Оптические переходы в квантованном цилиндрическом слое при наличии однородного электрического поля

© В.А. Арутюнян[¶], С.Л. Арутюнян, Г.О. Демирчян, Г.Ш. Петросян*

Государственный инженерный университет Армении, Гюмрийский филиал,
377503 Гюмри, Армения
* Арцахский государственный университет,
374430 Степанакерт, Республика Нагорный Карабах

(Получена 20 июля 2004 г. Принята к печати 15 ноября 2004 г.)

В одноэлектронном приближении рассмотрено изменение энергетического спектра носителей заряда в цилиндрическом полупроводниковом слое под влиянием поперечного к оси симметрии однородного электрического поля. Получена явная зависимость величины штарковского сдвига от напряженности внешнего поля и нанорадиальных размеров образца. Рассчитаны также коэффициенты поглощения и получены соответствующие правила отбора для межзонных и внутризонных-межподзонных оптических переходов в присутствии внешнего электрического поля.

1. Введение

Наряду со многими низкоразмерными полупроводниками в последнее время интенсивно исследуются также различные квазиодномерные структуры в виде аксиально-симметричных нанокристаллических слоев — так называемые „квантовые трубки“, цилиндрические гетероструктуры с нанорадиальным периодом, сверхрешетки на основе цилиндрических квантовых точек и др. (см., например, [1–6]). В этой связи определенный интерес представляет исследование влияния статических полей на свойства электронной подсистемы „отдельно взятого“ квантованного цилиндрического слоя. Интерес этот обусловлен прежде всего тем, что подобный слой „синтезирует“ в себе ряд физических особенностей как квантовой нити (КН), так и квантованной пленки (КП) и в силу „комбинирования“ их уникальных свойств может иметь применение как в „чистом виде“, так и в виде составной части более сложных структур с размерным квантованием, являющихся на сегодня очень перспективными материалами для создания новейших элементов современной оптоэлектроники.

В настоящей работе теоретически рассмотрена перестройка энергетического спектра одноэлектронных состояний под влиянием однородного электрического поля в квантованном цилиндрическом слое и, соответственно, особенности оптических переходов в этом слое в присутствии поля.

2. Одноэлектронные состояния в слое

Рассматриваемую структуру представим в виде композиции кор/слой/среда, причем в самом слое имеет место режим „сильного квантования“, т. е. кулоновская энергия связи $3D$ экситона в слое много меньше энергии, обусловленной размерным квантованием в радиальном направлении:

$$L^2 \ll a_L^2, \tag{1}$$

где L — толщина слоя, a_L — боровский радиус $3D$ экситона в материале слоя. Кроме того, в смысле технической реализуемости, предположим, что слой достаточно „удален“ от оси симметрии:

$$L^2 \ll R_1^2, R_2^2, \tag{2}$$

где R_1, R_2 — внутренний и внешний радиусы слоя.

В направлении оси симметрии Z, как и в случае „обычной“ квантовой нити, систему предположим неограниченной, а для выбора модельного потенциала в плоскости ρ, φ наряду с условиями (1), (2) предположим также, что материал слоя по сравнению с материалом кора (среды) является узкозонным, а разрыв зонной энергии на интерфейсе при перекрывающихся запрещенных зонах контактирующих материалов будет значительно больше энергии квантованного движения носителей заряда в слое. Типичной в этом смысле является, например, композиция CdS/HgS/CdS (см. табл. 1, 2).

Тогда для указанного случая по аналогии с фуллереном [7] физически довольно адекватной будет являться модель квантовой ямы, „свернутой в трубку“:

$$U(\rho) = \begin{cases} 0 & \text{при} \quad R_1 < \rho < R_2, \\ \infty & \text{при} \quad \rho \le R_1;\ \rho \ge R_2. \end{cases} \tag{3}$$

В рамках этой модели в приближении изотропной эффективной массы μ для энергии и огибающих волновых функций невозмущенного поперечного движения носителей заряда в слое получаем:

$$E_{n,m}^{(0)} \cong \frac{\pi^2\hbar^2 n^2}{2\mu L^2} + \frac{\hbar^2(4m^2-1)}{8\mu R_0^2}$$

$$\equiv E_1^{(0)} n^2 + \frac{\hbar^2(4m^2-1)}{8I} \equiv E_{conf}^{(0)} + E_{rot}^{(0)} \tag{4}$$

$$(n = 1, 2, 3, \ldots; \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots),$$

[¶] E-mail: volhar@mail.ru

$$\Psi_{n,m}^{(0)}(\rho,\varphi) \cong \frac{\exp(im\varphi)}{\sqrt{2\pi}}\sqrt{\frac{2}{L\cdot\rho}}\sin\frac{\pi n}{L}(\rho - R_1)$$

$$\equiv \Phi_n^{(0)}(\rho)\,\frac{\exp(im\varphi)}{\sqrt{2\pi}}, \tag{5}$$

где эффективный ротационный радиус R_0 определяется соотношением

$$\frac{1}{R_0^2} = \frac{1}{2}\left(\frac{1}{R_1^2} + \frac{1}{R_2^2}\right). \tag{6}$$

3. Внешнее поле как возмущение

Если внешнее однородное поле направить вдоль оси X: $\mathbf{F} = \mathbf{F}(F, 0, 0)$, то для электростатической энергии частицы в пределах слоя получаем [8]

$$w(\boldsymbol{\rho}) = q\left(B\rho + \frac{C}{\rho}\right)\cos\varphi, \quad (R_1 \le \rho \le R_2), \tag{7}$$

где q — заряд частицы. В общем случае, когда диэлектрические постоянные кора (ε_1), слоя (ε_2) и среды (ε_3) различны, воспользовавшись граничными условиями для потенциала и его производных, для постоянных B и C получаем следующие значения:

$$B = F\cdot R_2^2\,\frac{2(\varepsilon_{2,1}+1)}{(\varepsilon_{2,3}+1)(\varepsilon_{2,1}+1)R_2^2 - (\varepsilon_{2,3}-1)(\varepsilon_{2,1}-1)R_1^2}$$

$$\equiv F\cdot B_0, \tag{8}$$

$$C = F\cdot R_2^2\,\frac{2(\varepsilon_{2,1}-1)R_1^2}{(\varepsilon_{2,3}+1)(\varepsilon_{2,1}+1)R_2^2 - (\varepsilon_{2,3}-1)(\varepsilon_{2,1}-1)R_1^2}$$

$$\equiv F\cdot C_0, \tag{9}$$

где $\varepsilon_{2,3} = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_3}$, $\varepsilon_{2,1} = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}$.

Из самых общих соображений ясно, что внешнее поле можно рассматривать как возмущение в том случае, если энергия, сообщаемая частице полем $\Delta E(F)$, будет много меньше расстояния между соседними уровнями энергетической субструктуры (4):

$$\Delta E(F) \ll \Delta E_{n,m}^{(0)}. \tag{10}$$

Нетрудно видеть, что диагональные элементы оператора (7), построенные на волновых функциях из (5), будут равны нулю, т. е. линейный штарк-эффект в рассматриваемой системе отсутствует. Поскольку по азимутальному числу m от нуля отличны только матричные элементы $V_{m,m\pm1} = \frac{1}{2}$, для поправки 2-го порядка к энергии произвольного состояния $|n, m\rangle$ в общем виде можем записать

$$\Delta E_{n,m}^{(2)} = \frac{|V_{n,n}|^2}{4}\left\{\frac{1}{E_{n,m}^{(0)} - E_{n,m-1}^{(0)}} + \frac{1}{E_{n,m}^{(0)} - E_{n,m+1}^{(0)}}\right\}$$

$$+ \frac{1}{4}\sum_{n\ne n'}|V_{n,n'}|^2\left\{\frac{1}{E_{n,m}^{(0)} - E_{n',m-1}^{(0)}} + \frac{1}{E_{n,m}^{(0)} - E_{n',m+1}^{(0)}}\right\}, \tag{11}$$

где для матричных элементов $V_{n,n'}$, построенных на радиальных функциях из (5), с учетом условий (1), (2) получаем:

$$V_{n,n} \cong qFR_0\left(B_0 + \frac{C_0}{R_0^2}\right), \quad (n = n'); \tag{12}$$

$$V_{n,n'} \cong \frac{8qFL}{\pi^2}\,\frac{nn'}{(n^2 - n'^2)^2}\left(\frac{C_0}{R_0^2} - B_0\right), \quad (n \ne n'). \tag{13}$$

Специфика спектра (4) требует отдельного рассмотрения действия поля на уровни состояний с $m \ne 0$ и $m = 0$.

1. $m \ne 0$.

В этом случае общее условие (10) сводится к условию

$$\Delta E(F) \ll \Delta E_{rot}^{(0)} \approx E_{rot}^{(0)} \tag{14}$$

и для поправки к энергии из (11) получаем:

$$\Delta E_{n,m}^{(2)}(FR_0,\mu) \cong \frac{\mu R_0^2(qFR_0)^2}{\hbar^2(4m^2-1)}\left(B_0 + \frac{C_0}{R_0^2}\right)^2$$

$$\equiv \frac{I(qFd)^2}{\hbar^2(4m^2-1)} \quad \text{при} \quad |m| \ne 1, \tag{15}$$

$$\Delta E_{n,m}^{(2)}(FR_0,\mu) \cong \frac{5\mu R_0^2(qFR_0)^2}{6\hbar^2}\left(B_0 + \frac{C_0}{R_0^2}\right)^2$$

$$\equiv \frac{5I(qFd)^2}{6\hbar^2} \quad \text{при} \quad m = +1, \tag{16}$$

$$\Delta E_{n,m}^{(2)}(FR_0,\mu) \cong -\frac{\mu R_0^2(qFR_0)^2}{6\hbar^2}\left(B_0 + \frac{C_0}{R_0^2}\right)^2$$

$$\equiv -\frac{I(qFd)^2}{6\hbar^2} \quad \text{при} \quad m = -1. \tag{17}$$

2. $m = 0$.

В этом случае возмущается уже радиальное движение и (10) сводится к условию

$$\Delta E(F) \ll \Delta E_{conft}^{(0)} \approx E_{conf}^{(0)}. \tag{18}$$

Для энергетической поправки теперь получаем:

$$\Delta E_{n,0}^{(2)}(FL,\mu) \cong \frac{(qFL)^2}{48n^2E_n^{(0)}}\left[B_0 - \frac{C_0}{R_0^2}\right]^2 f_n, \tag{19}$$

где

$$E_n^{(0)} = \frac{\pi^2\hbar^2n^2}{2\mu L^2} \equiv E_{conf}^{(0)}, \quad f_n = \frac{1}{2}\left(1 - \frac{15}{\pi^2n^2}\right).$$

Для возмущенной части волновой функции при $m \ne 0$ и $m = 0$ соответственно будем иметь

$$\Psi_{n,m}^{(1)}(\rho,\varphi) \cong \Phi_n^{(0)}(\rho)\,\frac{I}{4\hbar^2}\,\frac{V_{n,n}}{\sqrt{2\pi}}$$

$$\times\exp(im\varphi)\left\{\frac{\exp(-i\varphi)}{2m-1} - \frac{\exp(i\varphi)}{2m+1}\right\}, \tag{20}$$

$$\Psi_{n,0}^{(1)}(\rho,\varphi) \cong \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\,\frac{\cos\varphi}{E_1^{(0)}}\sum_{n\ne n'}\frac{V_{n,n'}\Phi_{n'}^{(0)}(\rho)}{n^2 - n'^2}, \quad \left(E_1^{(0)} = \frac{\pi^2\hbar^2}{2\mu L^2}\right). \tag{21}$$

4. Оптические переходы в присутствии электрического поля

Для возмущения $\hat{U}$, связанного со световой волной, имеем

$$\hat{U} = \frac{|e|}{m_0 c}(\hat{\mathbf{A}}, \hat{\mathbf{P}}), \tag{22}$$

где e — заряд электрона, c — скорость света в вакууме, $\hat{\mathbf{A}}$ — вектор-потенциал слабой волны, $\hat{\mathbf{P}}$ — трехмерный оператор импульса. Далее для определенности положим, что падающая волна с частотой ω поляризована линейно вдоль оси X.

4.1. Межзонные переходы

Для матричного элемента переходов из валентной зоны (v) в зону проводимости (c) в общем виде можем записать

$$M_{c,v} = U_{c,v}\int\left[\Psi_c^{(0)}(\boldsymbol{\rho}) + \Psi_c^{(1)}(\boldsymbol{\rho})\right]^*\left[\Psi_v^{(0)}(\boldsymbol{\rho}) + \Psi_v^{(1)}(\boldsymbol{\rho})\right]d\boldsymbol{\rho}, \tag{23}$$

где $U_{c,v}$ — матричный элемент оператора (22), построенный на блоховских амплитудах v- и c-зон. После несложных расчетов для $M_{c,v}$, при $m \neq 0$ приходим к следующему результату:

$$M_{c,v} \cong U_{c,v}\left\{\delta_{n_c,n_v}\delta_{m_c,m_v} + \frac{V_{n,n}(I_v - I_c)}{\hbar^2}\,\delta_{n_c,n_v}\,\frac{\delta_{m_c,m_v\pm 1}}{2m_v \pm 1}\right\}$$

$$\equiv M_{c,v}^{(0)} + M_1^{(1)}, \tag{24}$$

где $I_v = \mu_v R_0^2$, $I_c = \mu_c R_0^2$, $\delta_{i,k}$ — символ Кронекера.

Из (24) ясно, что при расчете коэффициента поглощения „интерференционные“ члены в выражении $|M_{c,v}|^2 = |M_{c,v}^{(0)} + M_{c,v}^{(1)}|^2$ будут отсутствовать и коэффициент межзонного поглощения также представится в виде суммы

$$\alpha(\omega) = \alpha^{(0)}(\omega) + \alpha^{(1)}(\omega). \tag{25}$$

Для пороговых частот каждого из переходов (24), (25) соответственно имеем:

а) переходы $n_c = n_v \equiv n$, $m_c = m_v \equiv m$;

$$\hbar\omega_{n,m} = E_g + \frac{\pi^2\hbar^2 n^2}{2\mu_{c,v}L^2} + \frac{\hbar^2(4m^2-1)}{8\mu_{c,v}R_0^2}$$

$$+ \Delta E_{n,m}^{(2)}(FR_0, \mu_v) + \Delta E_{n,m}^{(2)}(FR_0, \mu_c) \equiv \Delta_{n,m}^g, \tag{26}$$

где $\mu_{c,v}^{-1} = \mu_c^{-1} + \mu_v^{-1}$;

б) переходы $n_v = n_c \equiv n$, $m_c = m_v \pm 1$, $(m_v \equiv m)$;

$$\hbar\omega_{n,m\pm 1} = E_g + \frac{\pi^2\hbar^2 n^2}{2\mu_{c,v}L^2} + \frac{\hbar^2(4m^2-1)}{8\mu_v R_0^2} + \frac{\hbar^2[4(m\pm 1)^2 - 1]}{8\mu_c R_0^2}$$

$$+ \Delta E_{n,m}^{(2)}(FR_0, \mu_v) + \Delta E_{n,m\pm 1}^{(2)}(FR_0, \mu_c) \equiv \Delta_{n,m\pm 1}^g. \tag{27}$$

Воспользовавшись теперь стандартной связью между $M_{c,v}$ и $\alpha(\omega)$ для структур с одной степенью свободы (см., например, [9]), для полосы межзонного поглощения при $m \neq 0$ получаем:

$$\alpha^{(0)}(\omega) \approx \sum_{n,m}|U_{c,v}|^2(\hbar\omega - \Delta_{n,m}^g)^{-\frac{1}{2}}\Theta(\hbar\omega - \Delta_{n,m}^g), \tag{28}$$

$$\alpha^{(1)}(\omega) \approx \sum_{n,m}|U_{c,v}|^2\frac{|V_{n,n}(I_v - I_c)|^2}{\hbar^4(2m\pm 1)^2}$$

$$\times(\hbar\omega - \Delta_{n,m\pm 1}^g)^{-\frac{1}{2}}\Theta(\hbar\omega - \Delta_{n,m\pm 1}^g), \tag{29}$$

где $\Theta(x)$ — ступенчатая функция Хевисайда.

В случае же $m = 0$ для соответствующих величин получаем:

$$M_{c,v} = U_{c,v}\delta_{n_c,n_v}, \tag{30}$$

$$\hbar\omega_{c,v} = E_g + \frac{\pi^2\hbar^2 n^2}{2\mu_{c,v}L^2} - \frac{\hbar^2}{8\mu_{c,v}R_0^2}$$

$$+ \Delta E_{n,0}^{(2)}(FL, \mu_v) + \Delta E_{n,0}^{(2)}(FL, \mu_c) \equiv \Delta_{c,v}^g, \tag{31}$$

$$\alpha^{(0)}(\omega) \approx \sum_n |U_{c,v}|^2(\hbar\omega - \Delta_{c,v}^g)^{-\frac{1}{2}}\Theta(\hbar\omega - \Delta_{c,v}^g). \tag{32}$$

4.2. Внутризонные-межподзонные переходы

Для переходов между дискретными уровнями $|n_i, m_i\rangle \to |n_f, m_f\rangle$ одной и той же зоны при $m \neq 0$ по азимутальному числу получаем следующие правила отбора:

а) $\Delta m = \pm 1$ — для матричного элемента 0-го порядка;

б) $\Delta m = 0$ — для матричного элемента 1-го порядка малости.

Расчеты матричных элементов и соответствующих пороговых частот приводят теперь к следующим результатам:

а) переходы $m_f = m_i \pm 1$, $n_f = n_i$, $(m_i \equiv m)$;

$$M_{f,i}^{(0)} \cong i\hbar\,\frac{|e|A_0}{4m_0 cL}\,(2m \pm 1)\ln\frac{R_2}{R_1}, \tag{33}$$

$$\hbar\omega_1^0 = \hbar^2\,\frac{(1 \pm 2m)}{2\mu R_0^2} + \Delta E_{n,m\pm 1}^{(2)}(FR_0, \mu) - \Delta E_{n,m}^{(2)}(FR_0, \mu); \tag{34}$$

б) переходы $m_f = m_i \pm 1$, $n_f \neq n_i$, $(m_i \equiv m)$;

$$M_{f,i}^{(0)} \cong i\hbar\,\frac{|e|A_0}{m_0 cL}\,\frac{n_i n_f}{n_f^2 - n_i^2}\ \text{— при } n_f \pm n_i \text{ нечетном}, \tag{35}$$

$$M_{f,i}^{(0)} \equiv 0\ \text{— при } n_f \pm n_i \text{ четном},$$

$$\hbar\omega_2^0 = \frac{\pi^2\hbar^2}{2\mu L^2}(n_f^2 - n_i^2) + \frac{\hbar^2(1 \pm 2m)}{2\mu R_0^2}$$

$$+ \Delta E_{n_f,m\pm 1}^{(2)}(FR_0, \mu) - \Delta E_{n_i,m}^{(2)}(FR_0, \mu); \tag{36}$$

в) переходы $\Delta m = 0$, $n_f \pm n_i$ — нечетное,

$$M_{f,i}^{(1)} \cong i\hbar\,\frac{|e|A_0}{m_0 cL}\,\frac{V_{n,n}}{\hbar^2}\,\frac{n_f n_i}{n_f^2 - n_i^2}\,\frac{I}{4m^2 - 1}, \tag{37}$$

$$\hbar\omega_1^1 = \frac{\pi^2\hbar^2}{2\mu L^2}(n_f^2 - n_i^2). \tag{38}$$

Таблица 1. Характеристики кристаллов CdS и HgS

Материал	a_0, нм	ε_0	E_g, эВ	$\frac{\mu_c}{m_0}$	$\frac{\mu_v}{m_0}$	U^c, эВ	U^v, эВ	ΔU^c, эВ	ΔU^v, эВ	a_{ex}, нм
CdS	0.5818	9.1	2.5	0.2	0.7	−3.8	−6.3	–	–	3
HgS	0.5851	18.2	0.5	0.036	0.044	−5	−5.5	1.2	−0.8	50

Таблица 2. Энергетические параметры поперечного движения носителей

R_1, нм	L, нм	$\frac{L^2}{a_{ex}^2}$	$\frac{L^2}{R_1^2}$	E^c_{conf}, мэВ	E^v_{conf}, мэВ	E^c_{rot}, мэВ	E^v_{rot}, мэВ	$\frac{E_c^{(0)}}{\Delta U^c}$	$\frac{E_v^{(0)}}{\Delta U^v}$
15	5	10^{-2}	1/9	42.4	34.7	4.7	3.9	0.04	0.048
30	10	$4\cdot 10^{-2}$	1/9	10.6	8.7	1.2	0.96	0.01	0.012

Для переходов $\Delta m = 0$, $n_f = n_i$ и $n_f \pm n_i$ — четное, матричный элемент $M_{f,i}$ обращается в нуль.

Для матричного элемента и пороговой частоты внутризонных переходов при $m = 0$ соответственно получаем:

$$M_{f,i} \cong i\hbar \frac{|e|A_0}{m_0 cL} \frac{qFL}{\pi^2 E_1^{(0)}} \left(B_0 - \frac{C_0}{R_0^2}\right) \frac{n_f^2 + n_i^2}{n_f^2 - n_i^2} \frac{1}{n_f n_i}, \quad (39)$$

$$\hbar\omega_{f,i} = \frac{\pi^2\hbar^2}{2\mu L^2}(n_f^2 - n_i^2) + \Delta E^{(2)}_{n_f,0}(FL,\mu) - \Delta E^{(2)}_{n_i,0}(FL,\mu). \quad (40)$$

Во избежание излишней громоздкости мы не будем выписывать в явном виде выражения для коэффициента внутризонного поглощения, так как выражения (32)–(40) дают вполне исчерпывающую картину относительно этих переходов.

5. Обсуждение результатов

Рассмотрим развитый модельный подход применительно к структуре CdS/HgS/CdS. В табл. 1 приведены соответствующие физические характеристики для β-модификаций прямозонных полупроводниковых кристаллов CdS и HgS (данные взяты из [6,10,11]), а в табл. 2 — значения энергетических параметров поперечного движения носителей заряда. Обозначения следующие: m_0 — масса свободного электрона, E_g — ширина запрещенной зоны массивного полупроводника из того же материала, что и слой, U^c и U^v — значения зонной энергии, отсчитанной от вакуумного уровня для c- и v-зон соответственно, a_0 — постоянная решетки, a_{ex} — боровский радиус объемного экситона, ε_0 — статическая диэлектрическая проницаемость.

Из сравнения данных таблиц 1 и 2 нетрудно увидеть, что для рассматриваемой структуры условия (1), (2) имеют место и, во всяком случае, для не сильно возбужденных состояний в данной композиции приближения предлагаемой модели действительно будут выполняться с достаточной точностью.

Вследствие „сепарированности“ радиального и ротационного движений, каждое из них возмущается внешним полем как бы „в отдельности“. Кроме того, при $m \neq 0$ расщепление уровней наблюдается в $2m$-м порядке теории возмущений, вследствие чего уровень с $|m| = 1$ расщепляется на 2 подуровня (16), (17), а уровни с $|m| > 1$ под действием поля попросту смещаются, сохраняя двукратное вырождение по m.

При характерных размерах системы из табл. 1 и 2 для внешнего поля, как возмущения, при $\varepsilon_{1,2} = \varepsilon_{2,3} = 2$ получаем следующие оценки.

При изменении толщины слоя в пределах $L = 5-10$ нм и внутреннего радиуса в пределах $R_1 = 15-30$ нм внешнее поле в пределах $F = 10-10^2$ В/см с большой точностью можно считать возмущением, если возмущается ротационное движение (условие (14)).

При тех же размерах системы для возмущения радиального движения (условие (18)) соответственно получаем следующий интервал для напряженности внешнего поля:

$$F = 10^2-10^3 \text{ В/см}.$$

В табл. 3 и 4 приведены соответствующие значения для величины штарковского сдвига из (15)–(17) и (19).

Что касается зависимости величины сдвига от номера энергетического уровня, то из выражений (15)–(17) и (19) очевидно, что поправка $\Delta E^{(2)}_{n,m}$ очень быстро убывает с ростом как азимутального так и радиального квантовых чисел, и реальный физический интерес представляют низшие состояния. В пределе $\frac{L}{R_1} \to 0$ на примере основного состояния нетрудно видеть, что поправка к энергии радиального движения $\Delta E^{(2)}_{1,0}(FL,\mu)$ из (19) переходит в выражение, аналогичное результату штарк-эффекта в „обычной“ квантованной пленке [12]:

$$\Delta E^{(2)}_{1,0}(FL,\mu) \cong \frac{(qFL)^2}{96E_1^{(0)}}\left(1 - \frac{15}{\pi^2}\right).$$

Для межзонных переходов полоса поглощения состоит из двух неперекрывающихся серий: основной (28) и полевого „сателлита“ (29), который модулируется полевым фактором, убывающим с ростом азимутального

Таблица 3. Штарковский сдвиг энергии ротационного движения

L, нм	R_1, нм	F, В/см	$\Delta E^{(2)}_{n,m}$, мэВ $m=2$	$\Delta E^{(2)}_{n,m}$, мэВ $m=+1$	$\Delta E^{(2)}_{n,m}$, мэВ $m=-1$
5	15	$5\cdot10^2$	$0.8\cdot10^{-2}$	$10.4\cdot10^{-2}$	$2.08\cdot10^{-2}$
10	30	$5\cdot10$	$0.13\cdot10^{-2}$	$1.7\cdot10^{-2}$	$0.28\cdot10^{-2}$

Таблица 4. Штарковский сдвиг энергии радиального движения

L, нм	R_1, нм	F, В/см	$\Delta E^{(2)}_{n,m}$, мэВ $n=1,\quad m=0$
5	15	$1.2\cdot10^3$	$43.2\cdot10^{-2}$
10	30	$1.4\cdot10^2$	$9.7\cdot10^{-2}$

квантового числа m. При $m=0$ переходы (30) носят чисто „пленочный" характер [12], и наличие поля на величине поглощения не сказывается. Однако в каждой из серий (28), (29), (32) наличие поля приводит к эффективному изменению ширины запрещенной зоны $\Delta^g_{i,k}$, которое определяется величиной внешнего поля и геометрическими размерами образца — эффективным ротационным радиусом при $m\neq0$ и толщиной слоя при $m=0$. Этими же величинами определяются и пороговые частоты для внутризонных переходов (33)–(40).

Отметим, что для диагональных по радиальному числу внутризонных переходов внешнее поле приводит к сдвигу частот поглощения–излучения относительно друг друга на величину $\hbar\Delta\omega=\Delta E^{(2)}_{n,m+1}(FR_0,\mu)+\Delta E^{(2)}_{n,m-1}(FR_0,\mu)$, в то время как в отсутствие поля наблюдалось бы результирующее поглощение на частотах $\omega_m=\frac{\hbar m}{2\mu R_0^2}$. Кроме того, как при межзонных, так и при внутризонных переходах наличие поля приводит к явной зависимости поглощения от эффективной массы носителей заряда каждой из зон.

Резюмируя вышеизложенное, можем заключить, что результаты работы дают возможность путем варьирования величиной внешнего поля и геометрическими размерами образца регулируемым образом менять оптические энергетические характеристики слоя, а явная зависимость параметров поглощения от эффективной массы носителей может быть использована для экспериментального определения значений „оптической" эффективной массы.

Работа выполнена в рамках целевой программы Республики Армения „Полупроводниковая наноэлектроника".

Список литературы

[1] S. Ijima. Nature (London), **354**, 56 (1991).
[2] T.W. Ebessen, H.J. Lezec, H. Hiura, J.W. Bennet, H.F. Ghaemi, T. Thio. Nature (London), **382**, 54 (1996).
[3] S. Roche, F. Triozon, A. Rubio, D. Mayou. Phys. Rev. B. **64**, R121 401 (2001).
[4] N. Tkach. J. Phys. Stud., **3**, 377 (2001).
[5] Н.В. Ткач, В.А. Головацкий. ФТТ, **43**, 350 (2001).
[6] Н.В. Ткач, А.М. Маханец, Г.Г. Зегря. ФТП, **36**, 543 (2002).
[7] V.V. Rotkin, R.A. Suris. Mol. Mater., **5**, 87 (1994).
[8] Смайт В. *Электростатика и электродинамика* (М., 1954).
[9] V.V. Mitin, V.A. Kochelap, M.A. Stroscio. *Quantum Heterostructures, Microelectronics and Optoelectronics* (Cambridge University Press, 1999).
[10] A. Mews, A.V. Kadavanich, U. Banin, A.P. Alivisatos. Phys. Rev. B, **53**, 13 242 (1996).
[11] *Таблицы физических величин.* Справочник, под ред. И.К. Кикоина (М., Наука, 1976).
[12] D.A.B. Miller, S. Schmitt-Rink, D.S. Chemia. Adv. Phys., **38**, 89 (1989).

Редактор Л.В. Беляков

Optical transitions in a quantized cylindrical layer under the presence of homogeneous electric field

*V.A. Harutyunyan, S.L. Harutyunyan, G.H. Demirjian, H.Sh. Petrosyan**

State Engineering University
of Armenia, Gyumree Branch,
377503 Gyumree, Armenia
* Artsakh State University,
374430 Stepanakert, Republic Nagorno Karabakh

Abstract In the single-electron approximation variations of the charge carrier energy spectrum under the influence of a transverse electric field in a cylindrical semiconductor layer are observed. The explicit dependence of the Stark shift on the intensity of the external field and geometrical sizes of sample are obtained as well as the absorption coefficients and the selection rules both for interband and in-band optical transitions in the presence of the electric field.