

ЭЛЕКТРОПОГЛОЩЕНИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО НАНОКУБОИДА

© 2015 г. И. О. Пономарёва*, студент; М. Ю. Леонов*, канд. физ.-мат. наук;
А. Г. Косенков*, студент; И. Д. Рухленко***, канд. физ.-мат. наук;
А. В. Баранов*, доктор физ.-мат. наук; А. В. Фёдоров*, доктор физ.-мат. наук

*Университет ИТМО, Санкт-Петербург

***Monash University, Clayton Campus, Victoria 3800, Australia

E-mail: irina.ponomareva.1402@gmail.com

Работа посвящена развитию универсальной физической модели электронной подсистемы полупроводникового нанокристалла в форме прямоугольного параллелепипеда – нанокубоида, находящегося во внешнем однородном электрическом поле. В рамках предлагаемой модели вычисляется электропоглощение нанокубоида и проводится сравнительный анализ электропоглощения нанокристаллов с различным соотношением размеров ребер: квантовых точек, наностержней и нанопластин. Показано, что наиболее перспективными для создания электрооптических приборов фотоники являются нанопластины.

Ключевые слова: полупроводниковые нанокристаллы, квантовые точки, наностержни, нанопластины, эффект Штарка, электропоглощение.

Коды OCIS: 160.4236, 300.6500

Поступила в редакцию 08.04.2015

Введение

Влияние внешнего электрического поля на оптические параметры полупроводниковых наноструктур привлекает внимание исследователей на протяжении многих лет [1–11]. Интерес к этому явлению связан с фундаментальными проблемами физики наноразмерных систем, помещенных в электрическое поле [9, 10, 12–14], а также с многообещающими перспективами практического применения электрооптических эффектов в наноструктурах [15–17]. Среди пионерских работ, посвященных воздействию внешнего электрического поля на оптические свойства наноразмерных систем, следует отметить теоретические и экспериментальные исследования поглощения света полупроводниковыми квантовыми ямами [1–3]. С точки зрения физики, наибольший интерес представляют электрооптические эффекты в полупроводниковых нанокристаллах (НК), движение носителей заряда в которых ограничено во всех трех измерениях: квантовые точки [4, 5, 7–9, 12–14], стержни [11] и пластины [11]. Именно в таких системах наиболее ярко проявляются эффекты размерного квантования энергетических спек-

тров их элементарных возбуждений, а также влияние пространственного ограничения на взаимодействие этих возбуждений друг с другом и внешними полями. Кроме того, НК представляют собой прекрасный модельный объект для изучения эффектов диэлектрического экранирования и воздействия электрического поля на процессы энергетической и фазовой релаксации пространственно ограниченных носителей заряда. В частности, изменение энергетического спектра и волновых функций электронов и дырок во внешнем электрическом поле должно в той или иной степени менять скорости релаксации с участием фононов [18–23], плазмонов и плазмон-фононных мод [24–26], а также кулоновского взаимодействия [27, 28].

Для детального изучения электрооптических свойств полупроводниковых НК и различных физических эффектов, проявляющихся в оптических спектрах этих систем во внешнем электрическом поле, необходима относительно простая математическая модель, описывающая поведение электронной подсистемы НК в электрическом поле. Данная работа посвящена развитию такой модели, в рамках которой удастся получить аналитические выражения

для энергетического спектра и волновых функций электрон-дырочных пар в однородном внешнем поле. Речь идет о полупроводниковом НК в форме прямоугольного параллелепипеда – нанокубоиде. Предлагаемая модель является непосредственным развитием модели НК в форме куба [7, 8] и используется для вычисления и сравнительного анализа электропоглощения полупроводниковых нанокубоидов с различным соотношением длины ребер. Полученные результаты являются базой для развития теории ряда оптических процессов, протекающих во внешнем электрическом поле, включая электроотражение и электролюминесценцию.

Энергетический спектр нанокубоида

Рассмотрим полупроводниковый нанокубоид (рис. 1) с длинами ребер L_x , L_y и L_z . В рамках приближения эффективной массы и двухзонной модели полупроводника энергии $E_{\mathbf{n}(m)}(\mathbf{F})$ и волновые функции $\Psi_{\mathbf{n}(m)}(\mathbf{r}, \mathbf{F})$ электронов и дырок, локализованных в нанокубоиде с однородным электрическим полем \mathbf{F} внутри него, удовлетворяют уравнению Шредингера

$$\left(-\frac{\hbar^2 \Delta}{2m_{c(v)}} \pm e\mathbf{F}\mathbf{r} + V(\mathbf{r}) \right) \Psi_{\mathbf{n}(m)}(\mathbf{r}, \mathbf{F}) = E_{\mathbf{n}(m)}(\mathbf{F}) \Psi_{\mathbf{n}(m)}(\mathbf{r}, \mathbf{F}), \quad (1)$$

где знак плюс (минус) соответствует электронам (дыркам) с эффективной массой $m_c(m_v)$, положение носителя заряда задается радиусом-вектором $\mathbf{r} \equiv (x, y, z)$, $\Delta = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2 + \partial^2/\partial z^2$, $V(\mathbf{r})$ – ограничивающий потенциал с бесконечно высокими стенками, квантовые числа $\mathbf{n} = \{n_x, n_y, n_z\}$

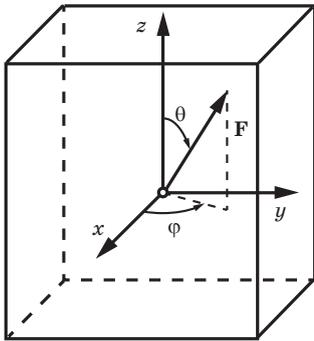


Рис. 1. Нанокубоид в однородном электрическом поле с напряженностью \mathbf{F} внутри него; θ и ϕ являются угловыми координатами \mathbf{F} в системе отсчета x, y, z , чьи оси совпадают с ребрами нанокубоида.

и $\mathbf{m} = \{m_x, m_y, m_z\}$ ($n_\alpha, m_\alpha = 1, 2, 3, \dots$) описывают состояния электронов и дырок соответственно.

В случае, когда электронная подсистема нанокубоида находится в режиме сильного confinement [29] и можно пренебречь экситонными эффектами, задача на собственные значения и функции (1) допускает полное разделение переменных в декартовой системе координат. В результате волновые функции электронов и дырок приобретают следующий вид

$$\Psi_{\mathbf{n}(m)}(\mathbf{r}, \mathbf{F}) = \prod_{\alpha=x,y,z} \Psi_{n_\alpha(m_\alpha)}(\alpha, F_\alpha), \quad (2)$$

где $\Psi_{n_\alpha(m_\alpha)}(\alpha, F_\alpha)$ описывают одномерное движение носителя заряда и выражаются через функции Эри Ai и Bi [3]

$$\Psi_{n_\alpha}(\alpha, F_\alpha) = A_{n_\alpha} Ai[-\eta_{n_\alpha}(\alpha, F_\alpha)] + B_{n_\alpha} Bi[-\eta_{n_\alpha}(\alpha, F_\alpha)], \quad (3a)$$

$$\Psi_{m_\alpha}(\alpha, F_\alpha) = A_{m_\alpha} Ai[\eta_{m_\alpha}(\alpha, F_\alpha)] + B_{m_\alpha} Bi[\eta_{m_\alpha}(\alpha, F_\alpha)], \quad (3b)$$

$$\eta_{n_\alpha}(\alpha, F_\alpha) = (\alpha + E_{n_\alpha}(F_\alpha)/eF_\alpha) \xi_\alpha(F_\alpha), \quad (4a)$$

$$\eta_{m_\alpha}(\alpha, F_\alpha) = (\alpha - E_{m_\alpha}(F_\alpha)/eF_\alpha) \xi_\alpha(F_\alpha) \kappa, \quad (4b)$$

$$\kappa = (m_v/m_c)^{1/3}, \quad \xi_\alpha(F_\alpha) = (2m_c e F_\alpha / \hbar^2)^{1/3},$$

величины $E_{n_\alpha(m_\alpha)}(F_\alpha)$ являются решениями уравнений

$$\begin{aligned} Ai[-\eta_{n_\alpha}(-L_\alpha/2, F_\alpha)] Bi[-\eta_{n_\alpha}(L_\alpha/2, F_\alpha)] &= \\ = Ai[-\eta_{n_\alpha}(L_\alpha/2, F_\alpha)] Bi[-\eta_{n_\alpha}(-L_\alpha/2, F_\alpha)], \\ Ai[\eta_{m_\alpha}(-L_\alpha/2, F_\alpha)] Bi[\eta_{m_\alpha}(L_\alpha/2, F_\alpha)] &= \\ = Ai[\eta_{m_\alpha}(L_\alpha/2, F_\alpha)] Bi[\eta_{m_\alpha}(-L_\alpha/2, F_\alpha)]. \end{aligned}$$

Коэффициенты $B_{n_\alpha(m_\alpha)}$ выражаются через $A_{n_\alpha(m_\alpha)}$ как

$$\begin{aligned} B_{n_\alpha} &= -A_{n_\alpha} \frac{Ai[-\eta_{n_\alpha}(-L_\alpha/2, F_\alpha)]}{Bi[-\eta_{n_\alpha}(-L_\alpha/2, F_\alpha)]}, \\ B_{m_\alpha} &= -A_{m_\alpha} \frac{Ai[\eta_{m_\alpha}(-L_\alpha/2, F_\alpha)]}{Bi[\eta_{m_\alpha}(-L_\alpha/2, F_\alpha)]}, \end{aligned}$$

где $A_{n_\alpha(m_\alpha)}$ определяются условиями нормировки

$$\int_{-L_\alpha/2}^{L_\alpha/2} d\alpha |\Psi_{n_\alpha(m_\alpha)}(\alpha, F_\alpha)|^2 = 1.$$

При этом выражения для энергии электрон-дырочных пар имеют вид

$$E_{\mathbf{n},\mathbf{m}}(\mathbf{F}) = E_g + E_{\mathbf{n}}(\mathbf{F}) + E_{\mathbf{m}}(\mathbf{F}), \quad (5)$$

где энергии электронов и дырок

$$E_{\mathbf{n}(\mathbf{m})}(\mathbf{F}) = \sum_{\alpha=x,y,z} E_{n_{\alpha}(m_{\alpha})}(F_{\alpha}), \quad (6)$$

E_g – ширина запрещенной зоны полупроводника.

Электропоглощение нанокубоида

Используем представленную модель для анализа электропоглощения НК с различными соотношениями длин ребер (рис. 2): квантовых точек (длина ребер приблизительно одинакова $L_x \approx L_y \approx L_z$), наностержень (одно из ребер намного длиннее, чем два других, например $L_z \gg L_x \approx L_y$), нанопластина (одно из ребер намного короче, чем два других, например $L_z \ll L_x \approx L_y$). Легко показать, что скорость генерации электрон-дырочных пар в нанокубоиде, возбуждаемом монохроматическим светом с частотой ω и интенсивностью I , в нижайшем порядке теории возмущений определяется следующим выражением:

$$W(\omega, \mathbf{F}) = \frac{16\pi(eP)^2}{3\hbar^3 c \omega^2 \sqrt{\varepsilon(\omega)}} \times \sum_{\mathbf{n}, \mathbf{m}} \frac{\gamma_{\mathbf{n}, \mathbf{m}}(\mathbf{F}) |J_{\mathbf{n}, \mathbf{m}}(\mathbf{F})|^2}{[\hbar\omega - E_{\mathbf{n}, \mathbf{m}}(\mathbf{F})]^2 + \gamma_{\mathbf{n}, \mathbf{m}}^2(\mathbf{F})}, \quad (7)$$

где c – скорость света в вакууме, P – параметр Кейна, $\varepsilon(\omega)$ – диэлектрическая проницаемость полупроводника, $\gamma_{\mathbf{n}, \mathbf{m}}$ – полная скорость дефазировки межзонного оптического перехода между состояниями электронов и дырок с квантовыми

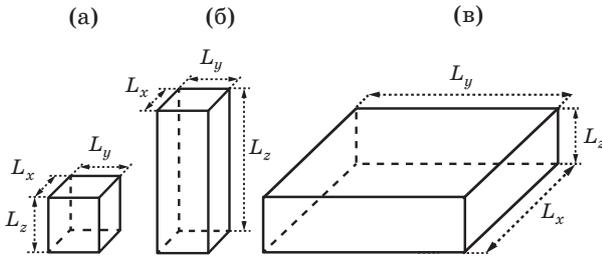


Рис. 2. Три типа НК: кубическая квантовая точка $L_x = L_y = L_z$ (а), наностержень с поперечным квадратным сечением с $L_z \gg L_x = L_y$ (б), квадратная нанопластина с $L_z \ll L_x = L_y$ (в).

числами \mathbf{n} и \mathbf{m} , $J_{\mathbf{n}, \mathbf{m}}(\mathbf{F})$ – интеграл перекрытия, имеющий вид

$$J_{\mathbf{n}, \mathbf{m}}(\mathbf{F}) = \iiint \Psi_{\mathbf{n}}^*(\mathbf{r}, \mathbf{F}) \Psi_{\mathbf{m}}(\mathbf{r}, \mathbf{F}) d\mathbf{r} = \prod_{\alpha=x,y,z} J_{n_{\alpha} m_{\alpha}}(F_{\alpha}). \quad (8)$$

В отсутствие внешнего электрического поля

$$J_{n_{\alpha}, m_{\alpha}}(0) = \delta_{n_{\alpha}, m_{\alpha}}.$$

Применяя выражение (7), можно вычислить коэффициент электропоглощения ансамбля идентичных и одинаково ориентированных нанокубоидов

$$K(\omega, \mathbf{F}) = W(\omega, \mathbf{F}) N \frac{\hbar\omega}{I}, \quad (9)$$

где N – концентрация нанокубоидов в образце.

Результаты и обсуждение

Воздействие внешнего однородного электрического поля на нанокубоид приводит к изменению энергии локализованных электрон-дырочных пар ($E_{\mathbf{n}, \mathbf{m}}$). Кроме того, электрическое поле модифицирует интегралы перекрытия ($J_{\mathbf{n}, \mathbf{m}}$) и может изменить скорости дефазировки переходов ($\gamma_{\mathbf{n}, \mathbf{m}}$). Проиллюстрируем влияние первых двух эффектов на спектры электропоглощения нанокубоидов из CdSe кубической модификации ($E_g = 1,736$ эВ, $m_c = 0,11m_0$, $m_v = 0,44m_0$, m_0 – масса свободного электрона), предполагая для простоты, что скорости дефазировки оптических переходов в энергетических единицах фиксированы и составляют 5 мэВ. В выражении (9) ограничимся учетом лишь нескольких низкоэнергетических состояний электрон-дырочных пар \mathbf{n}, \mathbf{m} .

На рис. 3а представлены нормированные спектры электропоглощения $K(\omega, F_z)/K(E_{111, 111}(0), 0)$ в области основного состояния электрон-дырочных пар $(\mathbf{n}, \mathbf{m}) = (111, 111)$ квантовой точки в форме куба с длиной ребер 5 нм для случая, когда электрическое поле направлено вдоль оси z . В отсутствие электрического поля оптический переход, приводящий к рождению электрон-дырочных пар в основном состоянии, является дипольно разрешенным. Изменение взаимной ориентации внешнего поля и квантовой точки оказывает относительно слабое влияние на электрооптический отклик в силу высокой симметрии такого НК. Из рис. 3а видно, что при таких малых размерах квантовой точки даже при напряженности электрического поля 200 кВ/см длинноволновый сдвиг пика поглощения благо-

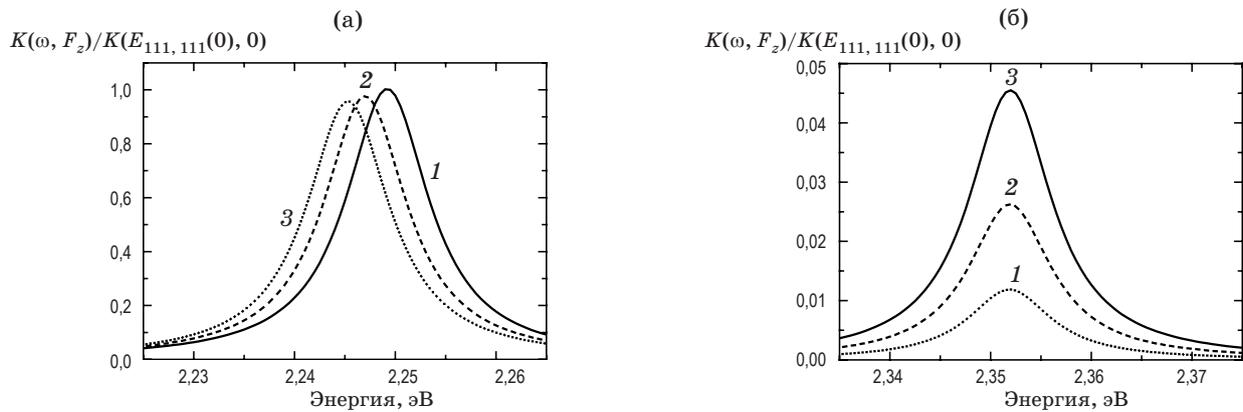


Рис. 3. Спектры поглощения квантовой точки с размерами $L_x = L_y = L_z = 5$ нм в однородных электрических полях, направленных вдоль оси z в основном состоянии (а) электрон-дырочных пар (111, 111), в отсутствие электрического поля (1) и при электрических полях с напряженностями (кВ/см) 150 (2) и 200 (3); (б) в дипольно-запрещенном состоянии (111, 112) с напряженностями поля 100 (1), 150 (2) и 200 (3).

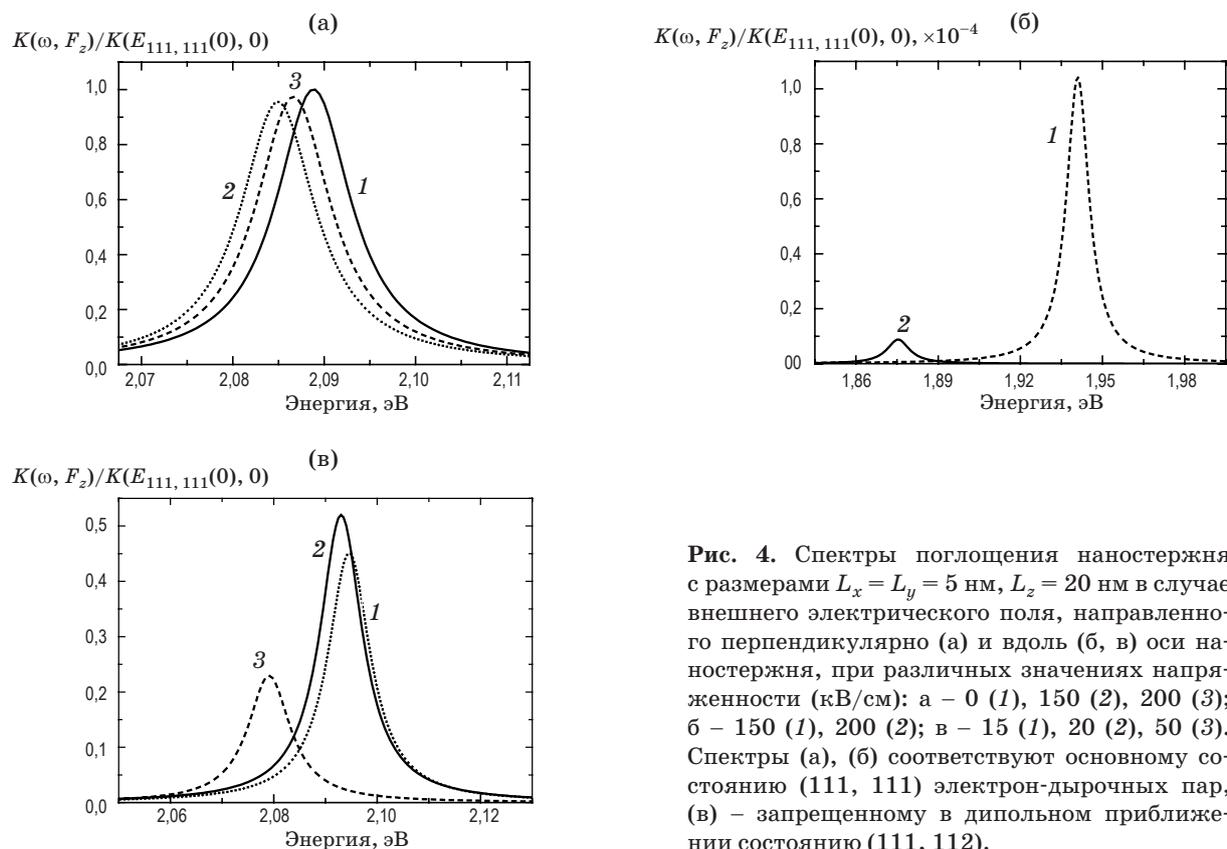


Рис. 4. Спектры поглощения наностержня с размерами $L_x = L_y = 5$ нм, $L_z = 20$ нм в случае внешнего электрического поля, направленного перпендикулярно (а) и вдоль (б, в) оси наностержня, при различных значениях напряженности (кВ/см): а – 0 (1), 150 (2), 200 (3); б – 150 (1), 200 (2); в – 15 (1), 20 (2), 50 (3). Спектры (а), (б) соответствуют основному состоянию (111, 111) электрон-дырочных пар, (в) – запрещенному в дипольном приближении состоянию (111, 112).

даря эффекту Штарка составляет около 4 мэВ, а уменьшение амплитуды пика из-за модификации интегралов перекрытия (8) не превышает 5%.

Наличие электрического поля приводит к возможности оптического возбуждения состояний электрон-дырочных пар, переход в которые без него был запрещен в дипольном приближении. На рис. 3б приведен нормированный спектр электропоглощения вблизи нижайшего по энергии перехода такого типа, в результате которого воз-

буждается состояние (111, 112). Видно, что при напряженности электрического поля 200 кВ/см пик поглощения смещен в коротковолновую область относительно энергии перехода в отсутствие электрического поля приблизительно на 0,1 мэВ, а его амплитуда составляет около 4,5% от амплитуды пика поглощения при переходах в состояние (111, 111) в отсутствие поля.

На рис. 4а приведены нормированные спектры электропоглощения в области двух нижай-

ших по энергии состояний электрон-дырочных пар (111, 111) и (111, 112) наностержня с квадратным сечением и длиной ребер $L_x = L_y = 5$ нм, $L_z = 20$ нм при ориентации электрического поля вдоль оси x . В нулевом электрическом поле оптический переход, приводящий к рождению электрон-дырочных пар в основном состоянии, является дипольно-разрешенным, а переход в состояние (111, 112) – в дипольном приближении запрещен. При выбранной ориентации электрического поля вклад в спектр поглощения от перехода в состояние (111, 112) отсутствует. Из рис. 4а видно, что спектральные сдвиги пиков поглощения и изменения их амплитуды достаточно малы, причем при выбранных параметрах они примерно равны аналогичным значениям для случая квантовой точки. Такие же результаты получаются при ориентации поля вдоль оси y , однако ситуация существенно изменяется, если электрическое поле направлено вдоль оси z . Соответствующие спектры поглощения представлены на рис. 4б. В этом случае штарковский сдвиг первого пика в поле напряженностью 200 кВ/см составляет около 213 мэВ, а его амплитуда уменьшается на пять порядков. Второй пик в таком поле смещен в длинноволновую область относитель-

но энергии перехода при отсутствии электрического поля приблизительно на 163 мэВ. Амплитуда этого пика достигает максимального значения при напряженности электрического поля 22 кВ/см (рис. 4в) и составляет около 50% от амплитуды пика поглощения при переходах в состояние (111, 111) в отсутствие поля. При дальнейшем увеличении напряженности амплитуда пика уменьшается. Такое поведение амплитуды электропоглощения вблизи перехода в состояние (111, 112) связано с нелинейной зависимостью интеграла перекрытия (8) от напряженности электрического поля.

На рис. 5а, б представлены нормированные спектры электропоглощения в области двух нижайших по энергии состояний электрон-дырочных пар (111, 111) и (111, 112) нанопластины с квадратным сечением и длиной ребер $L_x = L_y = 20$ нм, $L_z = 5$ нм при ориентации электрического поля вдоль оси x . Аналогичные результаты получаются и при ориентации поля вдоль оси y . Все характерные особенности этих спектров (штарковские сдвиги и изменение амплитуд) совпадают с теми, которые были получены в случае наностержня при ориентации поля вдоль оси z . Из рис. 5в видно, что, когда электрическое поле ориентировано вдоль оси z

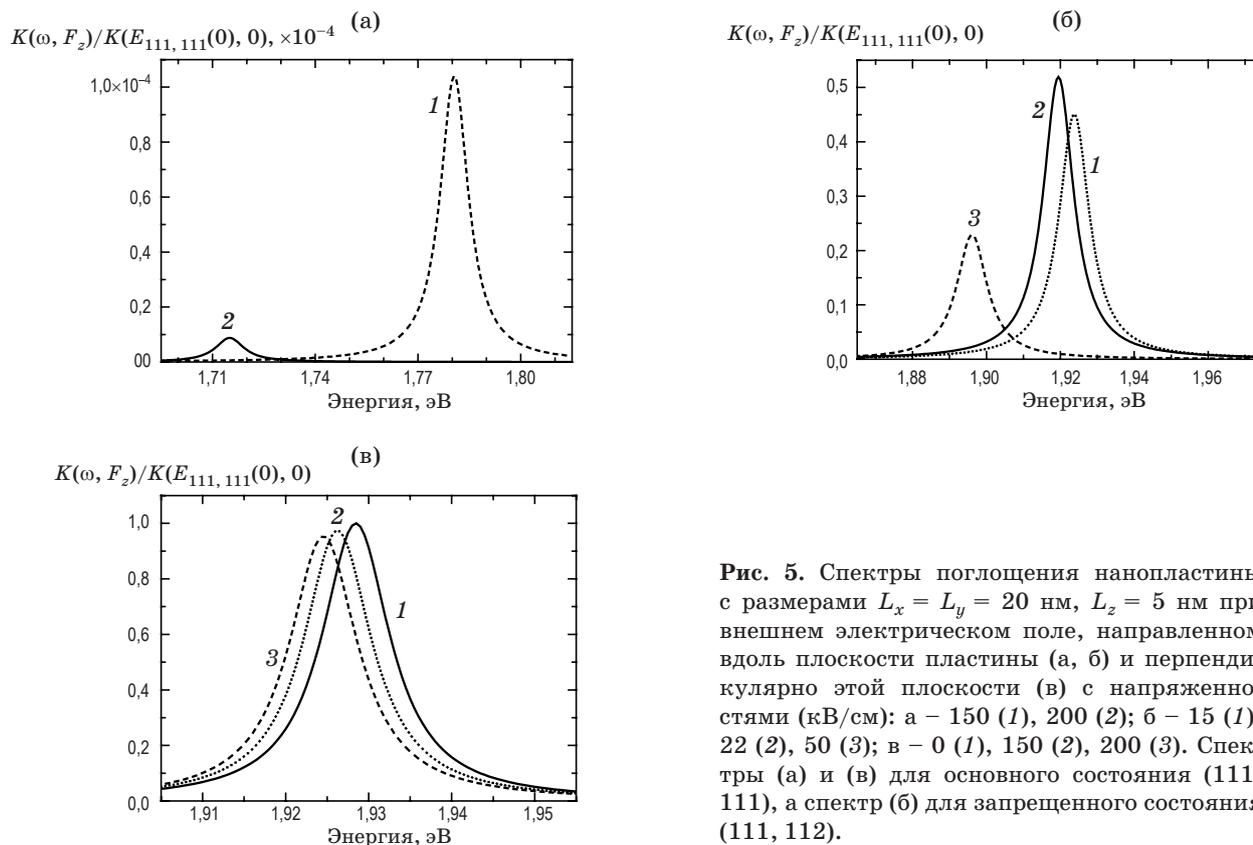


Рис. 5. Спектры поглощения нанопластины с размерами $L_x = L_y = 20$ нм, $L_z = 5$ нм при внешнем электрическом поле, направленном вдоль плоскости пластины (а, б) и перпендикулярно этой плоскости (в) с напряженностями (кВ/см): а – 150 (1), 200 (2); б – 15 (1), 22 (2), 50 (3); в – 0 (1), 150 (2), 200 (3). Спектры (а) и (в) для основного состояния (111, 111), а спектр (б) для запрещенного состояния (111, 112).

нанопластины, спектральные особенности электропоглощения совпадают с теми, которые наблюдаются у квантовых точек и наностержня при ориентации поля вдоль их осей x и y .

Заключение

В данной работе развита простая математическая модель, описывающая поведение электронной подсистемы нанокубоида в электрическом поле. На ее основе был проведен сравнительный анализ электропоглощения квантовых точек, стержней и пластин в виде наноразмерных прямоугольных параллелепипедов с разным соотношением длины ребер. Показано, что штарковские сдвиги спектров поглощения и изменение их амплитуд в электрическом поле

определяются главным образом наибольшим линейным размером НК. Отсюда следует, что наиболее перспективными объектами для создания электрооптических приборов нанопластины являются полупроводниковые нанопластины. Представленная модель является базой для развития теории ряда оптических процессов, протекающих во внешнем электрическом поле, включая электроотражение и электролюминесценцию.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ (грант 14.В25.31.0002 и государственное задание № 3.17.2014/К). Минобрнауки РФ также поддерживает М.Ю. Леонова посредством стипендии Президента Российской Федерации для молодых ученых и аспирантов (2013–2015).

* * * * *

ЛИТЕРАТУРА

1. Miller D.A.B., Chemla D.S., Damen T.C., Gossard A.C., Wiegmann W., Wood T.H., Burrus C.A. Band-edge electroabsorption in quantum well structures – the quantum-confined Stark-effect // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 53. P. 2173–2176.
2. Miller D.A.B., Chemla D.S., Damen T.C., Gossard A.C., Wiegmann W., Wood T.H., Burrus C.A. Electric-field dependence of optical-absorption near the band-gap of quantum-well structures // Phys. Rev. B. 1985. V. 32. P. 1043–1060.
3. Miller D.A.B., Chemla D.S., Schmitt-Rink S. Relation between electroabsorption in bulk semiconductors and in quantum wells: The quantum-confined Franz-Keldysh effect // Phys. Rev. B. 1986. V. 33. P. 6976–6982.
4. Itskevich I.E., Rybchenko S.I., Tartakovskii I.I., Stoddart S.T., Levin A., Main P.C., Eaves L., Henini M., Parnell S. Stark shift in electroluminescence of individual InAs quantum dots // Appl. Phys. Lett. 2000. V. 76. P. 3932–3934.
5. Jin P., Li C.M., Zhang Z.Y., Liu F.Q., Chen Y.H., Ye X.L., Xu B., Wang Z.G. Quantum-confined Stark effect and built-in dipole moment in self-assembled InAs/GaAs quantum dots // Appl. Phys. Lett. 2004. V. 85. P. 2791–2793.
6. Zhang T.Y., Zhao W. Franz-Keldysh effect and dynamical Franz-Keldysh effect of cylindrical quantum wires // Phys. Rev. B. 2006. V. 73. P. 245337.
7. Kruchinin S.Yu., Fedorov A.V. Spectroscopy of persistent hole burning in the quantum dot-matrix system: Quantum-confined stark effect and electroabsorption // Phys. Solid State. 2007. V. 49. P. 968–975.
8. Spector H.N., Lee J. Stark effect in the optical absorption in cubical quantum boxes // Physica B. 2007. V. 393. P. 94–99.
9. Bennett A.J., Patel R.B., Skiba-Szymanska J., Nicoll C.A., Farrer I., Ritchie D.A., Shields A.J. Giant Stark effect in the emission of single semiconductor quantum dots // Appl. Phys. Lett. 2010. V. 97. P. 031104.
10. Chaisakul P., Marris-Morini D., Rouifed M.S., Frigerio J., Isella G., Chrastina D., Coudevyille J.R., Le Roux X., Edmond S., Bouville D., Vivien L. Strong quantum-confined Stark effect from light hole related direct-gap transitions in Ge quantum wells // Appl. Phys. Lett. 2013. V. 120. P. 191107.
11. Achtstein A.W., Prudnikau A.V., Ermolenko M.V., Gurinovich L.I., Gaponenko S.V., Woggon U., Baranov A.V., Leonov M.Yu., Rukhlenko I.D., Fedorov A.V., Artemyev M.V. Electroabsorption by 0D, 1D, and 2D nanocrystals: a Comparative study of CdSe colloidal quantum dots, nanorods, and nanoplatelets // ACS Nano. 2014. V. 8. P. 7678–7686.
12. Oukerroum A., Feddi E., Bosch Bailach J., Martinez-Pastor J., Dujardin F., Assaid E. On the anomalous Stark effect in a thin disc-shaped quantum dot // J. Phys.: Condens. Matter. 2010. V. 22. P. 375301.

13. *Ritter S., Gartner P., Baer N., Jahnke F.* Anomalous Stark effect in semiconductor quantum dots // *Phys. Rev. B.* 2007. V. 76. P. 165302.
14. *Ramanathan S., Petersen G., Wijesundara K., Thota R., Stinaff E.A., Kerfoot M.L., Scheibner M., Bracker A.S., Gammon D.* Quantum-confined Stark effects in coupled InAs/GaAs quantum dots // *Appl. Phys. Lett.* 2004. V. 102. P. 213101.
15. *Nann T., Skinner W.M.* Quantum dots for electro-optic devices // *ACS Nano.* 2011. V. 5. P. 5291–5295.
16. *Thoma J., Liang B., Reyner C., Ochalski T., Williams D., Hegarty S.P., Huffaker D., Huyet G.* Electro-optic properties of GaInAsSb/GaAs quantum well for high-speed integrated optoelectronic devices // *Appl. Phys. Lett.* 2013. V. 102. P. 013120.
17. *Ikehara H., Goto T., Kamiya H., Arakawa T., Kokubun Y.* Hitless wavelength-selective switch based on quantum well second-order series-coupled microring resonators // *Opt. Exp.* 2013. V. 21. P. 6377–6390.
18. *Fedorov A.V., Baranov A.V., Masumoto Y.* Coherent control of optical-phonon-assisted resonance secondary emission in semiconductor quantum dots // *Opt. Spectrosc.* 2002. V. 93. P. 52–60.
19. *Fedorov A.V., Baranov A.V., Masumoto Y.* Acoustic phonon problem in nanocrystal-dielectric matrix systems // *Solid State Commun.* 2003. V. 122. P. 139–144.
20. *Rukhlenko I.D., Fedorov A.V.* Penetration of electric fields induced by surface phonon modes into the layers of a semiconductor heterostructure // *Opt. Spectrosc.* 2006. V. 101. P. 253–264.
21. *Rukhlenko I.D., Fedorov A.V.* Propagation of electric fields induced by optical phonons in semiconductor heterostructures // *Opt. Spectrosc.* 2006. V. 100. P. 238–244.
22. *Baranov A.V., Davydov V., Fedorov A.V., Ren H.W., Sugou S., Masumoto Y.* Coherent control of stress-induced InGaAs quantum dots by means of phonon-assisted resonant photoluminescence // *Phys. Status Solidi B.* 2001. V. 224. P. 461.
23. *Ushakova E.V., Litvin A.P., Parfenov P.S., Fedorov A.V., Artemyev M., Prudnikau A.V., Rukhlenko I.D., Baranov A.V.* Anomalous size-dependent decay of low-energy luminescence from PbS quantum dots in colloidal solution // *ACS Nano.* 2012. V. 6. P. 8913–8921.
24. *Fedorov A.V., Baranov A.V., Rukhlenko I.D., Masumoto Y.* New many-body mechanism of intraband carrier relaxation in quantum dots embedded in doped heterostructures // *Solid State Commun.* 2003. V. 128. P. 219–223.
25. *Fedorov A.V., Baranov A.V.* Relaxation of charge carriers in quantum dots with the involvement of plasmon-phonon modes // *Semiconductors.* 2004. V. 38. P. 1065–1073.
26. *Fedorov A.V., Baranov A.V.* Intraband carrier relaxation in quantum dots mediated by surface plasmon-phonon excitations // *Opt. Spectrosc.* 2004. V. 97. P. 56–67.
27. *Kruchinin S.Yu., Fedorov A.V., Baranov A.V., Perova T. S., Berwick K.* Double quantum dot photoluminescence mediated by incoherent reversible energy transport // *Phys. Rev. B.* 2010. V. 81. P. 245303.
28. *Kruchinin S.Yu., Fedorov A.V., Baranov A.V., Perova T.S., Berwick K.* Electron-electron scattering in a double quantum dot: Effective mass approach // *J. Chem. Phys.* 2010. V. 133. P. 104704.
29. *Fedorov A.V., Rukhlenko I. D., Baranov A.V., and Kruchinin S.Y.* Optical Properties of Semiconductor Quantum Dots. Saint Petersburg: Nauka, 2011.