

УДК 538.9, 538.915, 538.958

Расчеты спектров электронов и времен релаксации в квантовой яме CdTe/Hg_{1-x}Cd_xTe/CdTe для различных ее параметров

Ж. В. Гуменюк-Сычевская, Е. А. Мележик

Рассчитаны энергетические спектры и времена релаксации электронов в квантовой яме CdTe/Hg_{1-x}Cd_xTe/CdTe, а также спектры оптического поглощения. Приведено сравнение характерных особенностей энергетических спектров и времен релаксации для случаев инвертированной ($0 < x < 0,12$) и прямой ($0,2 < x < 0,35$) зонной структуры квантовой ямы. Получено хорошее совпадение теоретических расчетов с экспериментальными данными.

PACS: 84.40.-x, 73.21.Fg

Ключевые слова: кадмий—ртуть—теллур, времена релаксации, поглощение, инвертированная зонная структура, квантовая яма.

Введение

Квантовые ямы (КЯ) в структурах CdTe/Hg_{1-x}Cd_xTe/CdTe сегодня находятся в центре внимания научной общественности. Такие структуры считаются перспективными для создания детекторов ТГц-диапазона, обладающих высоким быстродействием и не требующих охлаждения до гелиевых температур. На данный момент, судя по литературным данным, исследованы свойства таких КЯ только для случая $x = 0$. Максимальная же подвижность локализованных электронов и максимальное быстродействие могут быть достигнуты для ненулевых значений x , близких к критическому значению $x = 0,16$, при котором ширина эффективной запрещенной зоны ямы равна нулю.

Поэтому целью этой работы является численное моделирование спектров и волновых функций, а также времен релаксации электронов в КЯ CdTe/Hg_{1-x}Cd_xTe/CdTe и установление их характерных особенностей при различных ширинах ямы L , величинах разрыва валентных зон Δ и составе x диапазона $0 < x < 0,35$.

Работа построена следующим образом. В первом разделе рассмотрены энергетические спектры

и волновые функции локализованных электронов в квантовой яме CdTe/Hg_{1-x}Cd_xTe/CdTe, а также исследованы их зависимости от состава x , проведено сравнение этих величин для случая прямой и инвертированной зонной структуры Hg_{1-x}Cd_xTe. Во втором разделе рассмотрены зависимости времен релаксации локализованных электронов от состава x . В третьем разделе приведены теория и численные результаты расчета спектров оптического поглощения рассматриваемой структуры для случая прямой зоны. Проведено сравнение вклада в процесс поглощения света переходов с уровней легких и тяжелых дырок.

Расчет энергетического спектра и волновых функций локализованных электронов в КЯ CdTe/Hg_{1-x}Cd_xTe/CdTe

Расчеты энергетического спектра и волновых функций будем проводить с использованием метода огибающих волновых функций [1, 2], хорошо применимого при толщинах квантово-размерных слоев $d \geq 30 \text{ \AA}$.

Рассмотрим квантовую яму CdTe/Hg_{1-x}Cd_xTe/CdTe толщиной L в диапазоне составов $x > 0,16$. При таких условиях ширина запрещенной зоны в яме будет положительной, а зонная структура будет прямой. Будем отсчитывать энергию от дна зоны проводимости ямы и обозначим сдвиг между валентными зонами ямы и барьера как Δ . Центр координат выберем посередине ямы, а ось z направим вдоль оси ямы.

Гуменюк-Сычевская Жанна Виталиевна, старший научный сотрудник.

Мележик Евгений Александрович, аспирант.

Институт физики полупроводников

им. В. Е. Лашкарева НАН Украины.

Украина, 03028, г. Киев, пр. Науки, 41.

Тел. (044) 525-18-10. E-mail: emelezhik@gmail.com

Статья поступила в редакцию 12 мая 2011 г.

© Гуменюк-Сычевская Ж. В., Мележик Е. А., 2012

Волновые функции легких носителей в яме задаются в виде двух плоских противоположно направленных волн, а волновые функции легкого носителя в барьере — в виде затухающих экспонент [2]:

$$\varphi(z) = \begin{cases} C_3 \exp[-ik_b(z + L/2)], & z < -L/2 \\ C_1 \exp[ik_a z] + C_2 \exp[-ik_a z], & -L/2 < z < L/2 \\ C_4 \exp[ik_b(z - L/2)], & z > L/2 \end{cases} \quad (1)$$

где C_1, C_2, C_3, C_4 — неизвестные амплитуды волновых функций носителя в яме и в барьере, а k_a и k_b — волновые числа этого носителя в яме и барьере, соответственно.

В КРТ закон дисперсии легких носителей является непараболическим. Поэтому значения эффективной массы таких носителей существенно зависят от их энергий. Следуя подходу [1, 2], мы считали эффективные массы легких носителей заряда в яме и барьере пропорциональными разнице между энергией этих носителей и энергиями дна противоположной зоны. Таким образом, эффективные массы электронов в яме m_A^e и в барьере m_B^e , а также легких дырок в яме m_A^{LH} и в барьере m_B^{LH} находились из соотношений:

$$\left. \begin{aligned} m_A^e &= \frac{3}{4}(E + E_A) \frac{\hbar^2}{p^2}; \\ m_B^e &= \frac{3}{4}(E + E_A + \Delta) \frac{\hbar^2}{p^2}; \\ m_A^{LH} &= -\frac{3}{4}(E) \frac{\hbar^2}{p^2}; \\ m_B^{LH} &= -\frac{3}{4}(E - V_S) \frac{\hbar^2}{p^2}, \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

где E_A — ширина запрещенной зоны $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ при заданном составе x и температуре, E — энергия носителей заряда, $p = 8,3 \cdot 10^{-8}$ эВ·см — оптический матричный элемент Кейна, а $V_S = E_A^{\text{CdTe}} - E_A - \Delta$ является величиной разрыва зоны проводимости.

Волновые вектора электронов k_A^e, k_B^e и легких дырок k_A^{LH}, k_B^{LH} , соответственно, в яме и барьере находились в приближении эффективной массы, а также считая, что компоненты этих векторов в плоскости ямы равны нулю [1—4]:

$$\left. \begin{aligned} k_A^e &= \frac{1}{p} \sqrt{\frac{3}{2} E(E + E_A)}; \\ k_B^e &= \frac{1}{p} \sqrt{\frac{3}{2} (E - V_S)(E + E_A + \Delta)}; \\ k_A^{LH} &= \frac{1}{p} \sqrt{\frac{3}{2} E(E + E_A)}; \\ k_B^{LH} &= \frac{1}{p} \sqrt{\frac{3}{2} (E - V_S)(E + E_A + \Delta)}. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

На гетероинтерфейсах $z = -L/2$ и $z = L/2$ должны удовлетворяться граничные условия [1] для волновой функции (1), а именно, во-первых, непрерывность волновой функции, а во-вторых, непрерывность отношения производной этой функции к ее эффективной массе. Из этих условий, а также из формул (1)—(3) были получены дисперсионные уравнения для определения энергетического спектра электронов:

$$\frac{-i \cdot 2k_A^e \cdot k_B^e \cdot \cos[L \cdot k_A^e]}{(E_A + E)(E_A + E + \Delta)} - \left(\frac{k_A^{e2}}{(E_A + E)^2} + \frac{k_B^{e2}}{(E_A + E + \Delta)^2} \right) \sin[L \cdot k_A^e] = 0 \quad (4)$$

и легких дырок:

$$\frac{-i \cdot 2k_A^{LH} \cdot k_B^{LH} \cdot \cos[L \cdot k_A^{LH}]}{(E)(E - V_S)} - \left[\frac{(k_A^{LH})^2}{(E)^2} + \frac{(k_B^{LH})^2}{(E - V_S)^2} \right] \sin[L \cdot k_A^{LH}] = 0. \quad (5)$$

Для тяжелых дырок эффективная масса считалась постоянной и не зависящей от энергии, а зависимость волнового вектора от энергии — квадратичной.

Теория расчета энергетических спектров для составов x из диапазона $0 < x < 0,12$, при которых реализуется инвертированная зонная структура КЯ, подробно изложена в работе [5]. Энергетические же спектры для прямой зонной структуры (в диапазоне составов $0,2 < x < 0,35$) рассчитывались согласно соотношениям (4) и (5).

Результаты численного расчета энергетических спектров локализованных электронов в зависимости от состава, а также для диапазонов составов, характерных для инвертированной и прямой зонной структуры, представлены на рис. 1 и 2, соответственно.

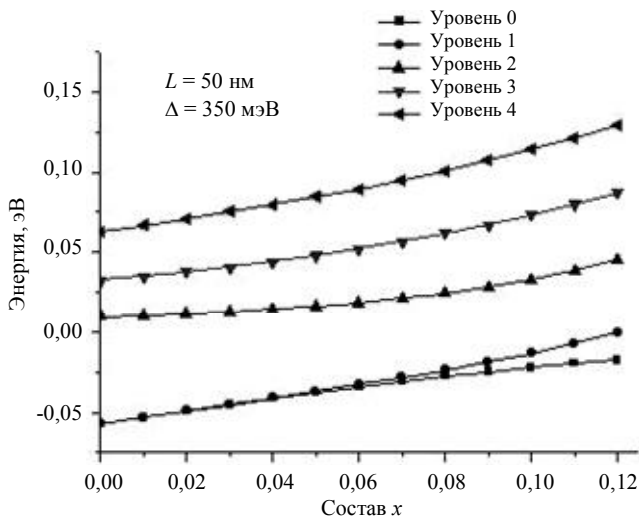


Рис. 1. Зависимость энергетического спектра КЯ $CdTe/Hg_{1-x}Cd_xTe/CdTe$ от состава x при $T = 77\text{ К}$, $L = 50\text{ нм}$ и величине разрыва валентных зон $\Delta = 350\text{ мэВ}$ в диапазоне составов $0 < x < 0,12$

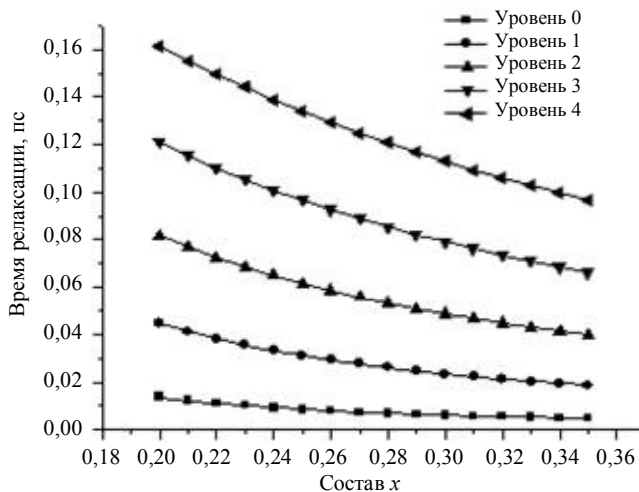


Рис. 2. Зависимость энергетического спектра КЯ $CdTe/Hg_{1-x}Cd_xTe/CdTe$ от состава x при $T = 77\text{ К}$, $L = 50\text{ нм}$ и величине разрыва валентных зон $\Delta = 350\text{ мэВ}$, в диапазоне составов $0,2 < x < 0,35$

Обсудим энергетические спектры локализованных электронов для прямой (рис. 2) и инвертированной (рис. 1) энергетических зон, включая их зависимости от состава.

Как видно из результатов численного счета, зависимости энергетических спектров локализованных носителей показывают качественно различное поведение при изменении состава. Для прямой зонной структуры (см. рис. 2) можем видеть классическую зонную схему, в которой все энергетические уровни лежат выше дна зоны проводимости. В этом случае наблюдается повышение всех энергетических уровней с уменьшением состава x в сторону точки инверсии $x = 0,16$. Такое поведение спектра объясняется тем, что с уменьшением x в данном интервале уменьшается также расстоя-

ние между зонами Г6 и Г8 в яме, а следовательно, и уменьшается эффективная масса локализованных электронов.

Качественно иными являются энергетические спектры электронов в области составов, характерных для инвертированной зонной структуры КРТ (см. рис. 1). Главной особенностью структуры является наличие уровней [2], которые лежат ниже дна зоны проводимости ямы. Их появление обусловлено тем, что состояния электронов образуются в результате смешения атомарных функций различной симметрии (в яме — Г8, а в барьере — Г6). Волновая функция состояний ниже дна зоны проводимости имеет максимумы на гетерограницах квантовой ямы [2] при $0 \leq x < 0,16$ [5]. Таким образом, такая волновая функция как бы затухает в обе стороны от гетерограницы. Поэтому такие уровни были названы интерфейсными в работе [2]. В зависимости от состава, ширины ямы и величины разрыва зон Г8 между ямой и барьером Δ таких "интерфейсных" уровней может быть один либо два. Аналитический критерий, позволяющий определять их количество, был получен в работе [5].

Наличие таких уровней может оказать весьма существенное влияние на динамику рассеяния локализованных электронов в структурах КРТ с инвертированной зоной, где уровень Ферми лежит возле дна зоны проводимости ямы, а рассеяние "теплых" электронов идет с основного уровня ямы. В этой ситуации существенное влияние на процессы рассеяния электронов на продольных оптических фононах будет оказывать близость задействованных уровней к уровню Ферми, а соответственно, и степень их заполнения. Так, учет степени заполнения уровней на 1—2 порядка увеличивает времена релаксации электронов в таких процессах [5].

Отметим, что в диапазоне составов, характерных для инвертированной структуры (см. рис. 1), с уменьшением состава уровни понижаются, в отличие от их поведения на рис. 2. Это понижение уровней может быть связано с тем, что эффективная масса локализованного электрона, определяемая расстоянием между зонами Г6 и Г8, после точки инверсии хоть и имеет отрицательный знак, но с уменьшением состава x растет по модулю.

Расчет времен релаксации локализованных электронов в КЯ $CdTe/Hg_{1-x}Cd_xTe/CdTe$

Расчеты времени релаксации локализованных электронов в КЯ рассматриваемого типа проводились для КЯ шириной $L = 50\text{ нм}$ и величиной разрыва валентных зон $\Delta = 350\text{ мэВ}$ [6—8], причем при температуре $T = 77\text{ К}$.

При азотных температурах доминирующим механизмом рассеяния в КЯ $Hg_{1-x}Cd_xTe$ является рас-

сеяние на продольных оптических фононах. Расчет процессов релаксации электронов по данному механизму может быть осуществлен в приближении времени релаксации, что позволяет делать качественные оценки таких процессов в соответствии с [9].

Для расчетов была использована формула (6.141) из работы [10], записанная в упругом приближении в рамках модели диэлектрического континуума:

$$1/\tau_s(k_0, n_0) = \frac{2e^2\omega_{LO}}{L} \times \left(\frac{1}{\epsilon_\infty} - \frac{1}{\epsilon_0} \right) \left(N_{LO}(T, E_F) + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \right) \times \sum_{n,m} G(n_0, n, m) [d^2q \cdot \delta \times [E_{n_0}(\vec{k}_0) - E_n(\vec{k}_0 + \vec{q}) \pm \hbar\omega_{LO}] / (q^2 + (\pi m/L)^2)], \quad (6)$$

где ϵ_0 и ϵ_∞ — статическая и высокочастотная диэлектрические проницаемости;

$N_{LO}(T, E_F) = 1/(-1 + \exp[\hbar\omega_{LO}/(k_B T)])$ — концентрация фононов при заданной температуре и положении уровня Ферми;

m — номер моды фононов;

L — ширина КЯ;

n_0 и n — номера начального и конечного уровней электрона в КЯ;

\vec{k}_0 — импульс электрона в плоскости КЯ до взаимодействия с фононом;

$\hbar\omega_{LO}$ — энергия фонона;

\vec{q} — волновой вектор фонона.

Здесь $G(n_0, n, m)$ является квадратом интеграла перекрытия волновых функций электрона и фонона и определяется выражением:

$$G(n_0, n, m) = \left(\frac{2}{L} \int_{-L/2}^{L/2} dz \cdot \varphi_{e_0}(z) \cdot \varphi_e(z) \cdot \varphi_{ph}(z) \right)^2, \quad (7)$$

где $\varphi_{e_0}(z)$ и $\varphi_e(z)$ — огибающие волновые функции начального и конечного состояний электрона, $\varphi_{ph}(z)$ — волновая функция продольного оптического фонона, описывающая симметрию электростатического поля фонона:

$$\varphi_{ph}(z) = \begin{cases} \cos(\pi m z / L), & m = 2k + 1 \\ \sin(\pi m z / L), & m = 2k. \end{cases} \quad (8)$$

Результаты расчета времен релаксации электронов основного уровня КЯ по формуле (6) приведены на рис. 3. Как видно из приведенных дан-

ных, увеличение состава в диапазоне выше критического значения $x = 0,16$ приводит к уменьшению времени релаксации локализованных электронов. Вероятно, такое их поведение объясняется увеличением эффективности рассеяния на фононах в связи с ростом эффективной массы носителей.

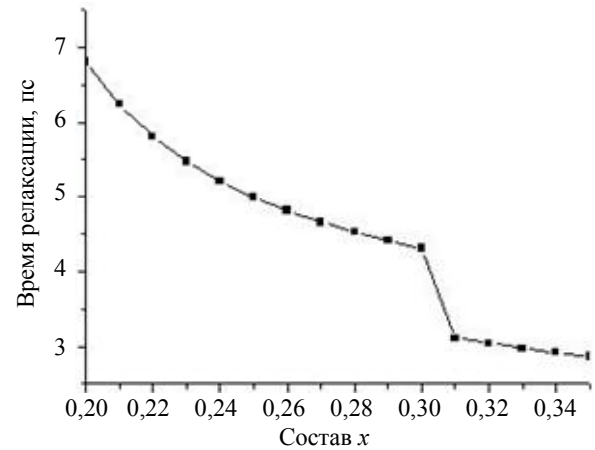


Рис. 3. Зависимость времени релаксации (в пикосекундах) локализованных электронов на продольных оптических фононах в КЯ CdTe/Hg_{1-x}Cd_xTe/CdTe от состава x . Ширина КЯ — 50 нм, величина разрыва валентных зон $\Delta = 350$ мэВ, $T = 77$ К

Перелом графика на рис. 3 связан с включением дополнительного канала релаксации с основного уровня на первый возбужденный. Этот канал становится доступным с ростом эффективной массы электронов, а значит, и одновременным уплотнением их энергетических уровней.

Отметим, что в отличие от случая инвертированной зонной структуры, детально рассмотренного в [5], в прямой зонной схеме учет степени заполнения уровней не оказывает заметного влияния на динамику рассеяния электронов. Это объясняется тем, что в прямой зонной схеме уровень Ферми находится гораздо ниже основного уровня локализованных электронов.

В инвертированной же зонной структуре уровень Ферми может быть близок к энергии основного уровня, что существенно изменяет степень заполнения этого уровня. В такой ситуации учет степени заполнения уровня может увеличивать времена релаксации на продольных оптических фононах на 1—2 порядка [5].

Расчет спектров поглощения локализованных электронов в КЯ CdTe/Hg_{1-x}Cd_xTe/CdTe

Для расчетов спектров поглощения света на переходах легкая дырка — электрон была получена следующая формула для коэффициента поглощения:

$$\alpha_{LH-E}(\omega) := \frac{2m_0^2 P}{\hbar^2} \frac{e^2}{c\omega m_0^2 n\pi} \frac{2\pi^2}{L} \times \sum_{i,j} \Phi_{ij}^2 \frac{\hbar^4 \omega^4 - (E_e^2 - (E_A + E_{LH}^2))^2}{2\hbar^2 \omega^2} \times \frac{1}{\hbar\omega P} (1 - f_e(E_e)) \cdot f_e(E_{LH}) \times \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \operatorname{arctg} \left[\frac{\hbar\omega - E_e + E_{LH}}{k_B T} \right] \right), \quad (9)$$

где Φ_{ij}^2 — оптический матричный элемент перехода между начальным и конечным состояниями носителя, E_{LH} и E_e — энергии легкой дырки и электрона, f_e — функция распределения Ферми для электрона, выражение $(1 - f_e(E_e)) \cdot f_e(E_{LH})$ учитывает степень заполнения начального и конечного состояний носителя. Величина

$$\left(\frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \operatorname{arctg} \left[\frac{\hbar\omega - E_e + E_{LH}}{k_B T} \right] \right)$$

является модифицированным вариантом единичной ступенчатой функции Хевисайда, который учитывает температурное уширение уровней.

Данная формула учитывает непараболические законы дисперсии как для электронов, так и для легких дырок. Иной является ситуация для случая переходов между уровнями тяжелых дырок и электронов. В этом случае, закон дисперсии тяжелых дырок будет параболическим, а их масса — постоянной, вследствие чего формула (9) для расчетов спектров поглощения на таких переходах примет качественно другой вид:

$$\alpha_{HH-E} = \frac{2m_0^2 P}{\hbar^2} \frac{e^2}{c\omega m_0^2 n\pi} \frac{2\pi^2}{L} \sum_{i,j} \Phi_{ij}^2 (1 - f_e(E_e)) \cdot f_e(E_{HH}) \cdot \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \operatorname{arctg} \left[\frac{\hbar\omega - E_e + E_{HH}}{k_B T} \right] \right) \times \left[-\frac{\hbar^2}{2MP} + \left(\frac{4M(-E_A - 2E_{HH} - 2\hbar\omega)}{\hbar^2} + \frac{4E_e^2 + E_A^2}{P^2} + \frac{8M^2 P^2}{\hbar^4} - \frac{4}{\hbar^4} \sqrt{M^2 \hbar^4 (4E_e^2 + E_A^2) - 4\hbar^2 M^3 P^2 (E_A + 2E_{HH} + 2\hbar\omega) + 4M^4 P^4} \right)^{-1/2} \right]^{-1}. \quad (10)$$

Результаты численного расчета спектров поглощения для рассматриваемой структуры по формулам (9, 10) при температуре жидкого азота, составе ямы $x = 0,24$, составе барьера $x = 0,8$, ширине ямы $L = 12,5$ нм представлены на рис. 4, где выбрана для расчетов величина разрыва валентных зон $\Delta = 550$ мэВ [11—13]. Интенсивности переходов между парой уровней в системе легкие дырки—электроны ($LH-E$) примерно в три раза ниже, чем в системе тяжелые дырки—электроны ($HH-E$), что связано с большей плотностью состояний тяжелых дырок.

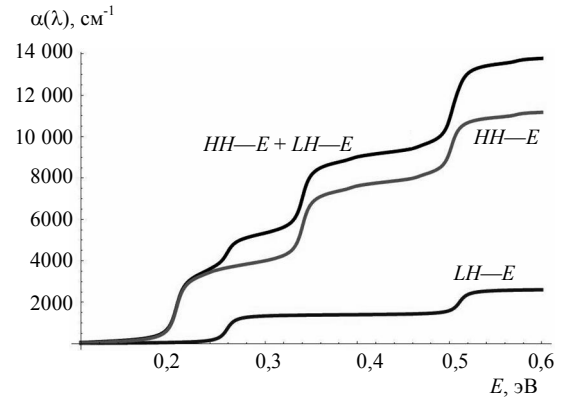


Рис. 4. Зависимость от энергии кванта падающего излучения коэффициента поглощения КЯ CdTe/Hg_{1-x}Cd_xTe/CdTe с шириной $L = 12,5$ нм, составом $x = 0,24$, величиной разрыва валентных зон $\Delta = 550$ мэВ при температуре $T = 80$ К.

На графике изображены поглощение легких дырок $LH \rightarrow e$, поглощение тяжелых дырок $HH \rightarrow e$ и суммарное поглощение

Для переходов $LH-E$ ступени получаются плоскими, а для $HH-E$ они повышаются при росте энергии кванта излучения, поскольку спектр начальных состояний (тяжелых дырок) имел квадратичный закон дисперсии, а спектр электронов — неквадратичный. В рассчитанных спектрах (см. рис. 4) энергетический край ступеней, связанных с переходами $1HH \rightarrow 1e$ и $2HH \rightarrow 2e$, хорошо совпадает с экспериментально наблюдавшимися в [14] пиками люминесценции такой структуры на длинах волн $\lambda_1 = 5,51$ мкм (энергия кванта 0,225 эВ) и $\lambda_2 = 3,83$ мкм (энергия кванта 0,324 эВ). Незначительные расхождения в расчетных и экспериментальных данных могут быть связаны с неопределенностью величины разрыва валентных зон,

а также с неучтенностью влияния механических напряжений в слоях гетероструктуры.

Заключение

В работе теоретически смоделированы энергетические спектры, времена релаксации на продольных оптических фононах и оптические спектры поглощения КЯ CdTe/Hg_{1-x}Cd_xTe/CdTe для ненулевых составов x в интервалах $0 < x < 0,12$ и $0,2 < x < 0,35$, при которых реализуются инвертированная и прямая зонная структуры КРТ, соответственно.

Проанализированы различия в энергетических спектрах и следующие из них особенности времен релаксации на продольных оптических фонах локализованных электронов между КЯ с прямой зонной структурой и КЯ с инвертированной зонной структурой.

Рассчитаны спектры оптического поглощения КЯ CdTe/Hg_{1-x}Cd_xTe/CdTe. В расчетах отдельно показан вклад легких и тяжелых дырок, а сами расчеты выполнены с учетом непараболичности законов дисперсии легких носителей и квадратичной дисперсии для тяжелых дырок, которые характерны для КРТ.

Наличие больших ступеней в спектрах поглощения связано с переходами $1HH \rightarrow 1e$, $2HH \rightarrow 2e$, и их положение близко по частоте к экспериментальным данным по люминесценции аналогичной структуры [14]. Незначительные расхождения в расчетных и экспериментальных данных могут быть связаны с неопределенностью величины разрыва валентных зон. В спектрах поглощения наиболее интенсивными являются переходы между зоной тяжелых дырок и электронов, что связано с большей плотностью состояний тяжелых дырок по сравнению с легкими дырками.

Литература

1. Bastard G. // PRB. 1982. V. 25. No. 12.
2. Bastard G. Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures. — New York: Halsted Press, 1988.
3. Kane E. O. // J. Phys. Chem. Solids. 1957. V. 1. P. 249.
4. Bastard G. // PRB. 1981. V. 24. No. 10.
5. Мележик Е. А., Гуменюк-Сычевская Ж. В., Сизов Ф. Ф. // ФТП. 2010. № 44. С. 1365.
6. Shih C. K., Spicer W. E. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. No. 24.
7. Kraut E. A. // J. Vac. Sci. Technol. A. 1989. V. 7. No. 2.
8. Hui P. M., Ehrenreich H., Johnson N. F. // J. Vac. Sci. Technol. A. 1989. V. 7. No. 2.
9. Dubowski J. J., Dietl T., Szymanska W., Galazka R. R. // Journal. Phys. Chem. Solids. 1981. V. 42. P. 351.
10. Mitin V., Kochelap A., Stroschio A. Quantum Heterostructures: microelectronics and optoelectronics. — Cambridge: Cambridge University Press, 1999.
11. Truchsess M., Latussek V., Becker C. R., Batke E. // Journal of Crystal Growth. 1996. V. 159. P. 1128.
12. Becker C. R., Latussek V., Li M., Pfeuffer-Jeschke A., Landwehr G. // Journal of Electronic Materials. 1999. V. 28. No. 6.
13. Eich D., Ortner K., Groh U., Chen Z. H., Becker C. R., Landwehr G., Fink R., Umbach E. // Phys. Stat. Sol. A. 1999. V. 173. P. 261.
14. Войцеховский А. В., Ижнин И. И., Ижнин А. И., Немецлов С. Н., Дзядух С. М., Дворецкий С. А., Михайлов Н. Н., Сидоров Ю. Г., Варавин В. С., Поцяк М. // 21-я Междунар. науч.-техн. конф. по фотоэлектронике и приборам ночного видения. 2010. А55.

Calculations of electron spectra and electron relaxation times in the CdTe/Hg_{1-x}Cd_xTe/CdTe quantum wells for their variable parameters

J. V. Gumenjuk-Sychevska, E. A. Melezhik

Lashkariev Institute of Semiconductor Physics, NAS of Ukraine

41 Nauka av., Kyiv, 03028, Ukraine

E-mail: emelezhik@gmail.com

Energy spectra and relaxation times of electrons in the CdTe/Hg_{1-x}Cd_xTe/CdTe quantum well (QW) and also absorption spectra of this QW are calculated in this work. Main features of such energy spectra and electron relaxation times for the cases of inverted band scheme ($0 < x < 0.12$) and direct band scheme ($0.2 < x < 0.35$) are compared. Transitions between heavy holes and electrons bands and between light holes and electrons bands are shown separately together with the total absorption picture. We obtained good agreement of theoretical calculations with experimental luminescence data.

PACS: 84.40.-x, 73.21.Fg

Keywords: mercury—cadmium—telluride, relaxation times, absorption, inverted band scheme, quantum well.

Bibliography — 14 references.

Received May 12, 2011