# Межзонное поглощение света в полупроводниковых наноструктурах

© С.И. Покутний¶

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

(Получена 18 ноября 2002 г. Принята к печати 25 ноября 2002 г.)

В рамках дипольного приближения теоретически изучено межзонное поглощение света в малом полупроводником микрокристалле. Получено выражение для коэффициента поглощения света в условиях, когда поляризационное взаимодействие электрона и дырки с поверхностью микрокристалла играет доминирующую роль. Показано, что учет поляризационного взаимодействия электрона и дырки с поверхностью микрокристалла вызывает сдвиг порога поглощения в микрокристалле в коротковолновую сторону. Установлено, что край поглощения малых микрокристаллов формируется двумя сравнимыми по интенсивности переходами с разных уровней размерного квантования дырки на нижний уровень размерного квантования электрона.

## 1. Введение

Квазинульмерные структуры, представляющие собой полупроводниковые микрокристаллы (ПМ) сферической формы с размерами $a \approx 1-10^2$ нм, выращенные в прозрачных диэлектрических матрицах [1–5], привлекают внимание в связи с их нелинейными оптическими свойствами и возможными приложениями в оптоэлектронике (в частности, как новые материалы, перспективные для создания элементов, управляющих оптическими сигналами [2]). Поскольку энергетическая щель полупроводника существенно меньше, чем в диэлектрических матрицах, движение носителей заряда в ПМ („квантовой точке") ограничено его объемом. При этом величины $a$ сравнимы с характерными размерами квазичастиц в полупроводниках. В этих условиях влияние поверхности раздела ПМ–диэлектрическая матрица может вызвать размерное квантование энергетического спектра электрона и дырки в ПМ, связанное как с чисто пространственным ограничением области квантования [3], так и с поляризационным взаимодействием носителей заряда с поверхностью ПМ [6–10].

В экспериментальных работах [1,2] было обнаружено, что структура спектра межзонного поглощения света малого ПМ определялась размерным квантованием энергетического спектра его квазичастиц.

К настоящему времени межзонное поглощение света малыми ПМ является слабо изученным. Развитая в [3] теория межзонного поглощения света в ПМ, не учитывала вклад поляризационного взаимодействия носителей заряда с поверхностью ПМ в спектр электрона и дырки в ПМ. В работах [4,5] теоретически изучалось поглощение и люминесценция света несферическими нанокристаллами селенида кадмия. При этом в [4,5], так же как и в [3], не учитывалось влияние поляризационного взаимодействия электрона и дырки с поверхностью малого ПМ на процессы поглощения и люминесценцию света такими ПМ.

Чтобы заполнить такой пробел в теории, в настоящем сообщении учитывается влияние поляризационного взаимодействия электрона и дырки с поверхностью малого ПМ на межзонное поглощение света в ПМ. Получено выражение для коэффициента поглощения света как функции радиуса ПМ $a$ и параметров задачи в условиях, когда поляризационное взаимодействие электрона и дырки с поверхностью ПМ играет существенную роль. Показано, что учет поляризационного взаимодействия электрона и дырки с поверхностью ПМ приводит к тому, что порог поглощения в малом ПМ претерпевает сдвиг в коротковолновую сторону. Установлено, что край поглощения малых ПМ формируется двумя сравнимыми по интенсивности переходами с разных уровней размерного квантования дырки на нижний уровень размерного квантования электрона.

## 2. Спектр электронно-дырочной пары в малом микрокристалле

В [6–10] изучалась простая модель квазинульмерной структуры: нейтральный сферический ПМ радиуса $a$ с диэлектрической проницаемостью (ДП) $\varepsilon_2$, окруженный средой с ДП $\varepsilon_1$. В объеме такого ПМ движутся электрон $e$ и дырка $h$ с эффективными массами $m_e$ и $m_h$ ($r_e$ и $r_h$ — расстояния электрона и дырки от центра ПМ), причем ДП микрокристалла и диэлектрической матрицы сильно отличаются ($\varepsilon_1 \ll \varepsilon_2$). Предполагается также, что зоны электронов и дырок в ПМ имеют параболическую форму.

Будем также считать, что выполняется условие

$$m_e \ll m_h. \tag{1}$$

Справедливость неравенства (1) дает возможность рассматривать движение тяжелой дырки в электронном потенциале, усредненном по движению электрона (адиабатическое приближение). При этом волновая функция электронно-дырочной пары в малом ПМ в адиабатическом приближении имеет вид [11]

$$\Psi(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h) = \Psi_{n_e, l_e, m_e}(r_e, \Theta, \varphi)\chi^{n_e, l_e m_e}_{n_h, l_h m_h}(r_h, \Theta, \varphi), \tag{2}$$

где $\Psi_{n_e, l_e, m_e}(r_e, \Theta, \varphi)$ и $\chi^{n_e, l_e m_e}_{n_h, l_h m_h}(r_h, \Theta, \varphi)$ — волновые функции электрона и дырки ($n_e$, $l_e$, $m_e$ и $n_h$, $l_h$, $m_h$ —

¶ E-mail: univer@ivt.ilyichevsk.odessa.ua

радиальное, орбитальное и азимутальное квантовые числа электрона и дырки; $\Theta$ и $\varphi$ — их азимутальные и полярные углы).

В изучаемой модели в рамках вышеизложенных приближений, а также в адиабатическом приближении (1) и в приближении эффективной массы при использовании только 1-го порядка теории возмущений на электронных волновых функциях $\Psi_{n_e,l_e,m_e}(r_e,\Theta,\varphi)$ (2) сферической потенциальной ямы бесконечной глубины был получен спектр электронно-дырочной пары [6–9]:

$$E^{n_h,l_h,m_h}_{n_e,l_e=m_e=0}(S) = E_g + \frac{\pi^2 n_e^2}{S^2}\frac{m_h}{m_e} + \frac{1}{S}\left(Z_{n_e,0} + P_{n_e,0} + \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\right) + \omega_0(S,n_e)\left(t_h + \frac{3}{2}\right), \qquad (3)$$

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

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

$$\omega_0(S,n_e) = 2\Big(1 + (2/3)\pi^2 n_e^2\Big)^{1/2} S^{-3/2}. \qquad (4)$$

В выражении для частоты колебаний дырки $\omega_0(S,n_e)$ (4) первый член в круглой скобке обусловлен энергией поляризационного взаимодействия, тогда как второй член в круглой скобке определяется энергией кулоновского взаимодействия электрона и дырки в ПМ, которое, как показано в [3], дает частоту колебаний дырки

$$\tilde{\omega}_0(S,n_e) = 2\Big((2/3)\pi^2 n_e^2\Big)^{1/2} S^{-3/2}. \qquad (4а)$$

Радиус ПМ определяется неравенством

$$(a_0/a_h) \ll 1 < S \le (a_e/a_h) \approx (a_{ex}/a_h) \qquad (5)$$

в состоянии $(n_e, l_e = m_e = 0;\ n_h,\ l_h,\ m_h)$, где $t_h = 2n_h + l_h$ — главное квантовое число дырки, $S = a/a_h$ — безразмерный радиус ПМ, $a_e = \varepsilon_2\hbar^2/m_e e^2$, $a_h = \varepsilon_2\hbar^2/m_h e^2$, $a_{ex} = \varepsilon_2\hbar^2/\mu e^2$ — боровские радиусы электрона, дырки и экситона в полупроводнике с ДП $\varepsilon_2$, $\mu = m_e m_h/(m_e + m_h)$ — приведенная масса экситона, $a_0$ — характерный размер порядка межатомного [12]. Здесь и далее энергия измеряется в единицах $\mathrm{Ry}_h = \hbar^2/2m_h a_h^2$, $E_g$ — ширина запрещенной зоны в полупроводнике с ДП $\varepsilon_2$, $\mathrm{Ci}(y)$ — интегральный косинус, $\gamma = 0.577$ — постоянная Эйлера.

Выполнение условия (5) приводит к тому, что вклад поляризационного взаимодействия электрона и дырки с поверхностью ПМ ($\sim e^2/\varepsilon_2 a$) (два последних члена в (3)) в спектр электронно-дырочной пары (3) будет сравним по порядку величины с энергией связи экситона ($E_b = \hbar^2/2\mu a_{ex}^2$) в ПМ.

Последний член в спектре электронно-дырочной пары (3) представлял собой спектр тяжелой дырки, совершающей осцилляторные колебания с частотой $\omega_0(S,n_e)$ (4) в адиабатическом электронном потенциале в ПМ [7,8]. При этом волновая функция дырки $\chi^{n_e,l_e,m_e}_{t_h}(\mathbf{r}_h)$ (2) выражается через нечетные полиномы Эрмита [11].

Следует отметить, что спектр электронно-дырочной пары (3) применим только для нижайших состояний электронно-дырочной пары $(n_e, 0, 0;\ t_h)$, для которых выполняется неравенство

$$E^{t_h}_{n_e,0,0}(S) - E_g \ll \Delta V(S), \qquad (6)$$

где $\Delta V(S)$ — глубина потенциальной ямы для электронов в ПМ, например в ПМ сульфида кадмия в области размеров, определяемых условием (5), величина $\Delta V = (2.3{-}2.5)$ эВ [13].

Следует отметить, что выражение для частоты осцилляторных колебаний дырки $\omega_0(S,n_e)$ (4) получено в [7,8] в предположении, что существует сильный скачок $(\varepsilon_2/\varepsilon_1 \gg 1)$ между ДП ПМ $\varepsilon_2$ и окружающей его матрицы $\varepsilon_1$, при котором энергия поляризационного взаимодействия вносит существенный вклад $(1/(2/3)\pi^2 n_e^2)$ в частоту колебаний дырки $\omega_0(S,n_e)$ (4). Причем с ростом главного квантового числа дырки $n_e$ величина такого вклада уменьшается как $n_e^2$ ( при $n_e = 1$ величина вклада достигает заметного значения $(1/(2/3)\pi^2 \simeq 0.15)$, а при $n_e = 2$ величина вклада $(1/(2/3)4\pi^2 \simeq 0.04)$ пренебрежимо мала).

Последнее обстоятельство приводит к тому, что учет поляризационного взаимодействия вызывает увеличение частоты колебаний дырки $\omega_0(S,n_e)$ (4) по сравнению с частотой колебаний дырки $\tilde{\omega}_0(S,n_e)$ (4а) [3], обусловленной только кулоновским взаимодействием электрона с дыркой в ПМ. Другими словами, скачок $(\varepsilon_2/\varepsilon_1 \gg 1)$ между ДП ПМ и окружающей его матрицей приводит к увеличению расстояния между эквидистантными уровнями дырки $\omega_0(S,n_e)$ (4), по сравнению с таковыми расстояниями $\tilde{\omega}_0(S,n_e)$ (4а) [3], что в свою очередь вызывает эффект усиления локализации дырки в электронном адиабатическом потенциале в ПМ.

## 3. Межзонное поглощение света в малом микрокристалле

В рамках вышеизложенных приближений, используя простую модель квазинульмерной структуры [6–9], изучим межзонное поглощение света в ПМ, радиус которого $S$ удовлетворяет условию (5). При этом используем дипольное приближение, в котором длина поглощения велика по сравнению с размером ПМ $S$. Относительная интенсивность оптических межзонных переходов в ПМ с дипольно разрешенными переходами определяется квадратом интеграла перекрытия электронных $\Psi_{n_e,l_e,m_e}(\mathbf{r}_e)$ (2) и дырочных $\chi^{n_e,l_e,m_e}_{n_h,l_h,m_h}(\mathbf{r}_h)$ (2)

волновых функций [3,14]:

$$K(S,\omega)=A\sum_{n_e n_h l_e l_h m_e m_h}\left|\int \Psi_{n_e,l_e,m_e}(\mathbf{r}_e)\chi^{n_e,l_e,m_e}_{n_h,l_h,m_h}(\mathbf{r}_h)\right.$$

$$\left.\times\,\delta(\mathbf{r}_e-\mathbf{r}_h)dr_e\,dr_h\right|^2\delta\left(\Delta-E^{n_e,l_e,m_e}_{n_h,l_h,m_h}(S)\right),\quad(7)$$

где $\Delta=\hbar\omega-E_g$, $\omega$ — частота падающего света, а $A$ является величиной, пропорциональной квадрату модуля матричного элемента дипольного момента, взятого на блоховских функциях.

При этом величина $K(S,\omega)$ (7) связывает энергию, поглощаемую ПМ в единицу времени, и средний по времени квадрат электрического поля падающей волны. Кроме того, величина $K(S,\omega)$ (7), умноженная на число ПМ в единице объема диэлектрической матрицы, представляет собой электропроводность изучаемой квазинульмерной системы на частоте поля, связанную обычным образом с коэффициентом поглощения света.

Ортогональность волновых функций электрона $\Psi_{n_e,l_e,m_e}(\mathbf{r}_e)$ (2) и дырки $\chi^{n_e,l_e,m_e}_{n_h,l_h,m_h}(\mathbf{r}_h)$ (2) приводит к тому, что при переходах сохраняются орбитальные ($l_e=l_h$) квантовые числа электрона и дырки, а азимутальное число ($m_e=-m_h$) меняет знак. При этом радиальные квантовые числа $n_e$ и $n_h$ могут быть произвольными.

Следует отметить, что учет кулоновского и поляризационного взаимодействия электрона и дырки в малом ПМ приводит к изменению правил отбора для дипольных переходов по сравнению с таковыми правилами, полученными в приближении, в котором не учитывалось кулоновское и поляризационное взаимодействие. В таком приближении сохраняются радиальные и орбитальные квантовые числа электрона и дырки ($n_e=n_h$ и $l_e=l_h$), а азимутальные квантовые числа меняют свой знак ($m_e=-m_h$) [3].

Определим величину $K(S,\omega)$ (7), связанную с оптическими переходами дырки с уровней ($t_h=2n_h$, при этом $l_h=m_h=0$) на самый нижний электронный уровень ($n_e=1,\ l_e=m_e=0$). Для этого случая квадрат интеграла перекрытия электронных $\Psi_{1,0,0}(\mathbf{r}_e)$ (2) и дырочных $\chi^{1,0,0}_{t_h}(\mathbf{r}_h)$ (2) волновых функций был подсчитан в работе [3]:

$$L_{n_h}(S)=\left|\int_0^a \Psi_{1,0,0}(r)\chi^{1,0,0}_{t_h}(r)\,r^2\,dr\right|^2$$

$$=2\pi^{5/2}\left[\frac{\hbar^2}{m_h\omega_0(S,n_e=1)a^2}\right]^{3/2}\frac{(n_h+1)}{2^{2n_h}(n_h!)}.\quad(8)$$

Величина $L_{n_h}(S)$ (8) с учетом $\omega_0(S,n_e=1)$ (4) принимает вид

$$L_{n_h}(S)=\frac{2\pi^{5/2}}{\left(1+(2/3)\pi^2\right)^{3/4}}\frac{(n_h+1)}{2^{2n_h}(n_h!)}S^{-3/4}.\quad(9)$$

Подставляя в формулу (7) выражения (8), (9) и (3), получим величину $K(S,\omega)$ в таком виде:

$$\frac{K(S,\omega)}{A}=\sum_{n_h}L_{n_h}(S)\delta\Bigg[\Delta-\frac{\pi^2}{S^2}\frac{m_h}{m_e}-\frac{1}{S}$$

$$\times\left(Z_{1,0}+P_{1,0}+\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\right)-\omega_0(S,n_e=1)\left(2n_h+\frac{3}{2}\right)\Bigg].\quad(10)$$

Из формулы (10) следует, что благодаря учету кулоновского и поляризационного взаимодействия электрона и дырки в малом ПМ, радиус которого $S$ удовлетворяет условию (5), в спектре межзонного оптического поглощения такого ПМ каждая линия, соответствующая заданным значениям радиального $n_e$ и орбитального $l_e$ квантовых чисел электрона, превращается в серию близко расположенных эквидистантных линий, отвечающих различным значениям главного квантового числа дырки $t_h$. Причем расстояние между эквидистантной серией линий, согласно формуле $\omega_0(S,n_e)$ (4), зависит как от значения квантового числа $n_e$, так и от радиуса ПМ $S$. С увеличением значения радиального квантового числа электрона $n_e$ расстояние между эквидистантной серией линий $\omega_0(S,n_e)$ (4) растет ($\omega_0\sim n_e$), а с увеличением радиуса ПМ $S$ такое расстояние уменьшается ($\omega_0\sim S^{-3/2}$).

При межзонном поглощении света малым ПМ, как следует из формулы (10), порогом поглощения является частота света $\bar{\omega}(S)$, которая определяется выражением

$$\bar{\omega}(S)=E_g+\frac{\pi^2}{S^2}\frac{m_h}{m_e}+\frac{1}{S}\left(Z_{1,0}+P_{1,0}+\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\right)$$

$$+\frac{3}{2}\,\omega_0(S,n_e=1).\quad(11)$$

Из анализа формулы $\bar{\omega}(S)$ (11) и аналогичной формулы $\bar{\omega}(S)$ в [3], которая описывает порог поглощения света в ПМ с учетом только кулоновского взаимодействия электрона и дырки, следует, что учет поляризационного взаимодействия электрона и дырки с поверхностью ПМ вместе с учетом кулоновского взаимодействия электрона с дыркой приводит к бóльшему сдвигу порога поглощения света в ПМ в коротковолновую сторону, чем сдвиг, обусловленный учетом только лишь кулоновского взаимодействия [3]. Величина такого относительного сдвига определяется формулой

$$\Delta\omega_0(S)=\bar{\omega}(S)-\bar{\tilde{\omega}}(S)=\frac{1}{S}\left(Z_{1,0}+P_{1,0}+\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}+2\beta_{n_e=1}\right)$$

$$+\frac{3}{2}\Big(\omega_0(S,n_e=1)-\tilde{\omega}(S,n_e=1)\Big),\quad(12)$$

где

$$\beta_{n_e=1}=2\int_0^{\pi}\frac{\sin^2 y}{y}\,dy.$$

Выражение (11) представляет собой закон, по которому эффективная ширина запрещенной зоны ПМ увеличивается с уменьшением радиуса ПМ $S$. При этом поляризационное взаимодействие $\left[\text{член } S^{-1}\left(Z_{1,0}+P_{1,0}+(\varepsilon_2/\varepsilon_1)\right)\right]$ в (11) вносит положительный вклад в (11) в отличие от отрицательного вклада (член $2\beta_{n_e=1}S^{-1}$) в [3], который обусловлен учетом только лишь кулоновского взаимодействия.

Таким образом, учет поляризационного взаимодействия электрона и дырки с поверхностью ПМ вызывает эффективное увеличение ширины запрещенной зоны ПМ, которое описывается выражением (11). Другими словами, учет поляризационного взаимодействия носителей заряда с поверхностью ПМ приводит к тому, что порог поглощения света $\bar{\omega}(S)$ (11) претерпевает бóльший сдвиг (по сравнению с аналогичной величиной $\tilde{\omega}(S)$, полученной в [3] без учета поляризационного взаимодействия) в коротковолновую сторону. При этом относительный сдвиг порога поглощения света $\Delta\omega_0(S)$ (12) в ПМ будет положительной величиной.

## 4. Сравнение теории с экспериментом

В экспериментальной работе [15,16] исследовались низкотемпературные ($T \sim 4.2\,\text{K}$) спектры межзонного поглощения диспергированных в прозрачной диэлектрической матрице силикатного стекла (с ДП $\varepsilon_1 = 1.5$) ПМ сульфида кадмия (ДП $\varepsilon_2 = 9.3$) размером $a \le a_{ex}$. В области переходов на нижний уровень ($n_e = 1$, $l_e = 0$) размерного квантования электрона была обнаружена структура, состоящая из эквидистантной серии уровней, расстояние между которыми (т.е. величина расщепления) $\Delta E(a) \propto a^{-3/2}$. Указанная структура обусловлена квантованием энергетического спектра тяжелой дырки в адиабатическом потенциале электрона. Эффективные массы электрона и дырки в CdS равнялись $m_e = 0.205m_0$ и $m_h = 5m_0$ (т.е. $m_e/m_h \ll 1$, $m_0$ — значение массы электрона в вакууме).

Действительно, движение тяжелой дырки в электронном потенциале, в области размеров ПМ (5), которая также включает в себя интервал радиусов ПМ, изученных в [15,16], приводит к появлению в энергетическом спектре дырки эквидистантной серии уровней, расстояние между которыми определялось выражением $\omega_0(S, n_e = 1)$ (4) [7,8]. При этом для ПМ с радиусами $a \le a_{ex}$ значения расщепления $\omega_0(S, n_e = 1)$ (4) находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными $\Delta E(a)$ [15,16], отличаясь от последних лишь незначительно ($\le 6\%$) [7,8].

Для тех же условий, в которых были выполнены эксперименты [15,16] с помощью формулы (9), получим значения квадратов интеграла перекрытия $(K(S,\omega)/A)$ (10) для переходов дырки с эквидистантной серии уровней ($n_h = 0$; $l_h = m_h = 0$), ($n_h = 1$; $l_h = m_h = 0$), ($n_h = 2$; $l_h = m_h = 0$) и ($n_h = 3$; $l_h = m_h = 0$), идущих на нижний уровень размерного квантования электрона ($n_e = 1$; $l_e = m_e = 0$):

$$K(S,\omega)/A = \sum_{n_h=0}^{3} L_{n_h}(S) = 7.659S^{-3/4} \times \left(1 + 0.5 + 9.4\cdot 10^{-2} + 1.0\cdot 10^{-2}\right). \quad (13)$$

Из (13) следует, что

$$L_0 = 7.659S^{-3/4}, \qquad L_1 = 0.5,$$
$$L_2 = 9.4\cdot 10^{-2}L_0, \qquad L_3 = 10^{-2}L_0. \quad (14)$$

Из результатов, вытекающих из формул (13) и (14), следует, что основной вклад в коэффициент поглощения света $(K(S,\omega)/A)$ (10) малыми ПМ CdS с размерами $S$ (5) вносят спектральные линии дырки с квантовыми числами ($n_h = 0$; $l_h = m_h = 0$) и ($n_h = 1$; $l_h = m_h = 0$), обладающие максимальными силами осцилляторов переходов [17,18]. При этом величины вклада высоковозбужденных линий дырки ($n_h \ge 2$; $l_h = m_h = 0$) относительно вклада линии ($n_h = 0$; $l_h = m_h = 0$) являются пренебрежимо малыми ($\le 9\cdot 10^{-2}$). Следует отметить, что при этом для уровней электронно-дырочной пары $E^{t_h}_{1,0,0}(S)$ (3) (где $t_h = 2n_h = 0, 2, 4, 6$) неравенство (6) хорошо выполняется.

Приведем оценки относительного сдвига $\Delta\omega_0(a)$ (12) порога поглощения света в ПМ с радиусами $a \le a_{ex}$ для тех же условий, в которых были выполнены эксперименты [14,15]. Величины относительного сдвига $\Delta\omega_0(a)$ (12) достигают существенных значений по отношению к глубине потенциальной ямы $\Delta V(S)$ (6) для электронов в ПМ. С ростом радиуса $a$ ПМ от $a = 3\,\text{нм}$ до $a = 5\,\text{нм}$ значения относительного сдвига $\Delta\omega_0(a)$ (12) порога поглощения света в ПМ уменьшаются от 232.9 до 141.3 мэВ.

Таким образом, в рамках данной модели квазинульмерной системы, в области размеров ПМ $a_h \le a \simeq a_{ex}$, когда поляризационное взаимодействие электрона и дырки с поверхностью ПМ играет доминирующую роль, показано, что край поглощения ПМ формируется двумя сравнимыми по интенсивности переходами с разных уровней размерного квантования дырки на нижний уровень размерного квантования электрона. Установлено, что порог поглощения света в ПМ, претерпевает бóльший сдвиг в коротковолновую сторону ($\simeq 200\,\text{мэВ}$) по сравнению с аналогичным сдвигом, полученным в [3] без учета поляризационного взаимодействия.

## Список литературы

[1] А.И. Екимов, А.А. Онущенко. Письма ЖЭТФ, **40** (8), 337 (1984).
[2] Ю.В. Вандышев, В.С. Днепровский, В.И. Климов. ЖЭТФ, **101** (1), 270 (1992).
[3] Ал.Л. Эфрос, А.Л. Эфрос. ФТП, **16** (7), 1209 (1982).
[4] A.L. Efros, A.V. Rodina. Phys. Rev. B **47** (10), 10 005 (1993).

[5] M. Nirmal, D. Norris, A.L. Efros. Phys. Rev. Lett., **75** (10), 3728 (1995).
[6] Н.А. Ефремов, С.И. Покутний. ФТТ, **27** (1), 48 (1985); ФТТ, **32** (6), 1632 (1990).
[7] С.И. Покутний. ФТП, **25** (4), 628 (1991); ФТП, **30** (11), 1952 (1996).
[8] S.I. Pokutnyi. Phys. Lett. A, **168** (5, 6), 433 (1992).
[9] С.И. Покутний. ФТТ, **38** (9), 2667 (1996).
[10] Н.В. Ткач, В.А. Головацкий. ФТТ, **32** (8), 2512 (1990).
[11] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Квантовая механика* (М., Наука, 1974).
[12] В.М. Агранович. *Теория экситонов* (М., Наука, 1968).
[13] В.Я. Грабовскис, Я.Я. Дзенис, А.И. Екимов. ФТТ, **31** (1), 272 (1989).
[14] Г.Б. Григорян, Э.М. Казарян, Ал.Л. Эфрос. ФТТ, **32** (12), 1772 (1990).
[15] А.И. Екимов, А.А. Онущенко, Ал.Л. Эфрос. Письма ЖЭТФ, **43** (6), 292 (1986).
[16] D. Chepic, A.Efros, A. Ekimov. J. Luminesc., **47** (3), 113 (1990).
[17] С.И. Покутний. ФТТ, **39** (4), 606 (1997).
[18] С.И. Покутний. ФТТ, **39** (4), 720 (1997).

*Редактор Л.В. Беляков*

## Inter-band absorption of light in semiconductor nanostructures

*S.I. Pokutnii*

Ilyichevsk Educational Research Centre,
I.I. Mechnikov Odessa National University
68001 Ilyichevsk, the Ukraine

**Abstract** Absorption of light in a small semiconductor microcrystal is theoretically studied in the framework of a dipole approximation. The expression for the coefficient of light absorption is obtained under conditions when the polarization interaction of an electron and a hole with the surface of the microcrystal plays an important role.