

УДК 535.34

© 2012

С. И. Покутний, В. Л. Карбовский,
академик НАН Украины А. П. Шпак

Электронные состояния, локализованные над эллипсоидальной поверхностью раздела диэлектрических сред

Теоретически и экспериментально изучается влияние однородного магнитного поля на электронные состояния, локализованные силами электростатического изображения над поверхностью эллипсоидальной диэлектрической наночастицы. Исследованы эффекты резонансного взаимодействия света с такими локальными электронными состояниями как при наличии, так и в отсутствие однородного магнитного поля.

Оптические [1], электрооптические и магнитооптические [2] свойства наноструктур, состоящих из наночастиц с размерами $a \approx 1-10^2$ нм, синтезированных в полупроводниковых, диэлектрических и металлических матрицах, в настоящее время интенсивно исследуются. Это вызвано тем, что такие наноструктуры являются новыми перспективными наноматериалами для создания новых элементов нанооптоэлектроники (в частности, в качестве активной области инжекционных полупроводниковых нанолазеров [3], а также новых сильно поглощающих наноматериалов [4, 5]).

В настоящей работе теоретически и экспериментально исследуется влияние однородного магнитного поля на электронные состояния, локализованные силами электростатического изображения над поверхностью эллипсоидальной наночастицы золота, помещенной в вакуум. Впервые исследованы эффекты резонансного взаимодействия света с такими локальными электронными состояниями как в отсутствие, так и при наличии однородного магнитного поля. Предложены новые оптический и магнито-оптический методы диагностики наноструктур, позволяющие определять степень дисперсности наноструктур.

Локальные электронные состояния над эллипсоидальной поверхностью раздела диэлектрических сред. В работах [6–13] использовалась простая модель квази-нульмерной наносистемы, в которой анализировались условия локализации носителей заряда в окрестностях сферической диэлектрической (полупроводниковой или металлической) наночастицы. Эта модель представляла собой нейтральную диэлектрическую сферическую наночастицу радиусом a с диэлектрической проницаемостью ε_2 , окруженную средой с диэлектрической проницаемостью ε_1 , и квазичастицу с зарядом e , движущуюся либо в среде с ε_1 с эффективной массой m_1 вблизи поверхности раздела, либо с эффективной массой m_2 внутри сферической наночастицы в среде с диэлектрической проницаемостью ε_2 . При этом в [6–13] была решена в конечном аналитическом виде электростатическая задача о поле, индуцируемом наночастицей радиусом a , и найдены аналитические выражения для энергии поляризационного взаимодействия $U(r, a)$ (где r — расстояние носителя заряда от центра сферической наночастицы).

Поляризационное взаимодействие $U(r, a)$ носителя заряда со сферической поверхностью раздела (наночастица–среда) зависело от величины относительной диэлектрической проницаемости ($\varepsilon = \varepsilon_1/\varepsilon_2$). Для носителей заряда, движущихся вблизи диэлектрической наночастицы, существуют две возможности: 1) поляризационное взаимодействие $U(r, a)$ приводит

к притяжению носителя заряда к поверхности наночастицы (при $\varepsilon < 1$ — к внешней поверхности наночастицы, при $\varepsilon > 1$ — к внутренней) и образованию, соответственно, внешних [6–9] и внутренних поверхностных состояний [6, 7, 10]; 2) при $\varepsilon < 1$ поляризационное взаимодействие $U(r, a)$ вызывает отталкивание носителя заряда от внутренней поверхности диэлектрической наночастицы и возникновение в ее объеме объемных локальных состояний [6, 7, 11–13].

В [6–13], в частности, было показано, что с уменьшением a возникает размерный квантовый эффект, препятствующий локализации носителя заряда на достаточно малых диэлектрических наночастицах. Наименьший критический радиус наночастицы, при котором появлялось локальное состояние

$$a_c \gtrsim b^{(i)} = 6|\beta|^{-1}a_b^{(i)}, \quad (1)$$

был близок к величине $b^{(i)}$ — среднему расстоянию носителя заряда, локализованного над плоской поверхностью раздела в основном состоянии [6–13]. В формуле (1)

$$a_b^{(i)} = \frac{\varepsilon_i \hbar^2}{m_i e^2} - \quad (2)$$

боровский радиус носителя заряда в среде с диэлектрической проницаемостью ($i = 1, 2$), а параметр

$$\beta = \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{\varepsilon_2 + \varepsilon_1}. \quad (3)$$

Возможность использования выражения $U(r, a)$, описывающего энергию поляризационного взаимодействия носителя заряда со сферической поверхностью раздела (наночастица–среда), полученного в [6–13] в рамках макроскопической электростатики, может быть оправдана, если возникающие в поле $U(r, a)$ локальные электронные состояния будут иметь макроскопический характер, для которых

$$a \geq b^{(i)} \gg a_0 \quad (4)$$

(где расстояние a_0 имеет размер порядка межатомного [7, 8]).

Рассмотрим простую квазиульмерную наносистему: нейтральную диэлектрическую эллипсоидальную наночастицу (с полуосями $a_1 < a_2 < a_3$) с диэлектрической проницаемостью ε_2 , окруженную средой с диэлектрической проницаемостью ε_1 , и электрон (с зарядом e), движущийся в среде с ε_1 , с эффективной массой m_e вблизи поверхности раздела (наночастица–среда) (см. рис. 1). Для простоты рассмотрим здесь без потери общности случай, когда диэлектрические проницаемости граничащих сред сильно отличаются друг от друга (т. е. $\varepsilon_1 \ll \varepsilon_2$). Как показано в [6–13], при произвольных $\varepsilon_1 < \varepsilon_2$ функциональный вид энергии поляризационного взаимодействия $U(r, a)$, обеспечивающего притяжение носителя заряда к внешней поверхности наночастицы, слабо зависит от относительной диэлектрической проницаемости ε , которая влияет лишь на величину $b_e^{(1)}$ (1).

Будем также считать, что на поверхности диэлектрической наночастицы имеется высокий потенциальный барьер $V \rightarrow \infty$, препятствующий проникновению носителя заряда в объем наночастицы. Как показывают расчеты [14], изменение в широких пределах параметров такого барьера слабо влияет на энергию связи локального состояния носителя заряда.

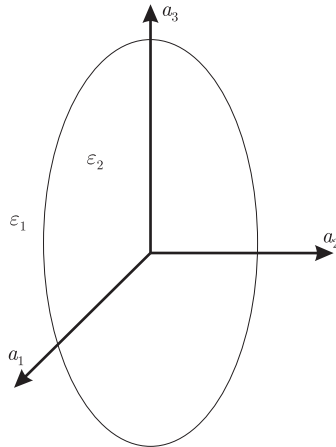


Рис. 1. Схематическое изображение эллипсоидальной наночастицы (с полуосями a_1 , a_2 , a_3) с диэлектрической проницаемостью ϵ_2 , помещенной в среду с диэлектрической проницаемостью ϵ_1

Ограничимся случаем, когда электрон локализован силами электростатического изображения на малых расстояниях от поверхности раздела (т. е. $\bar{z} = b_e^{(1)}$ — среднее расстояние до поверхности раздела, существенно меньше характерного радиуса R_0 кривизны поверхности наночастицы):

$$\xi = \frac{\bar{z}}{R_0} \ll 1, \quad R_0 \sim R_1(r_s), \quad R_2(r_s) \quad (5)$$

где $R_i(r_s)$ — главные радиусы кривизны в точке поверхности r_s эллипсоидальной наночастицы. При выполнении условия (4) энергия поляризационного взаимодействия электрона, движущегося над внешней эллипсоидальной поверхностью наночастицы, в основном приближении, принимает такой вид [1–5]:

$$U_0(z) = -\frac{\beta e^2}{4z}. \quad (6)$$

Формула (5) описывает потенциальную энергию сил электростатического изображения электрона, локализованного над плоской поверхностью раздела двух диэлектрических сред [14].

Поскольку $U_0(z)$ (5) не зависит от положения точки r_s на поверхности наночастицы, то в [15] была получена поправка (с точностью до членов $\sim \xi$) на кривизну поверхности наночастицы

$$U_1(z, r_s) = (\beta \epsilon_1) e^2 H(r_s) \ln |z H(r_s)| \quad (7)$$

к $U_0(z)$ (5). В (6) величина

$$H(r_s) = \frac{1}{2} [R_1^{-1}(r_s) + R_2^{-1}(r_s)] \quad (8)$$

является средней кривизной поверхности наночастицы в точке (r_s) . Поправка $U_1(z, r_s)$ (6) является основным членом, определяющим движение электрона вдоль поверхности наночастицы.

Запишем уравнение Шредингера, описывающее движение электрона над внешней эллипсоидальной поверхностью наночастицы, в таком виде:

$$-\frac{\hbar^2}{2m_e}\Delta\Psi(r) + [U_0(z) + U_1(z, r_s)]\Psi(r) = E\Psi(r). \quad (9)$$

При выполнении условия (4) в уравнении Шредингера (9) можно разделить движение электрона — на движение, перпендикулярное к поверхности наночастицы, и на движение вдоль поверхности наночастицы. Тогда волновую функцию электрона $\Psi(r)$ и его энергетический спектр E запишем

$$\Psi(r) = \chi_0(z)\Psi(r_s), \quad (10)$$

$$E = E_0 + E_s. \quad (11)$$

В качестве волновой функции $\chi_0(z)$, описывающей движение электрона, перпендикулярное к поверхности наночастицы, возьмем волновую функцию кулоновского вида [6–8], которая характеризует основное состояние электрона, локализованного над плоской поверхностью раздела двух диэлектрических сред. При этом энергетический спектр основного состояния электрона описывается кулоновским спектром [6–8]:

$$E_0 = -\frac{Ry_e}{16}; \quad Ry_e = \frac{18\hbar^2}{m_e(b_e^{(1)})^2}. \quad (12)$$

Будем полагать искривления поверхности наночастицы достаточно плавными, так что

$$b_e^{(1)} \ll R_0 \simeq (a_1, a_2, a_3). \quad (13)$$

Усредняя уравнение Шредингера (9) по z , с учетом явного вида функции $\chi_0(z)$, получим в основном приближении [15]:

$$-\frac{\hbar^2}{2m_e}\Delta_2\Psi(r_s) + U(r_s)\Psi(r_s) = E_s\Psi, \quad (14)$$

$$U(r_s) = \frac{\beta}{\varepsilon_1}e^2H(r_s) \ln |\bar{z}H(r_s)|,$$

где $\Delta_2(r_s)$ — двумерный оператор Лапласа на поверхности; E_s — энергия электрона, движущегося вдоль поверхности наночастицы.

Уравнение Шредингера (14) описывает движение квазидвумерного электрона в поле сил электростатического изображения над внешней эллипсоидальной поверхностью наночастицы. Его решением является энергетический спектр электрона, который описывается энергетическим спектром анизотропного двумерного осциллятора:

$$E_s^{(n_1, n_2)} = \hbar\omega_1\left(n_1 + \frac{1}{2}\right) + \hbar\omega_2\left(n_2 + \frac{1}{2}\right), \quad (15)$$

где главные квантовые числа $n_1 = 0, 1, 2, \dots$ и $n_2 = 0, 1, 2, \dots$. В формуле (15) частоты ω_1 и ω_2 определяются такими выражениями:

$$\omega_1 = \left| \frac{s_1}{s_2^2 s_3^2} \left(1 - \frac{s_1^2}{s_3^2}\right) \left(1 + 3\frac{s_2^2}{s_3^2}\right) \ln \left[\frac{s_1}{2} \left(\frac{1}{s_3^2} + \frac{1}{s_2^2} \right) 3^{-1/2} 6^{-1} \left(\frac{Ry_e}{\hbar} \right) \right] \right|, \quad (16)$$

$$\omega_2 = \left| \frac{s_2}{s_3^2 s_1^2} \left(1 - \frac{s_2^2}{s_3^2}\right) \left(1 + 3\frac{s_1^2}{s_3^2}\right) \ln \left[\frac{s_2}{2} \left(\frac{1}{s_3^2} + \frac{1}{s_1^2} \right) 3^{-1/2} 6^{-1} \left(\frac{Ry_e}{\hbar} \right) \right] \right|,$$

где $s_1 = (a_1/b_e^{(1)})$, $s_2 = (a_2/b_e^{(1)})$, $s_3 = (a_3/b_e^{(1)})$. Отношение (ω_1/ω_2) характеризует степень анизотропии поля сил электростатического изображения.

Следует отметить, что электрон локализуется вблизи полюса наибольшей кривизны эллипсоидальной наночастицы (т.е. вблизи оси z) (см. рис. 1).

Локальные электронные состояния в магнитном поле. Однородное магнитное поле напряженностью \mathcal{H} направим по нормали к эллипсоидальной поверхности наночастицы в точке r_s . Повернем систему локальных координат в точке r_s таким образом, чтобы векторный потенциал, выбранный в обычной форме $\mathbf{A}(-\mathcal{H}y, 0, 0)$ в области локализации электрона, удовлетворял калибровочному условию $\mathbf{A}\mathbf{n} = 0$ (где $\mathbf{n}(r_s)$ — нормаль к поверхности наночастицы в точке r_s) с точностью до членов

$$\frac{l_i}{R_0} \ll 1. \quad (17)$$

В неравенстве (17) l_i ($i = 1, 2$) определяются такими выражениями:

$$l_i = \left(\frac{\hbar^2}{m_e g_i} \right)^{1/4}, \quad g_i = m_e \omega_i^2. \quad (18)$$

В [15] с точностью до членов порядка (17) для волновой функции $\Psi(r_s)$ электрона получено уравнение

$$\frac{\hbar^2}{2m_e} \left[\left(i \frac{\partial}{\partial x} - \frac{y}{l_{\mathcal{H}}^2} \right)^2 - \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right] \Psi + \frac{1}{2} (g_1 x^2 + g_2 y^2) \Psi = E \Psi, \quad (19)$$

описывающее анизотропный двумерный осциллятор в однородном магнитном поле напряженностью \mathcal{H} . В (19) величина

$$l_{\mathcal{H}}^2 = \left(\frac{c\hbar}{e\mathcal{H}} \right)^{1/2} \quad (20)$$

является характерным размером области локализации электрона (в основном состоянии) в однородном магнитном поле напряженностью \mathcal{H} (где c — скорость света в вакууме). Уравнение (19) было решено в [15] путем перехода к фурье-представлению по x с последующей диагонализацией динамической матрицы. Полученные в [15] частоты

$$\Omega_{1,2} = \frac{1}{2} [(\omega_1 + \omega_2)^2 + \omega_c^2]^{1/2} \pm [(\omega_1 - \omega_2)^2 + \omega_c^2]^{1/2} \quad (21)$$

определяют энергетический спектр электрона

$$E_{m_1, m_2} = \hbar \Omega_1 \left(m_1 + \frac{1}{2} \right) + \hbar \Omega_2 \left(m_2 + \frac{1}{2} \right) \quad (22)$$

(где $m_1 = 0, 1, 2, \dots$ и $m_2 = 0, 1, 2, \dots$ — магнитные квантовые числа), а циклотронная частота ω_c определяется таким выражением:

$$\omega_c = \frac{e\mathcal{H}}{m_e c}. \quad (23)$$

Таким образом, энергетический спектр поперечного движения электрона (в плоскости, перпендикулярной направлению магнитного поля \mathcal{H}) описывается энергетическим спектром анизотропного двумерного осциллятора (21), (22), причем отношение частот Ω_1/Ω_2 характеризует степень анизотропии осциллятора. Отброшенные при получении уравнения (19) ангармонические члены дают неэквидистантные поправки к уровням энергии (22) ($\sim(\hbar\Omega(l/R_0))^2 m^2$ [15]).

Сравнение теории с экспериментами. Экспериментально изучалось поведение наносистемы, представляющей собой эллипсоидальную наночастицу золота (с полуосями $a_1 = 1,2$; $a_2 = 1,6$; $a_3 = 2$ нм), помещенную в вакуум, в однородном магнитном поле напряженностью \mathcal{H} . Для такой наносистемы энергия основного состояния E_0 поперечного движения электрона, согласно формуле (12), принимает значение $|E_0| \simeq 0,85$ эВ, а величина $\bar{Z} \simeq b_e^{(1)} \simeq 0,32$ нм. Выполнение условий (4) и (13) позволяет энергетический спектр электрона, локализованного силами электростатического изображения над внешней поверхностью эллипсоидальной наночастицы, описать спектром анизотропного двумерного осциллятора (15) с частотами $\hbar\omega_1$ и $\hbar\omega_2$, соответственно, равными: $\hbar\omega_1 = 19,7$ мэВ (≈ 220 К) и $\hbar\omega_2 = 12,67$ мэВ (≈ 141 К).

Наиболее простыми методами обнаружения и изучения рассматриваемых здесь локальных электронных состояний в наносистемах могут быть исследования эффектов резонансного взаимодействия света с такими электронными состояниями. Локальные уровни электрона $E_s^{(n_1, n_2)}(a_1, a_2, a_3)$ (15) в изучаемых наносистемах будут слабо уширенными при температурах $T \lesssim 141$ К, если расстояние между ними

$$\Delta E_{(n_1, n_2)}^{(n'_1, n'_2)} = E_s^{(n'_1, n'_2)}(a_1, a_2, a_3) - E_s^{(n_1, n_2)}(a_1, a_2, a_3) \ll kT \quad (24)$$

(k — постоянная Больцмана) [9]. Для тех наносистем, в которых энергия связи локальных электронных состояний $E_s^{(n_1, n_2)}(a_1, a_2, a_3)$ (15) удовлетворяет условию (24), их исследования возможны в процессах поглощения (и излучения) на переходах с частотами

$$\omega_{(n_1, n_2)}^{(n'_1, n'_2)} = \frac{E_s^{(n'_1, n'_2)}(a_1, a_2, a_3) - E_s^{(n_1, n_2)}(a_1, a_2, a_3)}{\hbar}, \quad (25)$$

лежащими в инфракрасной области спектра ($\simeq (\omega_1, \omega_1) \approx 20$ мэВ (220 К)).

Следует отметить, что зависимость спектра $E_s^{(n_1, n_2)}(a_1, a_2, a_3)$ (15) от размеров (a_1, a_2, a_3) наночастицы дает возможность селективировать методами лазерной спектроскопии нанонеоднородности в изучаемых наносистемах.

При

$$l_{\mathcal{H}} < b_e^{(1)}, \quad (26)$$

магнитное поле напряженностью \mathcal{H} деформирует электронные состояния, локализованные над внешней поверхностью эллипсоидальной наночастицы (вблизи оси z , рис. 1) силами электростатического изображения. В [8] показано, что локальные состояния электрона в поле поляризации $\bar{U}_0(z)$ (5) возникали, в основном состоянии, со средним радиусом

$$\bar{r} = (a_3 + 5,8, b_e^{(1)}). \quad (27)$$

Для оценки величины напряженности сильного магнитного поля \mathcal{H}_c в условии (26) заменим $b_e^{(1)}$ на значение \bar{r} (27). В результате получим значение напряженности сильного

магнитного поля

$$\mathcal{H}_c = \frac{\hbar c}{e(\bar{r})^2}, \quad (28)$$

начиная с которого при $\mathcal{H} > \mathcal{H}_c$ деформируются (в плоскости, перпендикулярной направлению магнитного поля \mathbf{H}) изучаемые локальные электронные состояния. При этом локальные электронные состояния приобретают своеобразную “игольчатую” форму. В изучаемой нами наносистеме значение $\mathcal{H}_c \simeq 1,06 \cdot 10^6$ Гс, а соответствующая ему величина циклотронной частоты, согласно (23), равняется $\omega_c^0 \simeq 5,13$ мэВ (57 К).

Исследуем особенности резонансного взаимодействия света с локальными электронными состояниями в магнитном поле. Для этого запишем выражения с учетом формул (21)–(22), которые описывают частоты переходов локальных электронных состояний $\hbar\Omega_1$ и $\hbar\Omega_2$ в магнитном поле напряженностью \mathcal{H} :

$$\begin{aligned} \hbar\Omega_1(\mathcal{H}) &= \frac{1}{2} \left\{ \left[(\hbar\omega_1 + \hbar\omega_2)^2 + \left(\frac{e\hbar}{m_e c} \mathcal{H}^2 \right)^2 \right]^{1/2} + \left[(\hbar\omega_1 - \hbar\omega_2)^2 + \left(\frac{e\hbar}{m_e c} \mathcal{H}^2 \right)^2 \right]^{1/2} \right\}, \\ \hbar\Omega_2(\mathcal{H}) &= \frac{1}{2} \left\{ \left[(\hbar\omega_1 + \hbar\omega_2)^2 + \left(\frac{e\hbar}{m_e c} \mathcal{H}^2 \right)^2 \right]^{1/2} - \left[(\hbar\omega_1 - \hbar\omega_2)^2 + \left(\frac{e\hbar}{m_e c} \mathcal{H}^2 \right)^2 \right]^{1/2} \right\}. \end{aligned} \quad (29)$$

Изучим поведение локальных электронных состояний в магнитном поле, напряженность которого \mathcal{H} находится в интервале

$$5 \cdot 10^{-2} \mathcal{H}_c \leq \mathcal{H} \leq 10 \mathcal{H}_c. \quad (30)$$

Для магнитных полей с напряженностями

$$5 \cdot 10^{-2} \mathcal{H}_c \leq \mathcal{H} \leq \mathcal{H}_c, \quad (31)$$

для которых выполняются условия

$$\begin{aligned} \left[\frac{\hbar\omega_c}{\hbar\omega_1 + \hbar\omega_2} \right]^2 &= \left[\frac{(e/m_e c)\mathcal{H}}{\hbar\omega_1 + \hbar\omega_2} \right]^2 \ll 1, \\ \left[\frac{\hbar\omega_c}{\hbar\omega_1 - \hbar\omega_2} \right]^2 &= \left[\frac{(e/m_e c)\mathcal{H}}{\hbar\omega_1 - \hbar\omega_2} \right]^2 \ll 1, \end{aligned} \quad (32)$$

частоты переходов $\hbar\Omega_1$ и $\hbar\Omega_2$ (как следует из разложений (29) по параметрам малости (32), с точностью до членов второго порядка) слабо зависят от напряженности магнитного поля \mathcal{H} (см. рис. 2):

$$\hbar\Omega_1 \approx \left(1 + \frac{e}{m_e c} \frac{\mathcal{H}}{\omega_1} \right) \hbar\omega_1, \quad (33)$$

$$\hbar\Omega_2 \approx \hbar\omega_2. \quad (34)$$

Для сильных магнитных полей с напряжениями

$$\mathcal{H}_c \leq \mathcal{H} \leq 10 \mathcal{H}_c \quad (35)$$

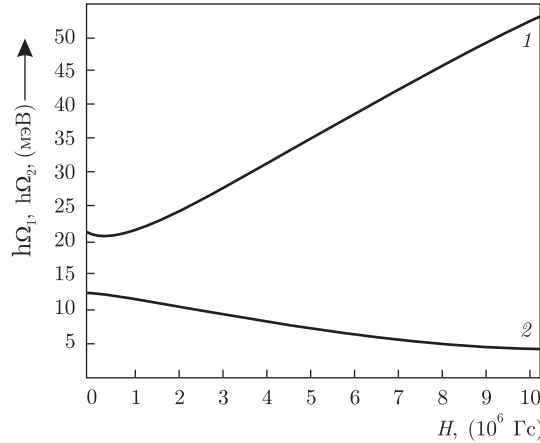


Рис. 2. Частоты переходов (29) как функции напряженности магнитного поля \mathcal{H} . Кривые 1 и 2 отвечают частотам переходов $\hbar\Omega_1$ и $\hbar\Omega_2$ соответственно. Напряженность магнитного поля \mathcal{H} измеряется в Гс, а частоты переходов — в мэВ

частоты переходов $\hbar\Omega_1(\mathcal{H})$ и $\hbar\Omega_2(\mathcal{H})$, согласно формулам (29), зависят от \mathcal{H} существенно нелинейно (см. рис. 2).

При изменении напряженности магнитного поля \mathcal{H} в интервале (30) частоты переходов $\hbar\Omega_1(\mathcal{H})$ (29) и $\hbar\Omega_2(\mathcal{H})$ (29) плавно меняются, соответственно, в интервалах (см. рис. 2)

$$19,7 \text{ мэВ} \leq \hbar\Omega_1 \leq 53,7 \text{ мэВ}; \quad 4,65 \text{ мэВ} \leq \hbar\Omega_2 \leq 12,7 \text{ мэВ} \quad (36)$$

находящихся в инфракрасной области спектра. Учет ангармоничности приводит к расщеплению обеих линий резонанса ($\hbar\Omega_1(\mathcal{H})$ и $\hbar\Omega_2(\mathcal{H})$) на $N \sim [1 + (kT/\hbar\Omega_i(\mathcal{H}))]$ пиков, эквидистантных по $\hbar\Omega_1(\mathcal{H})$ и $\hbar\Omega_2(\mathcal{H})$ соответственно (где $i = 1, 2$) [15].

Таким образом, зависимости частот переходов $\hbar\Omega_1(\mathcal{H})$ и $\hbar\Omega_2(\mathcal{H})$ (29) между уровнями (22) локальных электронных состояний от напряженности \mathcal{H} магнитного поля при резонансном поглощении (и излучении) света, изучаемой наносистемой, позволяют, изменяя величину \mathcal{H} в интервале (30), целенаправленно варьировать частоты переходов (29) в широком диапазоне (36) в инфракрасной области спектра.

Обнаруженные особенности локальных электронных состояний, связанные с зависимостью их энергий связи (15) и (22) от размеров (a_1, a_2, a_3) наночастиц, а также от напряженности \mathcal{H} магнитного поля, могут представлять интерес для разработки новых методов оптического и магнитооптического контроля степени дисперсности наноструктур. Особый интерес разработка таких новых методов может представлять для контроля образования зародышей новой фазы при электромагнитных, радиационных или тепловых воздействиях на многокомпонентные материалы, содержащие металл, полупроводник и диэлектрик [1–5].

1. Pokutnyi S. I. Exciton states in semiconductor quantum dots in framework of the modified effective mass method // Semiconductor. – 2010. – **44**, No 4. – P. 507–512.
2. Pokutnyi S. I. Stark effect in semiconductor dots // J. Appl. Phys. – 2004. – **96**, No 2. – P. 1115–1125.
3. Pokutnyi S. I. Optical nanolaser on the heavy hole transition in semiconductor nanocrystals. Theory // Phys. Lett. A. – 2005. – **342**, No 5–6. – P. 347–350.
4. Pokutnyi S. I. Theory of exciton states in quazero-dimensional nanosystems (review) // Phys. Express. – 2011. – **1**, No 3. – P. 158–168.
5. Pokutnyi S. I. Interband absorption of light in quantum dots // J. Nanosciences Lett. – 2011. – **1**, No 3. – P. 191–194.

6. *Efremov N. A., Pokutnyi S. I.* Theory of local electron states in ultradisersion media // Preprint IS USSR (Moscow: Institute of spectroscopy, 1984. – No 1).
7. *Efremov N. A., Pokutnyi S. I.* Local electron states in ultradisersion structures // Sov. Phys. – Solid State Phys. – 1985. – **27**, No 1. – P. 48–56.
8. *Efremov N. A., Pokutnyi S. I.* Local electron states in quasi-zero-dimensional systems // Ibid. – 1990. – **32**, No 10. – P. 1697–1708.
9. *Efremov N. A., Pokutnyi S. I.* Quasilocal electron states in quasi-zero-dimensional systems // Ibid. – 1991. – **33**, No 10. – P. 1607–1615.
10. *Pokutnyi S. I., Efremov N. A.* Local surface electron states in quasi-zero-dimensional systems // Phys. Stat. Sol. B. – 1991. – **165**, No 1. – P. 109–118.
11. *Pokutnyi S. I.* Local volume electron states in quasi-zero-dimensional systems // Ibid. – 1992. – **172**, No 2. – P. 573–602.
12. *Pokutnyi S. I.* Volume electron states in nanosystems // Solid State Phys. – 1993. – **35**, No 2. – P. 129–138.
13. *Pokutnyi S. I.* Local electron states in nanosystems // Semiconductors. – 1997. – **31**, No 12. – P. 1247–1258.
14. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Электродинамика сплошных сред. – Москва: Наука, 1982. – 682 с.
15. *Набутовский В. М., Романов Д. А.* Электронные состояния вблизи искривленной границы раздела сред // Журн. эксперим. и теорет. физики. – 1986. – **90**, № 1. – С. 232–239.

Институт металлофизики им. Г. В. Курдюмова
НАН Украины, Киев

Поступило в редакцию 10.11.2011

С. І. Покутній, В. Л. Карбівський, академік НАН України А. П. Шпак

Електронні стани, локалізовані над еліпсоїдальною поверхнею розділу діелектричних середовищ

Теоретично та експериментально вивчається вплив однорідного магнітного поля на електронні стани, локалізовані силами електростатичного зображення над поверхнею еліпсоїдальної діелектричної наночастинки. Досліджено ефекти резонансної взаємодії світла з такими локальними електронними станами як у відсутності, так і при наявності однорідного магнітного поля.

S. I. Pokutnyi, V. L. Karbovsky, Academician of the NAS of Ukraine A. P. Shpak

Electron states localized over the ellipsoidal interface of dielectric media

The influence of a homogeneous magnetic field on the electron states localized above the surface of an ellipsoidal dielectric particle by the electrostatic image forces is studied experimentally and theoretically. The effects of the resonance interaction of light with such local electron states in the presence and in the absence of a homogeneous magnetic field are investigated.