неравенства (15) дает возможность рассматривать влияние ВОЭП напряженностью F на спектр электронно-дырочной пары (7) в ПН в адиабатическом приближении. Условие (16) определяет малость смещения Δr_h (13) положения дна потенциальной ямы дырки в ПН под действием ВОЭП по сравнению с радиусом нанокристалла a .

Легко показать, что условие одновременного выполнения неравенств (15) и (16) с учетом (13) и (14) сводится к выполнению условия

$$(F/e)^2 \ll \frac{[1 + (2/3)\pi^2 n_e^2]^2}{S^4} \frac{1}{\varepsilon_2^2 a_h^4}, \quad (17)$$

которое определяет допустимые значения напряженности электрического поля F . Будем также считать, что кроме выполнения неравенства (11 а), которое позволяет изучать влияние ВОЭП только на самые нижние состояния электронно-дырочной пары $(n_e, 0; t_h)$ в ПН, уширение уровней дырки (8), вызванное действием ВОЭП напряженностью F (17), будет достаточно малым по сравнению с расстоянием $\omega(S, n_e)$ (9) между эквидистантными уровнями дырки.

3. Возникновение объемного экситона в полупроводниковом нанокристалле, помещенном во внешнее однородное электрическое поле

В работах [16–18] теоретически было показано, что с ростом радиуса нанокристалла a , так что $a \geq a_c$, в нанокристалле CdS, помещенном в матрицу борно-силикатного стекла (в условиях экспериментов [1,2]), возникал объемный экситон. Причем образование такого объемного экситона носит пороговый характер и возможно лишь только в ПН, размер которого a превышает значение некоторого критического радиуса ПН a_c .

В [16] и [17] были получены соответственно значения критических радиусов нанокристаллов CdS $a_c^{(1)} = 2.8a_{ex}$ (в рамках адиабатического приближения в бесконечной глубокой сферической потенциальной яме ПН) и $a_c^{(2)} = 1.7a_{ex}$ (в рамках адиабатического приближения с учетом конечной глубины сферической потенциальной ямы ПН). В работе [18], не ограничиваясь рамками адиабатического приближения в бесконечной глубокой сферической потенциальной яме ПН, вариационным методом было найдено значение критического радиуса нанокристалла CdS $a_c^{(3)} = 3.48a_{ex}$. При этом значения критических радиусов нанокристаллов CdS $a_c^{(1)} = 2.8a_{ex}$ и $a_c^{(3)} = 3.48a_{ex}$ находились в хорошем согласии друг с другом, отличаясь лишь в пределах $\cong 20\%$. Что же касается значения критического радиуса нанокристалла CdS $a_c^{(2)} = 1.7a_{ex}$, то, как и следовало ожидать, оно будет несколько меньшим, чем значения $a_c^{(1)} = 2.8a_{ex}$ и $a_c^{(3)} = 3.48a_{ex}$.

Приведенные здесь значения критических радиусов нанокристаллов CdS $a_c^{(1)}$, $a_c^{(2)}$ и $a_c^{(3)}$ были получены с помощью предложенного нами нового оптического метода [16–18], основанного на сравнении теоретической зависимости спектра экситона (электронно-дырочной пары) $E_{n_e,0}^{t_h}(a)$ (7) от параметров задачи с экспериментальными спектрами экситонного поглощения ПН.

Действие небольшого ВОЭП напряженностью F (17) на ПН с размером $a \geq a_c$, в котором возникает объемный экситон, приводит к сдвигу уровней размерного квантования экситона, совпадающего со штарковским сдвигом энергии основного состояния экситона в полупроводнике с ДП ε_2

$$\Delta V = -(9/4)\varepsilon_2 a_{\text{ex}}^3 F^2. \quad (18)$$

С ростом радиуса ПН a при некотором критическом значении радиуса $a = \bar{a}_c$ сдвиг уровней энергии дырок (14) будет совпадать со сдвигом энергии основного состояния экситона ΔV (18). Отсюда определим значение критического радиуса \bar{a}_c ПН, начиная с которого в ПН размером $a \geq \bar{a}_c$, помещенного во ВОЭП напряженностью F (17), может возникнуть объемный экситон,

$$(\bar{a}_c/a_{\text{ex}}) = [(9/2)(1 + (2/3)\pi^2 n_e^2)]^{1/3}, \quad (19)$$

Из формулы (19) найдем значение критического радиуса \bar{a}_c ПН, в котором при $a \geq \bar{a}_c$ может возникнуть объемный экситон в основном состоянии

$$\bar{a}_c(n_e = 1, l_e = 0; t_h = 0) = 3.24a_{\text{ex}}. \quad (20)$$

Сравнение значения $\bar{a}_c(1, 0; 0)$ (20) с величиной критического радиуса $a_c^{(2)}(1, 0; 0) = 3.48a_{\text{ex}}$, полученного нами в работе [18] с помощью нового оптического метода, дает хорошее согласие между ними (эти значения отличаются между собой в пределах 6.9%). Такое отличие, по-видимому, обусловлено тем обстоятельством, что вариационный метод расчета спектра экситона в ПН, использованный нами в [18], может давать завышенные значения энергии, что в свою очередь приводит также к завышенному значению критического радиуса ПН $a_c^{(2)}$.

При определении величины \bar{a}_c (20) нарушается строгость одного из условий (неравенства (6)) применимости построенной здесь теории, тем не менее будем считать, что формулы (13), (14), (19) и (20) могут быть использованы и для ПН с радиусами $a \geq a_{\text{ex}}$. Основанием для этого является хорошее согласие спектра экситона в ПН с размером $a \geq a_{\text{ex}}$, полученного в работе [18] вариационным методом, со спектром электронно-дырочной пары, рассчитанного в работе [16] в рамках адиабатического приближения при выполнении условия (6) на радиусы a ПН, и, как следствие, близость величин критических радиусов ПН $\bar{a}_c = 3.24a_{\text{ex}}$ (20) и $a_c^{(2)} = 3.48a_{\text{ex}}$ [18].

Таким образом, можно предложить новый электрооптический метод определения критических радиусов \bar{a}_c ПН с помощью формулы (19), основанный на равенстве штарковского сдвига уровней размерного квантования дырки $\Delta\lambda_{1,0}^{t_h}(a, F)$ (14) со штарковским сдвигом энергии основного состояния экситона ΔV (18). При этом новый электрооптический метод дает величину радиуса нанокристалла \bar{a}_c (20), отличающуюся лишь в пределах 6.9% от аналогичной величины критического радиуса ПН $a_c^{(2)} = 3.48a_{\text{ex}}$, полученной в [18] с помощью нового оптического метода.

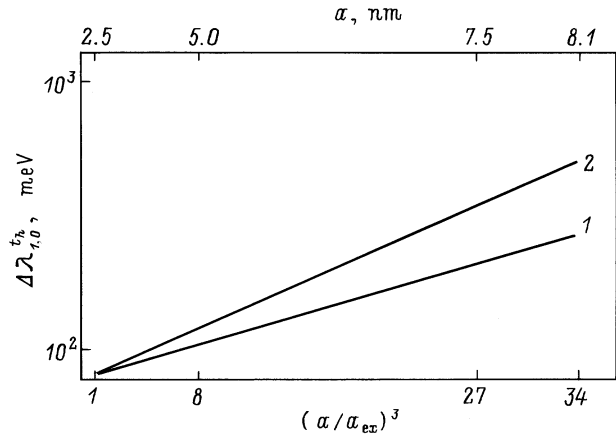


Рис. 1. Сдвиг уровней размерного квантования дырки $\Delta\lambda_{1,0}^{t_h}(a, F)$ (14) под действием внешнего однородного электрического поля напряженностью F как функция радиуса a нанокристалла CdS (верхняя шкала) или как функция параметра $(a/a_{\text{ex}})^3$ (нижняя шкала), a_{ex} — боровский радиус экситона в CdS. Линии 1 и 2 отвечают значениям напряженности электрического поля F , В/м: 1 — 10^3 , 2 — $1.23 \cdot 10^3$.

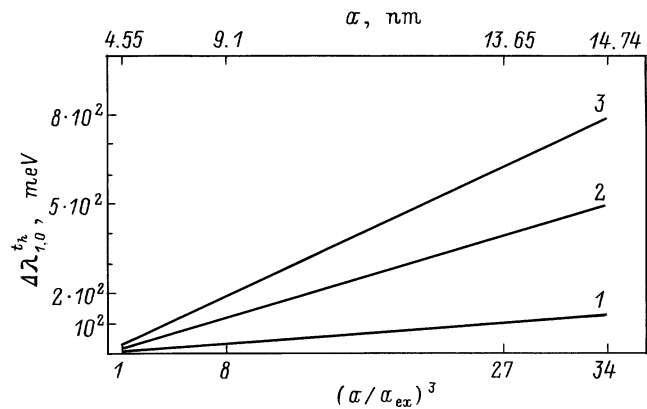


Рис. 2. Сдвиг уровней размерного квантования дырки $\Delta\lambda_{1,0}^{t_h}(a, F)$ (14) под действием внешнего однородного электрического поля напряженностью F как функция радиуса a нанокристалла CdSe (верхняя шкала) или как функция параметра $(a/a_{\text{ex}})^3$ (нижняя шкала), a_{ex} — боровский радиус экситона в CdSe. Линии 1–3 отвечают значениям напряженности электрического поля F , В/м: 1 — 210, 2 — 410, 3 — 510.

4. Заключение

В заключение кратко обсудим возможные экспериментальные наблюдения предложенного нами нового электрооптического метода. В работах [1,2] исследовались спектры межзонного поглощения диспергированных в прозрачной диэлектрической матрице борно-силикатного стекла ($\varepsilon_1 = 2.25$) нанокристаллов CdS ($\varepsilon_2 = 9.3$) размерами радиуса a от 1 до 10^2 нм. Эффективные массы электрона и дырки в CdS соответственно равнялись $m_e/m_0 = 0.205$ и $m_h/m_0 = 5$, т.е. $m_e \ll m_h$. Теоретический спектр экситона в полупроводниковых нанокристаллах (ПН) CdS, рассчитанный в работах [16,18],

с хорошей точностью описывал экспериментальную зависимость спектра экситона от радиуса ПН a [1,2] в области размеров ПН $a \geq a_{\text{ex}} = 2.5$ нм.

В экспериментальной работе [3] наблюдались пики просветления, связанные с переходами между уровнями размерного квантования экситона, в спектрах пропускания нанокристалла CdSe ($\varepsilon_2 = 9.4$) радиусом $a = 5.0$ нм, диспергированных в матрице силикатного стекла ($\varepsilon_1 = 2.25$). Эффективные массы электрона и дырки в ПН CdSe соответственно равнялись $m_e/m_0 = 0.13$ и $m_h/m_0 = 2.5$, т.е. $m_e \ll m_h$. При этом положения пиков просветления нанокристаллов CdSe в зависимости от величины радиусов ПН a в области размеров $a \simeq a_{\text{ex}} = 4.55$ нм с хорошей точностью описывает спектр экситона [19].

Поместим квазиульмерные системы, изученные в условиях экспериментов [1–3] во внешнее однородное электрическое поле (ВОЭП) напряженностью F (17). Учет эффекта локального поля [20] приводит к тому, что в квазиульмерных системах [1–3] на ПН действует поле напряженностью

$$F_{\text{ins}} = f^{-1}F, \quad f = 3/[2 + (\varepsilon_2/\varepsilon_1)], \quad (21)$$

где коэффициент $f = 0.489$ для ПН CdS и CdSe. При этом в формулах (13), (14) и (17) вместо величины F необходимо взять F_{ins} (21).

На рис. 1 и 2 представлены величины сдвигов $\Delta\lambda_{1,0}^{lh}(a, F)$ (14) уровней размерного квантования дырки в состоянии ($n_e = 1, l_e = 0; t_h$) в нанокристаллах CdS и CdSe соответственно в электрическом поле F . При расчете предполагалось выполнение условий (6), (10), (11а) и (17). Из поведения $\Delta\lambda_{1,0}^{lh}(a, F)$ в зависимости от радиуса ПН a и напряженности ВОЭП F вытекает, что с ростом радиуса $a > a_{\text{ex}}$ величины штарковских сдвигов уровней размерного квантования дырки увеличиваются пропорционально a^3 , приближаясь к значениям штарковского сдвига энергии основного состояния экситона ΔV (18). Это происходит при величинах \bar{a}_c , равных значениям критических радиусов ПН $\bar{a}_c(1, 0; 0) = 3.24a_{\text{ex}}$ (20) ($\bar{a}_c(1, 0; 0) = 8.1$ нм для ПН CdS и $\bar{a}_c(1, 0; 0) = 14.74$ нм для ПН CdSe), при которых в нанокристаллах CdS и CdSe с размерами $a \geq \bar{a}_c(1, 0; 0)$ могут возникать объемные экситоны.

Кроме того с ростом напряженности ВОЭП F наблюдается квадратичный эффект Штарка, согласно которому величины сдвигов $\Delta\lambda_{1,0}^{lh}(a, F)$ (14) и $\Delta V(F)$ (18) увеличиваются пропорционально F^2 . При этом для ПН CdS с ростом величины F от 10^3 до $1.23 \cdot 10^3$ В/м значение штарковского сдвига энергии основного состояния экситона $\Delta V(F)$ (18) увеличивается от $4.87 \cdot 10^2$ до $7.37 \cdot 10^2$ мэВ, а для ПН CdSe при изменении напряженности F от $2.1 \cdot 10^2$ до $5.1 \cdot 10^2$ В/м величина $\Delta V(F)$ (18) растет от $1.25 \cdot 10^2$ до $7.78 \cdot 10^2$ мэВ (рис. 1, 2).

Таким образом, установлено, что электрооптические свойства квазиульмерных систем, содержащих полупроводниковые нанокристаллы, в области межзонного по-

глощения определяются квантово-размерным квадратичным эффектом Штарка. Предложен новый электрооптический метод, дающий возможность определять значения критических радиусов нанокристаллов, в которых могут возникнуть объемные экситоны.

Работа выполнена при частичной поддержке Международного научного фонда "Відродження".

Список литературы

- [1] А.И. Екимов, А.А. Онущенко. Письма ЖЭТФ, **40** (8), 337 (1984).
- [2] А.И. Екимов, А.А. Онущенко, Ал.Л. Эфрос. Письма ЖЭТФ, **43** (6), 292 (1986).
- [3] Ю.В. Вандышев, В.С. Днепровский, В.И. Климов. Письма ЖЭТФ, **53** (6), 301 (1991).
- [4] A.D. Yoffe. Adv. Phys., **42**, 173 (1993).
- [5] А.И. Екимов, П.А. Скворцов, Т.В. Шубина. ЖТФ, **59** (3), 202 (1989).
- [6] K. Bajema, R. Marlin. Phys. Rev. B, **36**, 1300 (1987).
- [7] T. Wood, S. Burrus. Appl. Phys. Lett., **44**, 16 (1984).
- [8] С.И. Покутний. ФТТ, **39** (4), 606 (1997).
- [9] С.И. Покутний. ФТТ, **39** (4), 720 (1997).
- [10] S. Nomura, T. Kobayashi. Sol. St. Commun., **74** (10), 1153 (1990).
- [11] Н.А. Ефремов, С.И. Покутний. ФТТ, **32** (6), 1637 (1990).
- [12] С.И. Покутний. ФТП, **25** (4), 628 (1991).
- [13] S.I. Pokutnyi. Phys. Lett. A, **168** (5–6), 433 (1992).
- [14] Н.А. Ефремов, С.И. Покутний. ФТТ, **27** (1), 48 (1985).
- [15] В.Я. Грабовский, Я.Я. Дзенис, А.И. Екимов. ФТТ, **31** (1), 272 (1989).
- [16] С.И. Покутний. ФТП, **30** (11), 1952 (1996).
- [17] S.I. Pokutnyi. Phys. Lett. A, **203** (5–6), 388 (1995).
- [18] С.И. Покутний. ФТТ, **38** (9), 2667 (1996).
- [19] С.И. Покутний. ФТТ, **34** (8), 2386 (1992).
- [20] S. Schmitt-Rink, D. Miller, D. Chemla. Phys. Rev. B, **35**, 8113 (1987).

Редактор Т.А. Полянская

Size quantization Stark effect in quasi-zero-dimensional semiconductor structures

S.I. Pokutnyi

Illichivsk Educational Research Centre,
Odessa State University,
68001 Illichivsk, the Ukraine