

УДК 621.315

МЕЖЗОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ И ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ В ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ СЛОИСТОЙ ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ CdS/HgS/CdS

В.А. АРУТЮНЯН, Д.Б. АЙРАПЕТЯН*, Э.М. КАЗАРЯН

Российско–Армянский университет, Ереван, Армения

*e-mail: dhaugap82@gmail.com

(Поступила в редакцию 6 сентября 2017 г.)

В приближении изотропной эффективной массы рассмотрены одночастичные состояния носителей заряда в слоистой гетероструктуре CdS/HgS/CdS. Показано, что в условиях, когда в слое HgS реализуется режим сильного квантования, в этом слое с наибольшей вероятностью имеет место пространственная локализация носителей. Рассчитаны энергия и огибающие волновые функции электронных и дырочных состояний в рассматриваемой структуре. Рассчитано межзонное оптическое поглощение для случаев, когда система представляет собой слоистую цилиндрическую квантовую точку и когда имеет место свободное движение носителей заряда вдоль оси симметрии. Для этих же случаев рассмотрен также спектр фотолюминесценции.

1. Введение

Современное развитие науки и нанотехнологий позволяет осуществлять эффективное манипулирование свойствами наночастиц путем контроля их геометрических размеров, химического состава и морфологии. Одновременно, перспективность применения наноматериалов в различных областях современной твердотельной электроники, медицины, биологии и др. требует разработки и исследования таких материалов и структур, которые способны одновременно выполнять несколько задач и функций. Объединение нескольких функций в единой наноразмерной геометрии было достигнуто путем создания различных полупроводниковых слоистых наноструктур, основой которых являются одиночные или множественные гетеропереходы ядро/оболочка [1–4].

Важнейшим классом подобных многофункциональных материалов являются полупроводниковые аксиально-симметричные ядро/оболочка/оболочка наноструктуры, такие как полупроводниковые квантовые нанотрубки [5, 6], многослойные квантовые нити [7, 8], полые цилиндрические слои [9, 10] и др. Физической основой специфики и уникальности ряда свойств этих структур, с одной

стороны, является фактор одномерности свободного движения носителей заряда вдоль оси симметрии. С другой стороны, решающим фактором является феномен размерного квантования носителей заряда в направлении роста гетероструктуры. В технологическом плане эффект размерного квантования в таких структурах достигается, в частности, благодаря тому, что между двумя слоями одного и того же широкозонного полупроводника (ядро и внешний слой) помещают слой полупроводника с более узкой запрещенной зоной. Энергетический разрыв контактирующих материалов на интерфейсе приводит к тому, что в рассматриваемой композиции слой узкозонного полупроводника в радиальном направлении начинает играть роль квантовой ямы для носителей заряда [11, 12]. Из сказанного ясно, что подобные гетерофазные структуры комбинируют одновременно ряд свойств как квантовых пленок, так и квантовых нитей и точек. Соответственно, ряд эффектов, в принципе невозможных не только в массивных образцах, но и в квантовых областях с планарной геометрией, становится возможным наблюдать в названных аксиально-симметричных наноструктурах. Решающими модулирующими факторами, под действием которых в подобных структурах формируется и контролируется энергетический спектр носителей заряда и, соответственно, целый ряд свойств образца, являются композиционная зависимость от свойств материалов структуры и соотношения между геометрическими размерами составляющих ее компонент. Благодаря указанным свойствам и возможностям названные структуры уже сейчас имеют широкое применение в различных приборах твердотельной электроники [13, 14] и современной биомедицины [15, 16] и уже более двух десятилетий интенсивно исследуются как теоретически, так и экспериментально.

При изучении свойств любого полупроводника, в том числе и низкоразмерного, типа аксиально-симметричной структуры ядро/оболочка/оболочка, оптический подход, как известно, является одним из мощных и наиболее продуктивных методов исследования зонной структуры образца. В работах [17, 18] в приближении модели плоского ротатора для носителей заряда рассмотрены межзонные и внутризонные дипольные и квадрупольные оптические переходы в полупроводниковом цилиндрическом слое при наличии квантового размерного эффекта. В работах получены соответствующие правила отбора по радиальному и азимутальному квантовым числам и исследована частотная зависимость коэффициента поглощения слабой волны. Подобные переходы рассмотрены также в работах [19, 20] в условиях, когда энергетический спектр носителей заряда является полностью дискретным. Влияние магнитного и электрического полей на оптическое поглощение исследовано в слоистой цилиндрической квантовой точке [21], протяженном квантовом слое [22] и сферическом нанослое [23]. Специфике магнитопоглощения в слоистой цилиндрической нити полупроводников III–V

(GaAs, $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ и $(\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y})_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P}$) посвящена работа [24]. В связи с возможностью использования квазиодномерной гетероструктуры $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ для создания лазера в работе [25] исследована полоса межподзонных оптических переходов в этой композиции, а в работе [26] в рамках метода матрицы плотности исследованы оптические свойства слоистых квантовых точек $\text{ZnS}/\text{CdSe}/\text{ZnS}$. Нелинейные оптические переходы и зависимость поглощения от свойства материала и геометрических размеров цилиндрической слоистой структуры $\text{GaN}/\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{N}$ рассмотрены в работе [27]. На примере композиций CdS/HgS и SiO_2/Si рассчитано сечение фотоионизации в полый цилиндрической слоистой квантовой точке в присутствии донорной примеси [28], а донорные состояния в цилиндрической квантовой точке – в работе [29]. Эффект гидростатического давления на диамагнитные свойства структуры ядро/оболочка/оболочка рассмотрен в работе [30].

В настоящей работе теоретически исследованы межзонное оптическое поглощение и фотолюминесценция в цилиндрической гетероструктуре ядро/оболочка/оболочка ($\text{CdS}/\text{HgS}/\text{CdS}$) в режиме сильного размерного квантования носителей заряда в слое HgS .

2. Одночастичные состояния

Рассмотрим специфику размерного квантования носителей заряда в структуре $\text{CdS}/\text{HgS}/\text{CdS}$. В табл.1 приведены характеристики кристаллов CdS и $\beta\text{-HgS}$.

Табл.1. Характеристики кристаллов CdS и $\beta\text{-HgS}$ (данные взяты из работ [11, 12])

Материал	a , нм	μ_{h}/m_0	μ_{c}/m_0	μ_{hh}/m_0	a_{ex} , нм	E_{g} , эВ	U^{c} , эВ	U^{v} , эВ
CdS	0.5818	0.7	0.2	5	3	2.5	-3.8	-6.3
HgS	0.5851	0.047	0.036	0.31	50	0.5	-5.0	-5.5

Здесь μ_{c} , μ_{h} , μ_{hh} – эффективные массы электронов, легких и тяжелых дырок, соответственно, m_0 – масса свободного электрона, a – постоянная решетки, E_{g} – ширина запрещенной зоны массивного образца, U^{c} и U^{v} – электронное сродство зоны проводимости и валентной зоны, соответственно, a_{ex} – борровский радиус трехмерного экситона.

Из таблицы видно, что вследствие существенного энергетического разрыва на интерфейсе ($\Delta U_{\text{c}} = 1.2$ эВ для зоны проводимости и $\Delta U_{\text{v}} = 0.8$ эВ для валентной зоны) локализация носителей заряда будет иметь место именно в слое

β -HgS. Одновременно, из-за большого значения борковского радиуса экситона в β -HgS вплоть до значений толщины слоя $L \sim 15$ нм будет выполняться условие

$$L^2 \ll a_{\text{ex}}^2. \quad (1)$$

Состояния носителей заряда в слое при этом с достаточной точностью можно рассматривать в режиме «сильного квантования», который в данной работе нас особенно интересует. В радиальном направлении слой β -HgS аппроксимируем квантовой ямой, свернутой в трубку [11, 12]:

$$U(r) = \begin{cases} \Delta U_{c,v}, & 0 \leq r \leq R_1, \quad r \geq R_2 \\ 0, & R_1 \leq r \leq R_2. \end{cases} \quad (2)$$

Здесь R_1 и R_2 – соответственно внутренний и внешний радиусы слоя, а индексы при U обозначают соответственно электроны в зоне проводимости и дырки в валентной зоне. В последующих расчетах в качестве единицы измерения длины и энергии будут фигурировать соответственно борковский радиус ($a_{\text{ex}}^{\text{CdS}} \equiv a_1 = 3$ нм) и энергия связи трехмерного экситона ($E_{\text{ex}}^{\text{CdS}} \equiv V_1 \approx 30$ мэВ) в кристалле CdS.

В приближении изотропной эффективной массы μ решения уравнения Шредингера в цилиндрических координатах (r, φ, z) с потенциалом (2) и полной энергией частицы E

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] \Psi(r, \varphi, z) + U(r) \Psi(r, \varphi, z) = E \Psi(r, \varphi, z) \quad (3)$$

можно представить в следующем виде:

$$\Psi(r, \varphi, z) = \Phi_{n,|m|}(r) \frac{e^{i|m|\varphi}}{\sqrt{2\pi}} f(z), \quad n = 1, 2, 3, \dots, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (4)$$

К виду волновой функции продольного движения $f(z)$ мы обратимся позже, а теперь рассмотрим продольное движение носителей заряда в структуре ядро/оболочка/оболочка. По радиальной переменной уравнение (3) сводится к соответствующим уравнениям Бесселя [31], и для радиальной огибающей функции $\Phi_{n,|m|}(r)$ получаем

$$\Phi_{n,|m|}(r) = \begin{cases} AI_{|m|}(k_{1,c(v)}\rho), & 0 \leq r \leq R_1 \\ B_1 J_{|m|}(k_{2,c(v)}\rho) + B_2 Y_{|m|}(k_{2,c(v)}\rho), & R_1 \leq r \leq R_2 \\ CK_{|m|}(k_{3,c(v)}\rho), & r \geq R_2. \end{cases} \quad (5)$$

Предполагаем, что толщина внешнего слоя (CdS) значительно больше толщины квантующего слоя β -HgS, поэтому для решения в этой области не учитываем отраженную волну вследствие ее малой амплитуды.

Здесь индексы 1,2,3 относятся соответственно к ядру CdS, квантующему слою β -HgS и внешнему слою CdS. Приняты следующие обозначения: A, B_1, B_2 и C – нормировочные постоянные, $I_{|m|}(x), K_{|m|}(x)$ – модифицированные функции Бесселя соответственно первого и второго рода, $J_{|m|}(x), Y_{|m|}(x)$ – функции Бесселя соответственно первого и второго рода, $\rho = r/a_1$, $k_{1,c} = \sqrt{\Delta U_c/V_1 - \varepsilon_c} = k_{3,c}$, $\varepsilon_c = E_{tr}^c/V_1$, $k_{2,c} = \sqrt{\varepsilon_c \mu_{2,c}/\mu_{1,c}}$, $k_{1,v} = \sqrt{\frac{\mu_{1,v}}{\mu_{1,c}} \left(\frac{\Delta U_v}{V_1} - \varepsilon_v \right)} = k_{3,v}$ и $\varepsilon_v = E_{tr}^v/V_1$; $k_{2,v} = \sqrt{\varepsilon_v \mu_{2,v}/\mu_{1,c}}$; E_{tr}^c, E_{tr}^v ($E_{tr} \equiv E_{n,|m|}$) – энергия поперечного движения электрона и дырки, соответственно. К виду волновой функции продольного движения $f(z)$ мы обратимся позже.

Для определения энергии поперечного движения носителей заряда воспользуемся условием непрерывности логарифмической производной радиальных огибающих функций на интерфейсе

$$\frac{\Phi'_{1,n,|m|}(r=R_1)}{\Phi_{1,n,|m|}(r=R_1)} = \frac{\Phi'_{2,n,|m|}(r=R_1)}{\Phi_{2,n,|m|}(r=R_1)}, \quad \frac{\Phi'_{3,n,|m|}(r=R_2)}{\Phi_{3,n,|m|}(r=R_2)} = \frac{\Phi'_{2,n,|m|}(r=R_2)}{\Phi_{2,n,|m|}(r=R_2)}. \quad (6)$$

На рис.1 приведены зависимости энергии носителей заряда от ширины

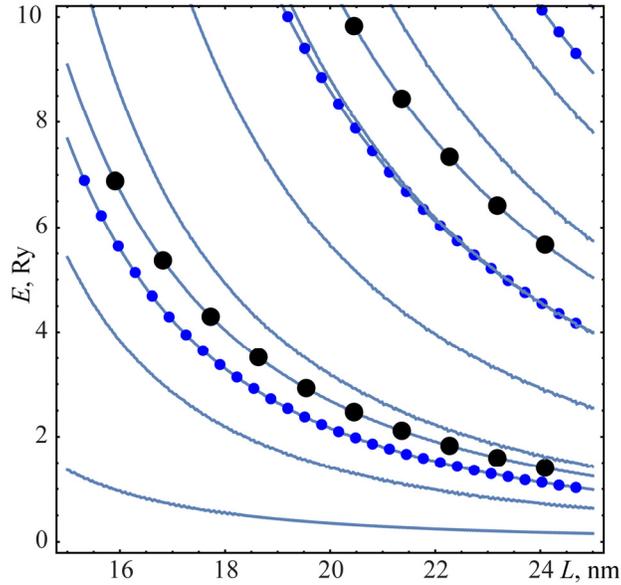


Рис.1. Зависимость энергии носителей заряда (здесь $Ry = V_1 = 30$ мэВ) в квантующем слое β -HgS цилиндрической структуры ядро/оболочка CdS/HgS/CdS от толщины слоя $L = R_2 - R_1$. Сплошные линии соответствуют состояниям тяжелых дырок, линии с малыми и большими точками – состояниям легких дырок и электронов, соответственно.

Табл.2. Значения низших энергетических уровней поперечного движения электронов и дырок $E_{n,|m|}$ (в единицах $Ry = V_1 = 30$ мэВ) при значениях толщины слоя $L = 5$ нм и $L = 10$ нм

Электронные состояния	
$L = 10$ нм	$L = 5$ нм
$E_{1,0} = 2.6824, E_{2,0} = 10.6418, E_{3,0} = 22.8609$	$E_{1,0} = 9.0959, E_{2,0} = 29.917$
$E_{1,1} = 2.8329, E_{2,1} = 10.7989, E_{3,1} = 23.0082$	$E_{1,1} = 9.2992, E_{2,1} = 30.0536$
$E_{1,2} = 3.2822, E_{2,2} = 11.2706, E_{3,2} = 23.4496$	$E_{1,2} = 9.9081, E_{2,2} = 30.4758$
Состояния легких дырок	
$L = 10$ нм	$L = 5$ нм
$E_{1,0} = 2.1663, E_{2,0} = 8.5935, E_{3,0} = 18.2061$	$E_{1,0} = 7.6772, E_{2,0} = 22.6146$
$E_{1,1} = 2.8313, E_{2,1} = 10.7127, E_{3,1} = 18.3092$	$E_{1,1} = 7.8315, E_{2,1} = 22.6748$
$E_{1,2} = 2.6247, E_{2,2} = 9.0705, E_{3,2} = 18.6117$	$E_{1,2} = 8.2935, E_{2,2} = 22.8505$
Состояния тяжелых дырок	
$L = 10$ нм	$L = 5$ нм
$E_{1,0} = 0.3516, E_{2,0} = 1.4182, E_{3,0} = 3.1916$	$E_{1,0} = 1.3623, E_{2,0} = 5.4268$
$E_{1,1} = 0.3691, E_{2,1} = 1.4366, E_{3,1} = 3.2103$	$E_{1,1} = 1.3867, E_{2,1} = 5.4514$
$E_{1,2} = 0.4212, E_{2,2} = 1.4919, E_{3,2} = 3.2661$	$E_{1,2} = 1.4598, E_{2,2} = 5.5254$

квантовой ямы (толщины слоя) $L = R_2 - R_1$ при глубине ямы $\Delta U_c = 1.2$ эВ для электронов и $\Delta U_v = 0.8$ эВ дырок, соответственно.

В табл.2 приведены значения нескольких низших энергетических уровней электронов и дырок при различных значениях толщины слоя.

Что касается продольного движения носителей (вдоль оси симметрии), то в случае протяженной структуры для волновой функции $f(z)$ имеем [11, 12]:

$$f(z) \sim e^{ikz}, \mathbf{k} = \mathbf{k}(0, 0, k). \quad (7)$$

Полная энергия частицы при этом представится в виде

$$E = E_{n,|m|}(k) = E_{n,|m|} + \frac{\hbar^2 k^2}{2\mu}. \quad (8)$$

Если же вдоль оси симметрии размеры системы аномально малы и в этом направлении также имеет место размерное квантование, то огибающая $f(z)$ и соответствующее слагаемое для энергии будут определяться выбором адекватного ограничивающего потенциала по переменной z . Энергетический спектр частицы в этом случае будет полностью дискретным и в общем виде запишется как

$$E = E_{n,|m|,s} = E_{n,|m|} + E_s. \quad (9)$$

Здесь s – квантовые числа, описывающие размерное квантование носителей

вдоль оси симметрии системы. В частности, для наиболее часто употребляемого приближения бесконечно глубокой потенциальной ямы

$$U(z) = \begin{cases} 0, & 0 \leq z \leq d \\ \infty, & z \leq 0, z \geq d \end{cases}, \quad (10)$$

а для волновой функции $f(z)$ и энергии E_s соответственно имеем [12]:

$$f(z) = f_s(z) = \sqrt{\frac{2}{d}} \sin \frac{\pi z}{d} s, \quad E_s = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2\mu d^2} s^2, \quad s = 1, 2, 3, \dots, \quad (11)$$

где d – размер системы вдоль оси z .

3. Межзонное оптическое поглощение

Обратимся теперь к межзонным оптическим переходам в рассматриваемой структуре. Возмущение, связанное со световой волной, в общем случае представляется следующим выражением [32]:

$$\hat{A} = \frac{e}{m_0 c} (\mathbf{A} \cdot \hat{\mathbf{p}}). \quad (12)$$

Здесь e – заряд электрона, c – скорость света, $\hat{\mathbf{p}}$ – трехмерный оператор импульса, $\mathbf{A} = \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{e} A_0 \exp[i(\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}) - \omega t]$ – вектор-потенциал падающей волны с частотой ω и волновым вектором \mathbf{q} и \mathbf{e} – единичный вектор поляризации. Для матричного элемента межзонного перехода в общем виде имеем

$$M_{c,v} = A_{c,v} \int \Psi_c^*(r, \varphi, z) \Psi_v(r, \varphi, z) r dr d\varphi dz. \quad (13)$$

Здесь $A_{c,v}$ – дипольный матричный элемент оператора (12), построенный на блоховских амплитудах валентной зоны и зоны проводимости, интеграл $\int \Psi_c^*(r, \varphi, z) \Psi_v(r, \varphi, z) r dr d\varphi dz$ представляет собой силу осциллятора для соответствующего перехода.

Рассмотрим сначала случай, когда спектр носителей в слое полностью дискретный. Подставляя выражения (4) и (11) в выражение (13), по квантовым числам m и s получаем следующие правила отбора:

$$|m_c| = |m_v|, \quad s_c = s_v. \quad (14)$$

Численные расчеты в свою очередь показывают, что наибольшей интенсивностью (в приведенных единицах ~ 1) обладают переходы, диагональные также и по радиальному числу: $n_c = n_v$. Переходы с $n_c \neq n_v$ не запрещены, однако на несколько порядков подавлены по сравнению с переходами с $n_c = n_v$. В табл.3

представлены значения сил осцилляторов для диагональных и недиагональных по радиальному числу межзонных переходов.

Табл.3. Значения сил осцилляторов для диагональных и недиагональных по радиальному числу межзонных переходов

$ n_{lh, hh}, m_{lh, hh}\rangle \rightarrow n_e, m_e\rangle$	$lh \rightarrow c$	$hh \rightarrow c$
Диагональные переходы		
$ 1, 0\rangle \rightarrow 1, 0\rangle$	1	1
$ 2, 0\rangle \rightarrow 2, 0\rangle$	1	1
Недиагональные переходы		
$ 1, 0\rangle \rightarrow 2, 0\rangle$	0.1714276	0.1675198
$ 2, 0\rangle \rightarrow 1, 0\rangle$	0.1437021	0.1424801

Для коэффициента поглощения $\alpha(\omega)$ в этом случае можем записать:

$$\alpha(\omega) \sim A_{c,v} \delta_{n_c, n_v} \delta_{|m_c|, |m_v|} \delta_{s_c, s_v} \delta(\hbar\omega - E_g - E_{n_c, n_v} - E_{|m_c|, |m_v|} - E_{s_c, s_v}), \quad (15)$$

где δ_{ik} – символ Кронекера и $\delta(x)$ – дельта-функция Дирака. Как видим, полоса межзонного поглощения в этом случае будет представлять собой очередность δ -образных пиков, расположенных на «подзонных» пороговых частотах:

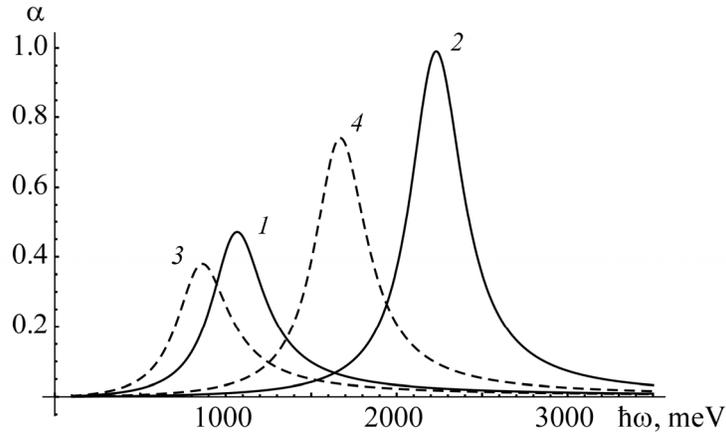


Рис.2. Зависимость интенсивности межзонных диагональных оптических переходов от частоты падающего света в энергетических единицах для спектра вида (9): сплошные линии – переходы $lh \rightarrow c$, 1 – $|1,0\rangle \rightarrow |1,0\rangle$ и 2 – $|2,0\rangle \rightarrow |2,0\rangle$, пунктирные линии – переходы $lh \rightarrow c$, 3 – $|1,0\rangle \rightarrow |1,0\rangle$ и 4 – $|2,0\rangle \rightarrow |2,0\rangle$.

$$\hbar\omega_{n,|m|,s}^{c,v} = E_g + E_{n,|m|}^c + E_{n,|m|}^v + E_s^c + E_s^v. \quad (16)$$

На рис.2 представлены зависимости интенсивности межзонных диагональных оптических переходов от частоты падающего света в энергетических единицах в случае спектра вида (9).

Когда система представляет собой протяженную вдоль оси z и в пределе бесконечную структуру, то воспользовавшись выражениями (4), (7), (8), (13) и известной связью между коэффициентом поглощения и матричным элементом межзонного перехода [33], в этом случае для $\alpha(\omega)$ получим

$$\alpha(\omega) \sim A_{c,v} \delta_{n_c, n_v} \delta_{|m_c|, |m_v|} \frac{\Theta(\hbar\omega - \Delta_{c,v})}{\sqrt{\hbar\omega - \Delta_{c,v}}}, \quad \Delta_{c,v} = E_g + E_{n_c, |m_c|} + E_{n_v, |m_v|}. \quad (17)$$

Здесь $\theta(x)$ – ступенчатая функция Хевисайда. Как видим, полоса поглощения представляет собой «пилообразную» кривую, повторяющую характерный для квазиодномерных структур ход плотности состояний: в каждой подзоне, начиная с пороговой частоты, поглощение убывает по закону $\sim x^{-1/2}$ и претерпевает скачок вверх, когда частота поглощения достигает следующего своего порогового значения.

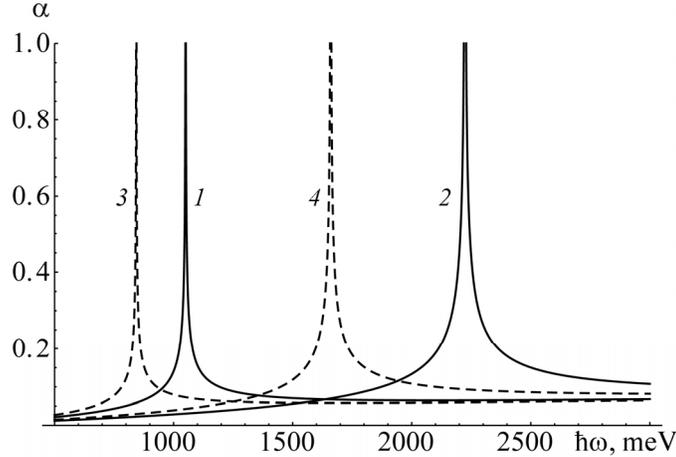


Рис.3. Зависимость интенсивности межзонных диагональных оптических переходов от частоты падающего света в энергетических единицах для спектра вида (8): сплошные линии – переходы $lh \rightarrow c$, 1 – $|1,0\rangle \rightarrow |1,0\rangle$ и 2 – $|2,0\rangle \rightarrow |2,0\rangle$, пунктирные линии – переходы $lh \rightarrow c$, 3 – $|1,0\rangle \rightarrow |1,0\rangle$ и 4 – $|2,0\rangle \rightarrow |2,0\rangle$.

На рис.3 представлены зависимости интенсивности межзонных диагональных оптических переходов от частоты падающего света в энергетических единицах в случае спектра вида (8).

4. Фотолюминесценция

Спектр фотолюминесценции вычислим с помощью соотношения Росбрека–Шокли [34, 35]:

$$R(\hbar\omega) = R_0 \alpha(\hbar\omega) \hbar\omega \frac{f_c(1-f_v)}{f_v - f_c}, \quad (18)$$

где f_c и $1-f_v$ – вероятности заполнения состояний в зоне проводимости и в валентной зоне, соответственно, величина R_0 пропорциональна квадрату модуля матричного элемента дипольного момента, взятого по блоховским функциям. Зависимость интенсивности фотолюминесценции от частоты падающего света показана на рис.4 для случая, когда спектр носителей заряда является полностью дискретным. Для высоких температур член $f_c(1-f_v)/(f_v - f_c)$ в соотношении Росбрека–Шокли принимает больцмановский вид. Заметим, что приведенная кривая фотолюминесценции рассчитана для комнатной температуры и экспоненциальный член обращается в нуль в области высоких энергий.

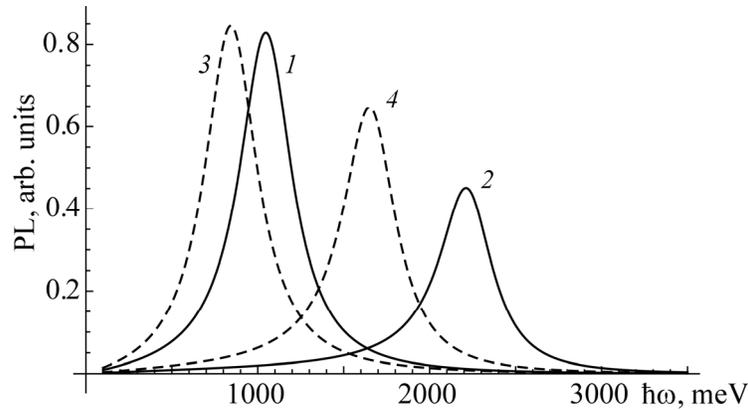


Рис.4. Зависимость интенсивности фотолюминесценции от частоты падающего света в энергетических единицах для спектра вида (9) при температуре $T = 300$ К: сплошные линии – переходы $lh \rightarrow c$, $1 - |1,0\rangle \rightarrow |1,0\rangle$ и $2 - |2,0\rangle \rightarrow |2,0\rangle$, пунктирные линии – переходы $lh \rightarrow c$, $3 - |1,0\rangle \rightarrow |1,0\rangle$ и $4 - |2,0\rangle \rightarrow |2,0\rangle$.

5. Заключение

Предложенная модель гетероструктуры CdS/HgS/CdS физически адекватно описывает состояние носителей заряда при толщине слоя β -HgS порядка 5–10 нм. При этих размерах системы локализация носителей происходит в пределах квантующего слоя β -HgS. Одновременно, при этих размерах экситонные эффекты между электроном и дыркой практически отсутствуют и для носителей

в слое осуществляется режим сильного квантования. Значения энергии носителей заряда в слое определяются толщиной слоя, шириной квантовой ямы и значением эффективной массы частицы.

При межзонных оптических переходах доминирующими являются диагональные по радиальному квантовому числу переходы. Вид волновых функций определяет также правила отбора для ротационного квантового числа. Кривые межзонных переходов повторяют ход плотности состояний носителей в рассматриваемой структуре. С увеличением энергии падающего света наблюдается рост интенсивности поглощения. В противоположность поглощению, в случае межзонной фотолюминесценции имеет место убывание интенсивности переходов с ростом энергии возбуждающего процесс света.

В итоге можем сказать, что рассматриваемая структура позволяет путем варьирования толщины квантующего слоя управляемым образом регулировать диапазон частот пропускаемого и излучаемого света.

Исследование выполнено при финансовой ГКН МОН Армении в рамках научного проекта №16YR-1C022.

ЛИТЕРАТУРА

1. **W. Qi, L. Luo, H.S. Qian, G. Ouyang, K.K. Nanda, S.O. Obare.** *J. Nanomaterials*, **2012** (2012).
2. **A.M. El-Toni, M.A. Habila, J.P. Labis, Z.A. AlOthman, M. Alhoshan, A.A. Elzatahry, F. Zhang.** *Nanoscale*, **8**, 2510 (2016).
3. **В.А. Арутюнян, Д.Б. Айрапетян, Д.А. Багдасарян.** *Изв. НАН Армении, Физика*, **51**, 471 (2016).
4. **D.B. Hayrapetyan, E.M. Kazaryan, L.S. Petrosyan, H.A. Sarkisyan.** *Physica E*, **66**, 7 (2015).
5. **J. Goldberger, R. He, Y. Zhang, S. Lee, H. Yan, H.-J. Choi, P. Yang.** *Nature*, **422**, 599 (2003).
6. **L. Ai, A. Xu, T. Teng, J. Niu, H.Sun, M. Qi.** *Nanoscale Res. Letters*, **6**, 627 (2011).
7. **M.A. Crowder, Y. Takafuji.** Patent US 7923310 B2. Core-Shell-Shell Nanowire Transistor and Fabrication Method, 2011.
8. **В.А. Арутюнян, Э.М. Казарян, А.А. Саркисян.** *Изв. НАН Армении, Физика*, **46**, 440 (2011).
9. **S.F. Wang, F. Gu, Z.S. Yang, M.K. Lu, G.J. Zhou, W.G. Zou.** *J. Crystal Growth*, **282**, 79 (2005).
10. **H.J. Fan, U. Gsele, M. Zacharias.** *Small*, **3**, 1660 (2007).
11. **V.A. Harutyunyan.** *J. Appl. Phys.*, **109**, 014325 (2011).
12. **V. Harutyunyan.** Effect of Static Electric Fields on the Electronic and Optical Properties of Layered Semiconductor Nanostructures. Chapter 1, Bentham Science, Sharjah, UAE, 2015.
13. **H. Simchi, M. Smaeilzadeh, M. Saani.** *Optics Photonics J.*, **1**, 5 (2011).
14. **Q. Xiong, C. A. Grimes, M. Zacharias, A. Fontcuberta, K. Hiruma, G. Shen.** *J. Nanotechnology*, **2012** (2012).
15. **G.Chen.** *Pharmaceut Annal Acta*, **3**, 2153 (2012).

16. **C.M. Lukehart, R.A. Scott.** Nanomaterials: Inorganic and Bioinorganic Perspectives. Chichester, John Wiley & Sons, 2013.
17. **В.А. Арутюнян, С.Л. Арутюнян, А.А. Дживанян, Г.О. Демирчян.** Изв. НАН Армении, Физика, **31**, 153 (1996).
18. **В.А. Арутюнян, С.Л. Арутюнян, Г.О. Демирчян, Н.Г. Гаспарян.** Изв. НАН Армении, Физика, **43**, 336 (2008).
19. **R.Z. Wang, K.X. Guo, B. Chen, Y.B. Zheng.** Intern. J. Modern Physics B, **23**, 3179 (2009).
20. **D.A. Baghdasaryan, D.B. Hayrapetyan, E.M. Kazaryan.** J. Nanophotonics, **10**, 033508 (2016).
21. **V.A. Harutyunyan, E.M. Kazaryan, A.A. Kostanyan, H.A. Sarkisyan.** Physica E, **36**, 114 (2007).
22. **V.A. Harutyunyan.** Physica E, **41**, 695 (2009).
23. **D.A. Baghdasaryan, D.B. Hayrapetyan, V.A. Harutyunyan.** Physica B: Cond. Matter, **510**, 33 (2017).
24. **V.R. Kishore, B. Partoens, F.M. Peeters.** J. Physics: Cond. Matter, **26**, 095501 (2014).
25. **A. Deyasi, S. Bhattacharyya, N.R. Das.** Procedia Technology, **4**, 449 (2012).
26. **H. Zhou, D. Yao, G. Xiong.** Optik-Intern. Light and Electron Optics, **125**, 1052 (2014).
27. **M. Kouhi.** Intern. J. Modern Physics B, **31**, 153 (2017).
28. **E. Feddi, M. El-Yadri, F. Dujardin, R.L. Restrepo, C.A. Duque.** J. Appl. Phys., **121**, 064303 (2017).
29. **Д.Б. Айрапетян, Э.М. Казарян, О.Х. Тевосян.** Изв. НАН Армении, Физика, **49**, 190 (2014).
30. **D.B. Hayrapetyan, S.M. Amirkhanyan, E.M. Kazaryan, H.A. Sarkisyan.** Physica E, **84**, 367 (2016).
31. **M. Abramowitz, I. Stegun.** Handbook of Mathematical Functions, Applied Mathematics Series. U.S. Government Printing Office, Washington, 1966.
32. **А.И. Ансельм.** Введение в теорию полупроводников. Наука, Москва, 1978.
33. **D. Bastard.** Wave Mechanics Applied to Semiconductor Heterostructures. Paris, Les Editions de Physique, 1989.
34. **W. Van Roosbroeck, W. Shockley.** Phys. Rev., **94**, 1558 (1954).
35. **R. Bhattacharya, B. Pal, B. Bansal.** Appl. Phys. Lett. **100**, 222103 (2012).

INTERBAND ABSORPTION AND PHOTOLUMINESCENCE
IN THE CYLINDRICAL LAYERED CdS/HgS/CdS HETEROSTRUCTURE

V.A. HARUTRYUNYAN, D.B. HAYRAPETYAN, E.M. KAZARYAN

In approximation of isotropic effective mass, the one-particle states of charge carriers in the layered CdS/HgS/CdS heterostructure are considered. It is shown that under conditions in which the strong-quantization regime is realized in the HgS layer, in this layer the spatial localization of charge carriers have high probability. The energy spectrum and envelope wave functions of the electron and hole states are calculated in considered structure. The interband optical absorption are calculated when the system is a cylindrical layered quantum dot and when there is a free motion of the charge carriers along the symmetry axis. The photoluminescence spectrum is also considered for the same cases.