

Оптические переходы в квантовых ямах на основе $Cd_xHg_{1-x}Te$ и их анализ с учетом особенностей зонной структуры

© Н.Л. Баженов[¶], А.В. Шильяев, К.Д. Мынбаев, Г.Г. Зегря

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 16 ноября 2011 г. Принята к печати 17 ноября 2011 г.)

Проведен расчет положения уровней размерного квантования носителей заряда в прямоугольной квантовой яме в твердых растворах $Cd_xHg_{1-x}Te$ в рамках четырехзонной модели Кейна, учитывающей подмешивание состояний электронов и трех видов дырок (тяжелых, легких и спин-отщепленных). Сравнение результатов расчета с экспериментальными данными по фотолюминесценции квантовых ям на основе $Cd_xHg_{1-x}Te$ показывает возможность регистрации оптических переходов с участием электронов и легких дырок.

1. Введение

Твердые растворы теллуридов кадмия–ртути $Cd_xHg_{1-x}Te$, одни из основных материалов для инфракрасных фотоприемников, в последнее время рассматриваются и как перспективные материалы для изготовления излучателей. Речь идет главным образом о среднем инфракрасном диапазоне (2–5 мкм), актуальном для мониторинга окружающей среды и систем связи в открытом пространстве [1,2], а также для решения задач, стоящих перед современной биологией и медициной [3]. Такие излучатели изготавливаются на основе наногетероструктур, в том числе структур с квантовыми ямами, для которых актуальным является точное знание положения уровней размерного квантования носителей, определяющих длину волны излучения. В силу особенностей зонной структуры $Cd_xHg_{1-x}Te$, описанных далее, в настоящее время не существует общепринятой модели расчета уровней размерного квантования в этих материалах: обычно расчет ведется таким образом, чтобы подогнать его результаты под эксперимент, ключевые детали расчетов и сведения об использованных приближениях при этом часто опускаются [4–6].

Расчет уровней размерного квантования в прямоугольной квантовой яме относится к элементарным задачам квантовой механики (см., например, [7]). Однако в реальных гетероструктурах дело осложняется тем, что эффективные массы носителей заряда в областях ямы и барьера оказываются различными, а кроме того, зависимость энергии носителя от волнового вектора часто оказывается непараболической, в частности это имеет место в узкощелевых полупроводниках. Вычисление уровней размерного квантования в гетероструктурах на основе соединений $A^{III}B^V$ в рамках формализма огибающих функций описано в ставшей уже классической работе [8]. Эта работа часто используется для расчетов положения уровней размерного квантования и в $Cd_xHg_{1-x}Te$, при этом подмешиванием состояний носителей обычно пренебрегается (см., например, [5]). Однако авторы работы [9], использовавшие четырехзонную модель

Кейна, показали, что подмешивание состояний трех видов дырок (тяжелых, легких и спин-отщепленных) и электронов оказывает существенное влияние на спектр носителей в квантовых ямах. В настоящей работе мы воспользуемся подходом, изложенным в статье [9], для нахождения положения уровней размерного квантования в структурах с квантовыми ямами на основе $Cd_xHg_{1-x}Te$ и сопоставим полученные данные с результатами исследования фотолюминесценции из таких структур. Расчет будет проведен для реальной структуры с квантовой ямой шириной $a = 120 \text{ \AA}$, параметрами состава твердого раствора в яме $x_w = 0.24$ и в барьерном слое $x_b = 0.80$ (см. рис. 1). Детали процесса получения данной структуры и результаты исследования ее оптических свойств могут быть найдены соответственно в работах [10] и [11].

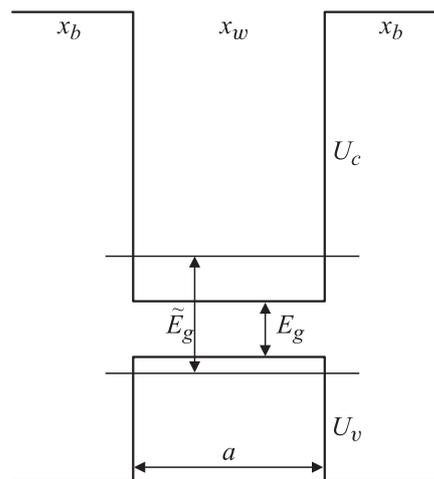


Рис. 1. Энергетическая структура рассматриваемой квантовой ямы. \tilde{E}_g — эффективная оптическая ширина запрещенной зоны, E_g — ширина запрещенной зоны материала в яме, U_c и U_v — величины барьеров в зоне проводимости и в валентной зоне соответственно, a — ширина квантовой ямы, x_w и x_b — параметры состава твердого раствора в яме и в барьерных слоях соответственно.

[¶] E-mail: bazhnil.ivom@mail.ioffe.ru

2. Основные соотношения

$Cd_xHg_{1-x}Te$ — прямозонный полупроводник, имеющий зонную структуру, схожую с зонной структурой большинства соединений $A^{III}B^V$, т.е. волновые функции зоны проводимости в центре зоны Бриллюэна описываются представлением Γ_6^+ , а валентной зоны — представлениями Γ_7^+ и Γ_8^+ . Два первых из них вырождены дважды, а последнее — четырежды. Соответствующие им уравнения для волновых функций могут быть записаны в дифференциальной форме. Чаще всего базисные волновые функции зоны проводимости и валентной зоны берутся в виде собственных функций углового момента. В нашем случае более подходящим является другое представление базисных функций, позволяющее сильно упростить вывод граничных условий [9]:

$$|s \uparrow\rangle, |s \downarrow\rangle, |x \uparrow\rangle, |x \downarrow\rangle, |y \uparrow\rangle, |y \downarrow\rangle, |z \uparrow\rangle, |z \downarrow\rangle, \quad (1)$$

где $|s\rangle$ (описывающая состояние зоны проводимости в точке Γ) и $|x\rangle, |y\rangle, |z\rangle$ (описывающие состояние валентной зоны в точке Γ) — блоховские волновые функции, s - и p -типа, с угловым моментом 0 и 1 соответственно. Стрелками обозначено направление спина. Волновая функция носителей ψ может быть представлена в виде

$$\psi = \Psi_s |s\rangle + \Psi |p\rangle,$$

где Ψ_s и Ψ — спиноры. Вблизи Γ -точки уравнения для огибающих Ψ_s и Ψ в сферическом приближении имеют вид

$$\begin{cases} (E_c - E)\Psi_s - i\hbar\gamma\nabla\Psi = 0, \\ (E_v - \delta - E)\Psi - i\hbar\gamma\nabla\Psi_s + \frac{\hbar^2}{2m_0}(\tilde{\gamma}_1 + 4\tilde{\gamma}_2)\nabla(\nabla\Psi) - \frac{\hbar^2}{2m_0}(\tilde{\gamma}_1 - 2\tilde{\gamma}_2)[\nabla(\nabla\Psi)] + i\delta[\sigma\Psi] = 0. \end{cases} \quad (2)$$

Здесь γ — кейновский матричный элемент, имеющий размерность скорости, $\tilde{\gamma}_1$ и $\tilde{\gamma}_2 = \tilde{\gamma}_3$ — обобщенные параметры Латтинджера, $\delta = \Delta_{SO}/3$, Δ_{SO} — константа спин-орбитального расщепления, E_c и E_v — энергии нижнего края зоны проводимости и верхнего края валентной зоны соответственно, m_0 — масса свободного электрона, $\sigma = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ — матрицы Паули.

После некоторых преобразований системы уравнений (2) можно получить дисперсионные соотношения для электронов и дырок [9]. Квантование в зоне спин-отщепленных дырок мы рассматривать не будем, поскольку энергия переходов электронов на уровни в спин-отщепленную зону значительно превосходит диапазон энергий, который представляет для нас интерес в данной работе.

2.1. Дисперсионные соотношения

Вначале рассмотрим дисперсионные соотношения для электронов. В рамках используемой модели (2) связь

волнового вектора \mathbf{k} и энергии \mathcal{E} , отсчитываемой от дна зоны проводимости, описывается следующими выражениями:

в области ямы

$$k_c^2 = \frac{\mathcal{E}}{\hbar^2\gamma^2} \frac{\mathcal{E}^2 + \mathcal{E}(2E_g + 3\delta) + (E_g + 3\delta)E_g}{\mathcal{E} + E_g + 2\delta}; \quad (3)$$

в области барьера волновой вектор является мнимым, т.е. $i\kappa_c$, где

$$\begin{aligned} \kappa_c^2 &= \frac{(U_c - \mathcal{E})}{\hbar^2\gamma^2} \\ &\times \frac{\mathcal{E}^2 + \mathcal{E}(2E_g + 2U_v + 3\tilde{\delta}) + (E_g + U_v + 3\tilde{\delta})(E_g + U_v)}{\mathcal{E} + E_g + U_v + 2\tilde{\delta}}. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь и в дальнейшем переменная без тильды относится к области ямы, а с тильдой — к области барьера.

Для дырок начало отсчета энергии выберем так, чтобы энергия верхнего края валентной зоны E_v была равна δ . Тогда закон дисперсии легких дырок E_l в области квантовой ямы имеет вид

$$\begin{aligned} E_l &= -\frac{\delta}{2} - \frac{\hbar^2 k_l^2}{4} (m_l^{-1} + m_h^{-1}) \\ &+ \sqrt{2\delta^2 + \left[\frac{\delta}{2} - \frac{\hbar^2 k_l^2}{4} (m_l^{-1} - m_h^{-1}) \right]^2}. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь массы легких дырок m_l и тяжелых дырок m_h даются выражениями

$$\begin{aligned} m_l^{-1} &= \frac{2\gamma^2}{(E_g + \delta - E_l)} + m_0^{-1}(\tilde{\gamma}_1 + 2\tilde{\gamma}_2), \\ m_h^{-1} &= m_0^{-1}(\tilde{\gamma}_1 - 2\tilde{\gamma}_2). \end{aligned} \quad (6)$$

В данной модели обобщенные параметры Латтинджера $\tilde{\gamma}_1$ и $\tilde{\gamma}_2$ считаются не зависящими от состава твердого раствора. Мы обозначили их символами с тильдой, поскольку именно такое обозначение является общепринятым. Таким образом, масса легких дырок зависит от E_l .

В области барьера энергия легких дырок выражается через волновой вектор κ_l как

$$\begin{aligned} E_l &= \delta - \frac{3\tilde{\delta}}{2} - U_v - \frac{\hbar^2 \kappa_l^2}{4} (\tilde{m}_l^{-1} + m_h^{-1}) \\ &+ \sqrt{2\tilde{\delta}^2 + \left[\frac{\tilde{\delta}}{2} - \frac{\hbar^2 \kappa_l^2}{4} (\tilde{m}_l^{-1} - m_h^{-1}) \right]^2}. \end{aligned} \quad (7)$$

Масса легких дырок \tilde{m}_l , которая зависит от энергии, равна

$$\tilde{m}_l^{-1} = \frac{2\gamma^2}{(E_g + \delta + U_c - E)} + m_0^{-1}(\tilde{\gamma}_1 + 2\tilde{\gamma}_2). \quad (8)$$

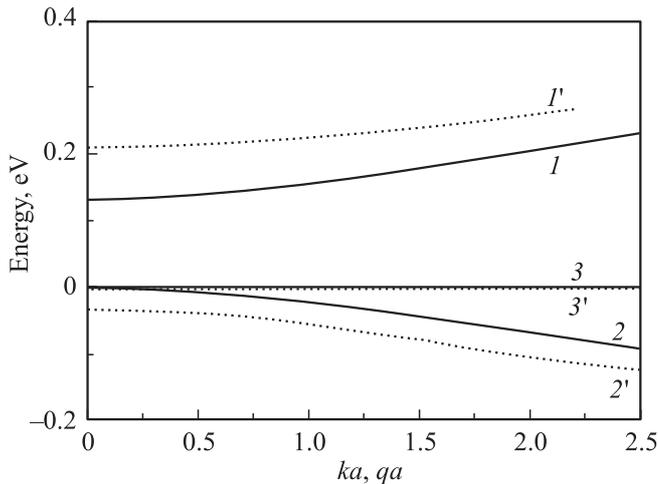


Рис. 2. Зависимости энергии электронов (1, 1'), легких дырок (2, 2') и тяжелых дырок (3, 3') от волнового вектора k в объемном материале (1, 2, 3) и от продольного волнового вектора в квантовой яме шириной $a = 120 \text{ \AA}$ (1', 2', 3').

Масса тяжелых дырок \tilde{m}_h от энергии не зависит, поэтому формула для ее расчета остается такой же, как для области ямы. Для тяжелых дырок зависимость энергии E_h от волнового вектора является параболической. При этом в области квантовой ямы имеем

$$E_h = \delta - \frac{\hbar^2 k^2}{2m_h}, \tag{9}$$

а в области барьера

$$E_h = \delta - U_v - \frac{\hbar^2 \chi^2}{2\tilde{m}_h}. \tag{10}$$

На рис. 2 сплошными линиями показаны зависимости энергии электронов, легких дырок и тяжелых дырок от волнового вектора, полученные согласно выражениям (3), (5) и (9) соответственно для $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с $x = 0.24$ при температуре $T = 4.2 \text{ K}$. Расчет параметров материала описан в разд. 3.

2.2. Уравнения, описывающие размерное квантование

Используя выражения для плотности потока вероятности для электронов и дырок и интегрируя уравнения Кейна (2) через интерфейс, можно получить следующие граничные условия для огибающих волновых функций:

$$1) \Psi, \quad 2) \frac{\partial}{\partial x} \Psi_{\perp}, \quad 3) \frac{1}{E_g + \delta - E} \text{div} \Psi.$$

Подставив явные выражения для волновых функций, легко получить дисперсионные выражения, которые и определяют уровни размерного квантования [9].

Так, для электронов в квантовой яме имеет место следующее дисперсионное уравнение:

$$\left(k_c \text{tg} \frac{k_c a}{2} - \frac{Z}{\tilde{Z}} \chi_c \right) \left(k_c \text{ctg} \frac{k_c a}{2} + \frac{Z}{\tilde{Z}} \chi_c \right) = -q^2 \left(\lambda - \tilde{\lambda} \frac{Z}{\tilde{Z}} \right)^2. \tag{11}$$

Здесь k_c и χ_c — поперечный волновой вектор в области ямы и барьера соответственно, q — продольный волновой вектор. Полный волновой вектор в области ямы равен $k^2 = k_c^2 + q^2$, а в области барьера $\chi^2 = \chi_c^2 - q^2$;

$$Z = \frac{\mathcal{E}^2 + \mathcal{E}(2E_g + 2\delta) + (E_g + 3\delta)E_g}{\mathcal{E} + E_g + 2\delta}, \tag{12}$$

$$\tilde{Z} = \frac{\mathcal{E}^2 + \mathcal{E}(2E_g + 2U_v + 2\tilde{\delta}) + (E_g + U_v + 3\tilde{\delta})(E_g + U_v)}{\mathcal{E} + E_g + U_v + 2\tilde{\delta}}, \tag{13}$$

$$\lambda = \frac{\delta}{\mathcal{E} + E_g + 2\delta}, \tag{14}$$

$$\tilde{\lambda} = \frac{\tilde{\delta}}{\mathcal{E} + E_g + U_v + 2\tilde{\delta}}. \tag{15}$$

Для легких дырок имеем следующее дисперсионное уравнение:

$$\begin{aligned} & \left[\frac{(E_g + \tilde{\delta} + U_c - E)}{(E_g + \delta - E)} \frac{(k_l^2 + q^2)}{(\chi_l^2 - q^2)} \chi_l \text{tg} \frac{k_l a}{2} - k_l \frac{2\lambda_l - 1}{2\tilde{\lambda}_l - 1} \right] \\ & \times \left[\frac{(E_g + \tilde{\delta} + U_c - E)}{(E_g + \delta - E)} \frac{(k_l^2 + q^2)}{(\chi_l^2 - q^2)} \chi_l \text{ctg} \frac{k_l a}{2} + k_l \frac{2\lambda_l - 1}{2\tilde{\lambda}_l - 1} \right] \\ & = q^2 \left[\frac{2\lambda_l - 1}{2\tilde{\lambda}_l - 1} + \frac{(E_g + \tilde{\delta} + U_c - E)}{(E_g + \delta - E)} \frac{(k_l^2 + q^2)}{(\chi_l^2 - q^2)} \right]. \tag{16} \end{aligned}$$

Здесь k_l — квантующийся поперечный волновой вектор легких дырок, $k^2 = k_l^2 + q^2$, $\chi^2 = \chi_l^2 - q^2$,

$$\lambda_l = \frac{\delta}{E + 2\delta - \hbar^2 k_l^2 / 2m_h}, \tag{17}$$

$$\tilde{\lambda}_l = \frac{\tilde{\delta}}{E + U_v + 2\tilde{\delta} - \hbar^2 k_l^2 / 2m_h}. \tag{18}$$

Заметим, что для электронов и легких дырок при $q \neq 0$ имеет место перемешивание состояний с различной четностью, тогда как при $q = 0$ состояния разделяются на четные и нечетные.

Можно показать, что при $q = 0$ в (16) коэффициент в виде дроби перед tg или ctg в квадратных скобках учитывает различие массы носителей в области квантовой ямы и в области барьера. Дробь, содержащая λ_l и $\tilde{\lambda}_l$, появляется в рамках анализируемой модели вследствие учета спин-орбитального взаимодействия.

Что касается зоны тяжелых дырок, то, поскольку она является параболической, четные и нечетные состояния не перемешиваются. Кроме того, поскольку, как отмечено выше, в рамках рассматриваемой модели масса тяжелых дырок не зависит от состава твердого раствора, уравнение для волнового вектора тяжелых дырок k_h принимает вид

$$\operatorname{tg} \frac{k_h a}{2} = \frac{\kappa_h}{k_h}, \quad (19)$$

$$\operatorname{ctg} \frac{k_h a}{2} = -\frac{\kappa_h}{k_h}. \quad (20)$$

3. Параметры $Cd_xHg_{1-x}Te$

Ширина запрещенной зоны E_g .

Согласно [12], для $Cd_xHg_{1-x}Te$ имеет место следующее выражение для E_g в диапазоне составов с $0 \leq x \leq 1$ и температур $0 \leq T \leq 300$ К:

$$E_g(x, T) = -0.303(1-x) + 1.606x - 0.132x(1-x) + [4.95(1-x) - 3.25x - 3.93x(1-x)] \times 10^{-4} \frac{T^2}{11(1-x) + 78.7x + T}. \quad (21)$$

Спин-орбитальное расщепление Δ_{SO} .

В работе [13] получено, что Δ_{SO} (в эВ) в $Cd_xHg_{1-x}Te$ равно

$$\Delta_{SO} = 0.893 + 0.165x. \quad (22)$$

Параметры Латтинджера и Кейна.

Кейновский матричный элемент, имеющий размерность скорости, выражается через матричный элемент импульса P или его энергетический эквивалент E_p :

$$\gamma^2 \equiv \frac{P^2}{\hbar} \equiv \frac{E_p}{2m_0}, \quad (23)$$

где m_0 — масса свободного электрона. Значения E_p , а также обобщенных параметров Латтинджера могут быть взяты из работы [12]:

$$\tilde{\gamma}_1 = 4.1, \quad \tilde{\gamma}_2 = 0.5, \quad E_p = 18.8 \text{ эВ}.$$

Масса тяжелых дырок в $Cd_xHg_{1-x}Te$ хорошо известна и равна $m_h = 0.55m_0$ (см., например, [14]), поэтому мы использовали именно это значение, а не выражение (6).

Разрыв валентной зоны между $HgTe$ и $CdTe$.

Наиболее широко употребительным значением разрыва валентной зоны между $HgTe$ и $CdTe$ до недавнего времени являлась величина 350 мэВ, полученная в работе [15], там же сообщалось о линейности разрыва в валентной зоне от состава. Это значение иногда используется в расчетах и сейчас [16]. Однако, согласно современным данным, разрыв в валентной зоне для $HgTe$

относительно $CdTe$ превышает 0.5 эВ [17,18]. Так, в соответствии с данными [17] он составляет $\Lambda_0 = 570$ мэВ при $T = 0$ К и имеет температурную зависимость вида

$$\Lambda = \Lambda_0 + \frac{d\Lambda}{dT} T, \quad (25)$$

где $d\Lambda/dT = -0.40$ мэВ/К. Этот результат и был использован в настоящей работе.

4. Обсуждение результатов

На рис. 2 представлены зависимости энергии электронов, тяжелых и легких дырок от волнового вектора в объемном материале и от продольного волнового вектора в рассматриваемой квантовой яме при $T = 4.2$ К. Для сведения к безразмерным величинам и возможности последующего сравнения волновые векторы умножены на ширину квантовой ямы.

Видно, что в квантовой яме вид энергетического спектра изменяется из-за квантования волнового вектора в поперечном направлении. Кроме того, видно, что несколько меняется ход зависимости от волнового вектора для энергии электронов и легких дырок в яме (штриховые и сплошные линии идут не строго ковариантно). Это связано с тем, что в рамках используемой модели положение уровня размерного квантования для электронов и легких дырок зависит от волнового вектора, направленного поперек квантовой ямы.

На рис. 3 представлены зависимости энергии электронов (кривая I'), легких (кривая $2'$) и тяжелых дырок (кривая $3'$) от произведения волнового вектора на ширину ямы qa при $T = 4.2$ К, вычисленные в рамках предложенной модели непараболических зон, в

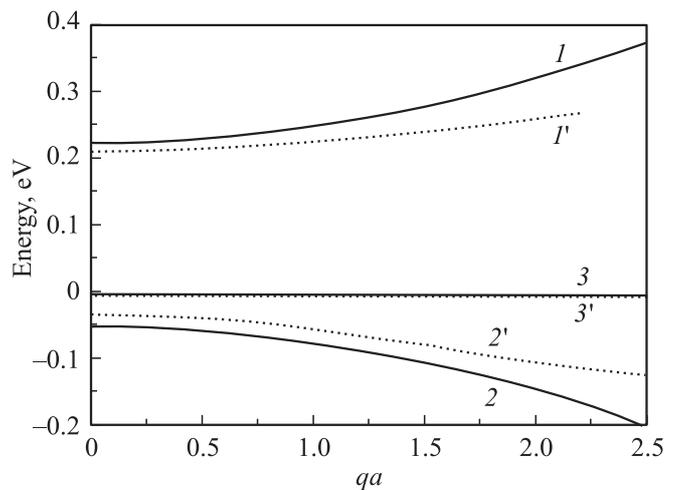


Рис. 3. Зависимости энергии электронов (I, I'), легких дырок ($2, 2'$) и тяжелых дырок ($3, 3'$) от волнового вектора, лежащего в плоскости квантовой ямы, в случае параболических энергетических зон ($I, 2, 3$) и при учете непараболическости ($I', 2', 3'$) в квантовой яме шириной $a = 120$ Å.

сравнении с аналогичными зависимостями, полученными в рамках параболической модели (кривые 1, 2, 3). Последние были вычислены согласно уравнениям, аналогичным (19) и (20), в которые подставлялись массы, равные массам в экстремуме соответствующей зоны. (Для тяжелых дырок зона остается параболической и в рамках рассматриваемой модели). Несовпадение зон для электронов и легких дырок в рамках разных моделей в точке $qa = 0$ указывает на несовпадения значений для уровней квантования. Действительно, как и следовало ожидать, учет непараболичности приводит к уменьшению энергии уровня, локализованного в квантовой яме. Однако обращает на себя внимание тот факт, что если для электронов учет непараболичности приводит к уменьшению энергии уровня приблизительно на 8%, то для легких дырок соответствующее уменьшение достигает 50%. Это связано с сильным подмешиванием s -состояний зоны проводимости и p -состояний валентной зоны для легких дырок. Кроме того, как было отмечено выше, на энергетический спектр легких дырок оказывает существенное влияние спин-орбитальное взаимодействие (16).

Обратимся теперь к результатам эксперимента; эти данные были кратко изложены в [11]. В спектре фотолюминесценции исследованного образца при $T = 4.2$ К наблюдалась одна полоса с полушириной 6 мэВ, что в 2 раза меньше типичной полуширины линии излучения экситона, локализованного флуктуациями состава в твердом растворе $Cd_xHg_{1-x}Te$ с энергией запрещенной зоны 300 мэВ (эта линия, как правило, доминирует в низкотемпературных спектрах объемного материала [19]). Также, согласно данным эксперимента, изменение положения максимума линии фотолюминесценции рассматриваемого образца с увеличением температуры отслеживало изменение ширины запрещенной зоны (и соответственно эффективной запрещенной зоны, учитывающей наличие уровней энергии в квантовой яме), в то время как для линии излучения экситона, локализованного флуктуациями состава в твердом растворе $Cd_xHg_{1-x}Te$, при низких температурах характерна гораздо более сильная и часто немонотонная зависимость положения пика от температуры. Энергия излучения в максимуме наблюдавшейся в эксперименте полосы составляла 270 мэВ, что близко к полученному в настоящей работе расчетному значению энергии переходов между уровнями квантования электронов и легких дырок. Поскольку подмешивание s - и p -состояний приводит к усилению интенсивности оптических переходов между состояниями электронов и легких дырок, можно сделать вывод о том, что в эксперименте наблюдались именно такие оптические переходы. Переходы между уровнями квантования электронов и тяжелых дырок, если и имели место, не могли быть наблюдаены в нашем эксперименте, так как длина волны излучения, им соответствовавшая, выходила за пределы полосы чувствительности использованного фотоприемника.

5. Заключение

Таким образом, нами проведен расчет положения уровней размерного квантования носителей заряда в структуре на основе $Cd_xHg_{1-x}Te$ с учетом особенностей зонной структуры этих твердых растворов (с учетом эффекта непараболичности) и проведено экспериментальное наблюдение оптических переходов с участием электронов и легких дырок в структурах с квантовыми ямами в этом материале.

Работа частично поддержана РФФИ (проект № 11-02-90434-Укр-ф-а).

Список литературы

- [1] J.P. Zanatta, F. Noël, P. Ballet, N. Hdadach, A. Million, G. Destefanis, E. Mottin, C. Kopp, E. Picard, E. Hadji. *J. Electron. Mater.*, **32**, 602 (2003).
- [2] C.R. Tonhaim, A.S. Sudbø. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **23**, 36 (2011).
- [3] N.A. Riza, S.A. Reza, P.J. Marracini. *Optics Commun.*, **284**, 103 (2011).
- [4] E.M. Monterrat, L. Ulmer, R. Mallard, N. Magnea, J.L. Pautrat. *J. Appl. Phys.*, **71**, 1774 (1993).
- [5] K.K. Mahavadi, M.D. Lange, J.P. Faurie. *Appl. Phys. Lett.*, **54**, 2580 (1983).
- [6] R.D. Feldman, C.L. Cesar, M.N. Islam, R.F. Austin, A.E. DiGiovanni, J. Shah, R. Spitzer, J. Orenstein. *J. Vac. Sci. Technol. A*, **7**, 431 (1989).
- [7] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Теоретическая физика* (М., Наука, 1974) т. III.
- [8] G. Bastard, J.A. Brum. *IEEE J. Quant. Electron.*, **22**, 1625 (1986).
- [9] Г.Г. Зегря, А.С. Полковников. *ЖЭТФ*, **113** (4), 1491 (1998).
- [10] S.A. Dvoretzkii, D.G. Ikusov, Z.D. Kvon, N.N. Mikhailov, V.G. Remesnik, R.N. Smirnov, Yu.G. Sidorov, V.A. Shvets. *Semicond. Phys., Quant. Electron. Optoelectron.*, **10** (4), 47 (2007).
- [11] К.Д. Мынбаев, Н.Л. Баженов, В.И. Иванов-Омский, А.В. Шиляев, В.С. Варавин, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий, Ю.Г. Сидоров. *Письма ЖТФ*, **36** (23), 70 (2010).
- [12] C.R. Becker, V. Latussek, A. Pfeuffer-Jeschke, G. Landwehr, L.W. Molenkamp. *Phys. Rev. B*, **62**, 10353 (2000).
- [13] Sang Dong Yoo, Kae Dal Kwack. *J. Appl. Phys.*, **81**, 719 (1997).
- [14] A. Rogalski. *Rep. Progr. Phys.*, **68**, 2267 (2005).
- [15] C.K. Shih, W.E. Spicer. *Phys. Rev. Lett.*, **58**, 2594 (1987).
- [16] Е.А. Мележик, Ж.В. Гуменюк-Сычевская, Ф.Ф. Сизов. *ФТП*, **44**, 1365 (2010).
- [17] C.R. Becker, S. Krishnamurthy. In: *Mercury Cadmium Telluride*, ed. by P. Capper, J.W. Garland (Chichester, Wiley and Sons, 2010) p. 275.
- [18] J.W. Nicklas, J.W. Wilkins. *Phys. Rev. B*, **84**, 121308 (2011).
- [19] К.Д. Мынбаев, Н.Л. Баженов, В.И. Иванов-Омский, Н.Н. Михайлов, М.В. Якушев, А.В. Сорочкин, В.Г. Ремесник, С.А. Дворецкий, В.С. Варавин, Ю.Г. Сидоров. *ФТП*, **45**, 900 (2011).

Редактор Л.В. Шаронова

Optical transitions in $Cd_xHg_{1-x}Te$ -based quantum wells and their analysis with account for specifics of the electronic structure

N.L. Bazhenov, A.V. Shilyaev, K.D. Mynbaev, G.G. Zegrya

Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract Calculations were performed of the size quantization levels in a $Cd_xHg_{1-x}Te$ -based rectangular quantum well within the framework of the 4-band Kane model with account for mixing electronic states of electrons and three kinds of holes (heavy ones, light ones and holes in the spin-splitted band). Comparison of the calculation results with experimental data on photoluminescence suggests a possibility to observe optical transitions involving the conduction band and the light hole band.