

Разрыв зон в структурах с одиночной квантовой ямой $Zn_{1-x}Cd_xTe/ZnTe$, выращенных на GaAs (001) эпитаксией из молекулярных пучков

© В.И. Козловский, В.Г. Литвинов*, Ю.Г. Садофьев

Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук,
117924 Москва, Россия

*Рязанская государственная радиотехническая академия,
390000 Рязань, Россия

(Получена 2 февраля 2000 г. Принята к печати 3 февраля 2000 г.)

Выращенные методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложках GaAs (001) гетероэпитаксиальные слои ZnTe и напряженные квантово-размерные структуры ZnTe/ $Zn_{1-x}Cd_xTe$ /ZnTe изучены методами низкотемпературной катодолюминесценции и токовой релаксационной спектроскопии глубоких уровней (ТРСГУ). В спектрах ТРСГУ квантово-размерных структур обнаружен пик, обусловленный эмиссией электронов с основного уровня размерного квантования в зоне проводимости. С использованием данных ТРСГУ и катодолюминесценции определен параметр разрыва зоны проводимости Q_C . Для структур с одиночной квантовой ямой $Zn_{1-x}Cd_xTe/ZnTe$ и $x = 0.2-0.22$ значение Q_C оказалось равным 0.82 ± 0.05 . Представлены расчеты влияния внутренних упругих напряжений на разрыв зон вблизи границ квантовой ямы $Cd_xZn_{1-x}Te$ и параметр Q_C , которые хорошо описывают экспериментальные данные.

1. Введение

Квантово-размерные структуры на основе гетероперехода ZnTe/ $Zn_{1-x}Cd_xTe$ перспективны для создания источников и модуляторов видимого излучения. Одним из важнейших параметров структур является разрыв энергетических зон ΔE_C (зоны проводимости) и ΔE_V (валентной зоны) на границе раздела, определяющий высоты потенциальных барьеров для электронов и дырок. Однако до сих пор эти параметры определены не достаточно надежно. Так, известные из литературы данные о величине параметра разрыва зоны проводимости $Q_C = \Delta E_C / \Delta E_G$ (где $\Delta E_G = \Delta E_C + \Delta E_V$ — разрыв запрещенной зоны) для гетероперехода ZnCdTe/CdTe изменяются от 0.775 до 1.2 [1–4]. Одной из причин такого разброса данных может быть существенная зависимость разрывов краев разрешенных зон от внутренних упругих напряжений. Эти напряжения возникают из-за различия параметров кристаллических решеток (6% для пары ZnTe–CdTe), а их распределение по слоям зависит от конкретного состава структуры.

Как правило, для исследования энергетических зон соединений $A^{II}B^{VI}$ применяют оптические методы контроля. Однако полезная информация может быть получена и из электрических измерений. В частности, в последние годы для определения величин разрывов энергетических зон на гетеропереходах AlGaAs/GaAs [5] и SiGe/Si [6] в квантовых ямах (КЯ) был использован метод релаксационной спектроскопии глубоких уровней (РСГУ), известный из зарубежной литературы под названием DLTS [7]. Квантовую яму можно рассматривать как гигантскую ловушку, которая способна захватывать электроны или дырки. Термическая эмиссия захваченных носителей заряда в процессе измерения спектров РСГУ дает информацию о величине энергетического барьера

между уровнями размерного квантования в КЯ и краями соответствующих разрешенных зон в барьерах. Зная энергетические положения уровней размерного квантования, можно определить величины ΔE_C и (или) ΔE_V . Кроме того, метод РСГУ дает информацию о параметрах дефектов с глубокими энергетическими уровнями, не все из которых могут быть обнаружены традиционно используемыми оптическими методами характеристики объектов.

2. Экспериментальные методы

В данной работе были исследованы четыре образца: эпитаксиальный слой ZnTe (образец 160) и три структуры с одиночными квантовыми ямами ZnCdTe/ZnTe различного состава и ширины (образцы 195, 196, 197) (см. табл. 1 и 2).

Исследуемые образцы были выращены методом эпитаксии из молекулярных пучков на подложках n^+ -GaAs ориентации (100), отклоненных на 3° к направлению $\langle 110 \rangle$. Эпитаксиальный слой ZnTe и буферные слои ZnTe для квантово-размерных структур имели толщину 1.5 мкм и выращивались при температуре 350°C в условиях сосуществования реконструкций поверхности $(1 \times 2) + c(2 \times 2)$, регистрируемых дифрактометром быстрых электронов. Скорость роста этих слоев была равна $2 \text{ \AA}/\text{с}$, отношение эквивалентных давлений молекулярных пучков Zn:Te = 1:2. При выращивании квантово-размерной части структур скорость роста понижали до $1 \text{ \AA}/\text{с}$, а температуру подложки до 280°C . Состав и толщину содержащего Cd слоя определяли как по изменению периода осцилляций интенсивности рефлексов на картинах дифракции быстрых электронов, так и из зависимостей интенсивности молекулярных пучков от температуры испарения. Толщина верхнего

Таблица 1. Параметры исследуемых структур с одиночной квантовой ямой $Zn_{1-x}Cd_xTe$

| Номер образца | Содержание CdTe, x | L_w , нм | E_{CL} , эВ | ΔE_{CL} , мэВ | E_{add} , мэВ | E_{el} , мэВ | E_{hh1} , мэВ | Q_c |
|---------------|----------------------|------------|---------------|-----------------------|-----------------|----------------|-----------------|-------------------|
| 195 | 0.22 | 3.5 | 2.246 | 134 | 101 | 80 | 16 | 0.823 ± 0.045 |
| 196 | 0.22 | 6.5 | 2.206 | 174 | 133 | 38 | 7.5 | 0.816 ± 0.048 |
| 197 | 0.2 | 5.5 | 2.226 | 154 | 116 | 46 | 9 | 0.814 ± 0.05 |

Примечание. L_w — ширина квантовой ямы (КЯ), E_{CL} , ΔE_{CL} — энергия максимума линии излучения КЯ и ее сдвиг относительно линии излучения свободного экситона в барьере ZnTe; E_{add} — энергия активации пика эмиссии электронов из КЯ в спектре ТРСГУ; E_{el} , E_{hh1} — энергии основных уровней квантования в зоне проводимости и в валентной зоне, отсчитываемые от краев соответствующих зон; Q_c — параметр разрыва зоны проводимости.

покровного слоя ZnTe составляла 250 нм. Основные параметры образцов с одиночными квантовыми ямами $ZnCdTe/ZnTe$ приведены в левой части табл. 1.

Образцы исследовали методами РСГУ и низкотемпературной (14 К) катодоллюминесценции (КЛ). КЛ измеряли при энергии электронов 10 кэВ, плотности тока 0.1 mA/cm^2 и диаметре электронного пятна на образце 1 мм. Для измерения спектров РСГУ были изготовлены диодные структуры с площадью полевого электрода 1 mm^2 . Контакты наносили термическим испарением индия на обратную сторону подложки и никеля на верхний эпитаксиальный слой ZnTe.

Все образцы обладали высоким электрическим сопротивлением из-за эффектов самокомпенсации эпитаксиальных слоев. Емкость структур не изменялась с напряжением смещения. По этой причине традиционно используемый вариант РСГУ, основанный на релаксации емкости структуры, не мог быть применен для исследования образцов. Мы регистрировали релаксацию электрического тока через структуру (метод ТРСГУ), используя в остальном обычную процедуру измерения РСГУ спектров.

3. Результаты измерений

Спектр КЛ эпитаксиального слоя ZnTe содержал набор узких линий в краевой области спектра, обусловленных излучением свободных и связанных экситонов. В длинноволновой области спектра наблюдалась широкая полоса с максимумом излучения при 600 нм, обусловленная наличием собственных дефектов, связанных со структурным несовершенством эпитаксиальной пленки. В спектрах КЛ образцов с одиночной КЯ появлялась дополнительная интенсивная линия излучения I_{qw} , энергетическое положение которой зависело от параметров КЯ. Ее интенсивность превышала интенсивность линий излучения буферного слоя ZnTe на 2–3 порядка величины. Полная ширина на полувысоте линий I_{qw} составляла 8–10 мэВ, что свидетельствует о высоком качестве структур. Энергетические положения E_{CL} максимумов линий I_{qw} для различных образцов представлены в табл. 1.

ТРСГУ спектр эпитаксиального слоя ZnTe содержал два пика, обусловленных глубокими центрами (рис. 1, а). Их энергии активации ΔE_i составили 0.21 ± 0.02 (E1) и 0.58 ± 0.02 эВ (E2). Интенсивность пика E1 была мала,

и он не наблюдался в квантово-размерных структурах. Второй пик E2 можно приписать электронной ловушке с энергией залегания $E_C - (0.6 \div 0.62)$ эВ [8,9], которую связывают с наличием в материале вакансий Te либо межузельных атомов Zn.

На ТРСГУ спектрах квантово-размерных структур рядом с пиком от глубокого уровня E2 появлялся дополнительный интенсивный пик E_{add} в области низких температур ($77 \div 120$ К) (рис. 1, б). При использованной минимальной температуре измерений (77 К) регистрация этого пика была возможна в окнах для скорости эмиссии, обеспечивающих значения постоянных времени релаксации менее $5 \cdot 10^{-4}$ с. Энергия активации ловушек, связанных с дополнительным пиком, изменялась от 101 до 133 мэВ для различных структур. Значения E_{add} представлены в табл. 1. Мы считаем, что дополнительные пики ТРСГУ обусловлены эмиссией электронов с уровней размерного квантования, возникающих в зоне проводимости КЯ. В табл. 2 приведены значения эффективной объемной концентрации носителей N_i на уровнях E_{add} , рассчитанные с использованием традиционного формализма ТРСГУ. Учитывая, что захват носителей происходит в КЯ, можно оценить слоевую концентрацию n_s носителей, захватываемых на уровни размерного кван-

Таблица 2. Параметры обнаруженных глубоких уровней методом токовой релаксационной спектроскопии глубоких уровней

| № образца | Тип уровня | ΔE_i , эВ | Сечение захвата $\sigma_\infty \exp(\Delta E_B/kT)$, cm^{-2} | N_i , cm^{-3} |
|-----------|------------|-------------------|--|--------------------------|
| 160 | E1 | 0.21 ± 0.01 | $4 \cdot 10^{-16}$ | $1.8 \cdot 10^{13}$ |
| | E2 | 0.58 ± 0.02 | $8.6 \cdot 10^{-17}$ | $3.8 \cdot 10^{13}$ |
| 195 | E_{add} | 0.101 ± 0.01 | $6 \cdot 10^{-16}$ | $3.3 \cdot 10^{15}$ |
| | E2 | 0.58 ± 0.02 | $1.3 \cdot 10^{-16}$ | $3.6 \cdot 10^{13}$ |
| 196 | E_{add} | 0.133 ± 0.01 | $2.6 \cdot 10^{-14}$ | $2.6 \cdot 10^{15}$ |
| | E2 | 0.58 ± 0.02 | $3.4 \cdot 10^{-16}$ | $3.4 \cdot 10^{13}$ |
| 197 | E_{add} | 0.116 ± 0.01 | $3.5 \cdot 10^{-14}$ | $1.4 \cdot 10^{15}$ |
| | E2 | 0.58 ± 0.02 | $5 \cdot 10^{-16}$ | $2.1 \cdot 10^{13}$ |

Примечание. ΔE_i , N_i — энергия активации и объемная концентрация глубоких уровней; σ_∞ — не зависящий от температуры множитель сечения захвата; ΔE_B — энергия активации зависящего от температуры сечения захвата.

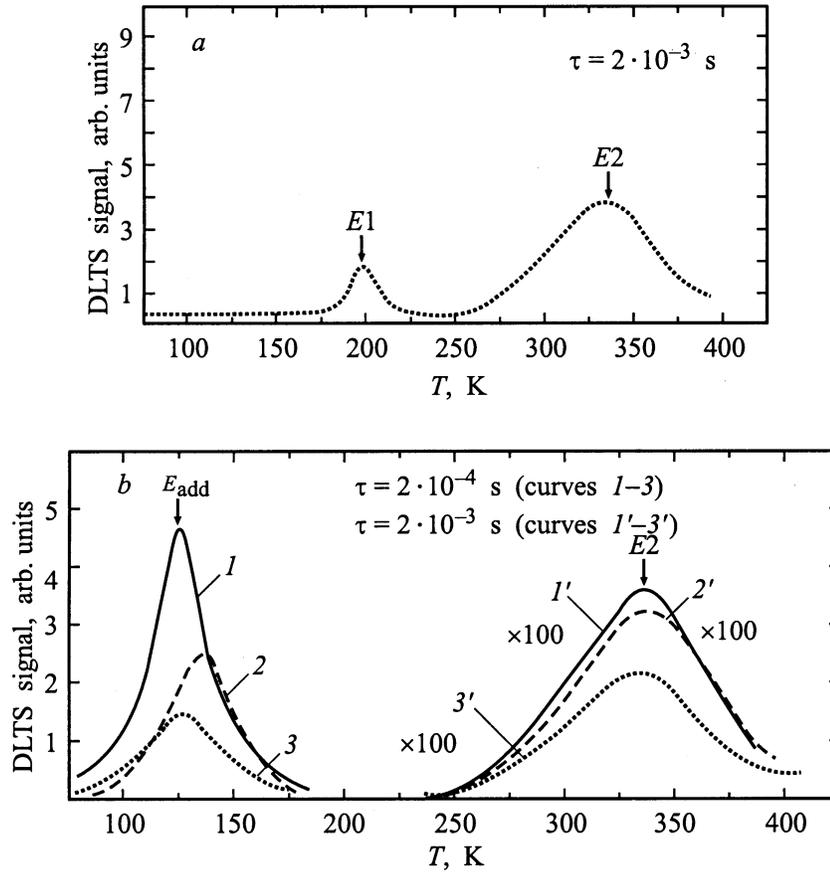


Рис. 1. Спектры ТРСГУ для образца 160 эпитаксиального слоя ZnTe (а) и для структур с одиночной квантовой ямой ZnCdTe/ZnTe (b), измеренные при обратном напряжении $V_r = -1$ В и заполняющем напряжении $V_f = 0$. Номера образцов: 195 — 1, 1'; 196 — 2, 2'; 197 — 3, 3' (см. табл. 1).

тования, по формуле $n_s = N_t L_w$, где L_w — ширина КЯ. Оценки показывают, что в исследуемых нами образцах величина n_s не превышает 10^{10} см^{-2} . Это означает, что в яме заполняется только основной уровень размерного квантования.

4. Обсуждение результатов

Полученные результаты были далее использованы для оценки параметра разрыва зоны проводимости, $Q_C = \Delta E_C / \Delta E_G$. Величина ΔE_C определялась суммированием определенной из данных ТРСГУ величины энергетического интервала E_{add} (между основным уравнением размерного квантования $e1$ и дном зоны проводимости ZnTe-барьера) с величиной энергии электронов на основном уровне размерного квантования E_{e1} в квантовой яме ZnCdTe. Энергия E_{e1} вычислялась по известным параметрам КЯ (ее ширине, содержанию кадмия, значениям эффективных масс электронов в КЯ и барьерах) с помощью модели прямоугольной КЯ с широкими барьерами и конечной глубиной [10]. Учитывая, что эффективные массы электронов в КЯ и барьерах

практически равны и $m_{e,qw} = m_{e,b} = m_e = 0.11m_0$ [4], получаем соотношение для определения E_{e1} :

$$L_w (2m_e E_{e1} / \hbar^2)^{0.5} = \pi - 2 \arcsin \left[(E_{e1} / (E_{e1} + E_{\text{add}}))^{0.5} \right]. \quad (1)$$

Ширину запрещенной зоны ZnCdTe в КЯ и ее отклонение от ширины запрещенной зоны барьера ZnTe можно выразить через энергетическое положение линии излучения КЯ E_{CL} и его сдвига ΔE_{CL} (см. табл. 1) относительно линии излучения свободного экситона в спектре катодоллюминесценции (КЛ) эпитаксиального слоя ZnTe исследуемых образцов по формулам

$$E_G(\text{ZnCdTe}) = E_{\text{CL}} + E_{hh}^b - E_{e1} - E_{hh1}, \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \Delta E_G &= \Delta E_V + \Delta E_C = \Delta E_V + E_{\text{add}} + E_{e1} \\ &= \Delta E_{\text{CL}} - \Delta E_{hh}^b + E_{e1} + E_{hh1}, \end{aligned} \quad (2a)$$

где E_{hh}^b — энергия связи экситона с тяжелой дыркой, E_{hh1} — энергия тяжелой дырки на основном уровне размерного квантования в КЯ, отсчитываемая от потолка валентной зоны КЯ. При этом предполагается, что линия КЯ обусловлена излучением свободного экситона,

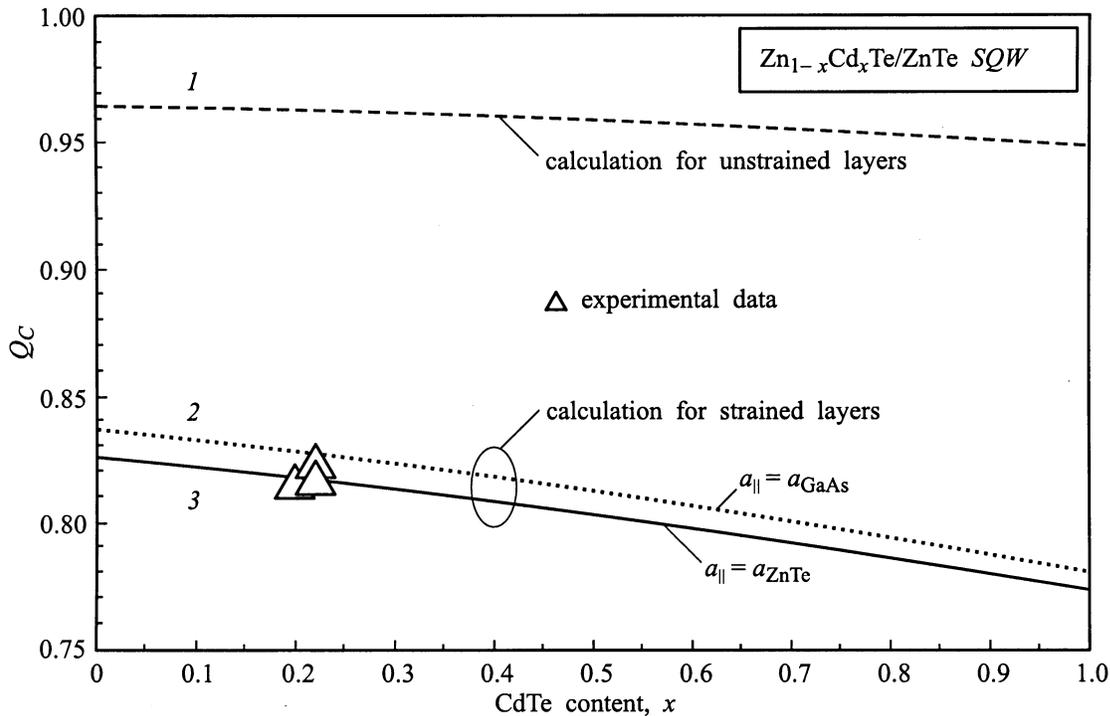


Рис. 2. Зависимость параметра разрыва зоны проводимости Q_C от концентрации CdTe в квантовой яме (x). Расчет без учета (1) и с учетом внутренних упругих напряжений для изоморфной структуры с $a_{\parallel} = a_{GaAs}$ (2) и $a_{\parallel} = a_{ZnTe}$ (3); эксперимент — треугольники.

образованного тяжелой дыркой. Далее в расчетах E_G учитывалось, что энергия экситона E_{hh}^b увеличивается примерно на 10 мэВ в узких КЯ, когда борковский радиус экситона (~ 5.5 нм) становится сравнимым с шириной КЯ [11]. Величина E_{hh1} определяется через значение разрыва валентной зоны ΔE_V следующим соотношением:

$$L_w(2m_{hh}E_{hh1}/\hbar^2)^{0.5} = \pi - 2 \arcsin[(E_{hh1}/\Delta E_V)^{0.5}], \quad (3)$$

где $m_{hh} = 0.6m_0$ [4] — эффективная масса тяжелой дырки. Численное решение системы уравнений (1)–(3) позволяет вычислить значения E_{e1} , E_{hh1} и параметр Q_C по полученным экспериментальным данным КЛ и ТРСГУ без расчета внутренних упругих напряжений. Полученные таким образом значения Q_C приведены в табл. 1. При концентрации CdTe в КЯ $x = 0.2 \div 0.22$ мы нашли, что $Q_C \approx 0.82$.

Теперь рассчитаем параметр Q_C , исходя из влияния внутренних упругих напряжений на разрывы краев разрешенных зон. Разрыв зоны проводимости двух различных ненапряженных полупроводников равен разности значений сродства к электрону [12]. Учитывая, что величины сродства к электрону составляют 3.53 и 4.28 эВ, а ширины запрещенной зоны 2.39 и 1.60 соответственно для ZnTe и CdTe [1,13], получаем, что в отсутствие напряжений величины ΔE_G , ΔE_V и Q_{C0} двух полупроводников должны были бы быть равны соответственно 0.75, 0.04 и 0.95 эВ. В случае КЯ из твердого раствора $Zn_{1-x}Cd_xTe$

получаем

$$Q_{C0} = [E_G(ZnTe) - E_G(x) - 0.04x] / [E_G(ZnTe) - E_G(x)], \quad (4)$$

где учтено нелинейное изменение E_G от x с параметром прогиба зависимости $E_G(x)$ B :

$$E_G(x) = E_G(ZnTe) - [E_G(ZnTe) - E_G(CdTe)]x - Bx(1-x) \quad (5)$$

и предполагается линейное изменение разрыва валентной зоны. Используя рассчитанное на основании работы [14] значение параметра $B = 0.34$, получим зависимость $Q_{C0}(x)$, представленную на рис. 2 штриховой кривой 1.

Теперь учтем внутренние упругие напряжения. Предположим, что структура вблизи КЯ изоморфна и имеет период кристаллической решетки a_{\parallel} вдоль слоев структуры, в общем случае отличный от периодов решеток a_b и a_{qw} объемных кристаллов ZnTe и ZnCdTe в свободном состоянии. В этом случае в барьере и КЯ возникают различные упругие напряжения X_b и X_{qw} в соответствии с формулой

$$X_i = (a_{\parallel} - a_i)/(a_i C_{11i}), \quad (6)$$

где C_{11i} — упругая постоянная, а i замещает символ b для барьера или символ qw для КЯ.

Таблица 3. Параметры, используемые для расчета сдвига краев разрешенных зон из-за упругих напряжений [16–19]

| Кристалл | a , нм | C_{11} , отн. ед. | C_{12} , отн. ед. | a_c , эВ | a_v , эВ | b , эВ |
|----------|----------|------------------------|------------------------|------------|------------|----------|
| ZnTe | 0.6104 | 7.13 | 4.07 | −4.829 | −0.654 | −1.3 |
| CdTe | 0.648 | 5.62 | 3.94 | −3.38 | −0.4695 | −1.15 |

Примечание. a — период кристаллической решетки; C_{11} , C_{12} — упругие константы; a_c , a_v , b — деформационные потенциалы.

Согласно [15], упругие напряжения приводят к энергетическим сдвигам зоны проводимости ΔU_{ci} , валентной зоны тяжелых дырок ΔU_{hhi} и зоны легких дырок ΔU_{lhi} в соответствии с формулами

$$\Delta U_{ci} = 2a_{ci}(C_{11i} - C_{12i})X_i,$$

$$\Delta U_{hhi} = -2a_{vi}(C_{11i} - C_{12i})X_i + b_i(C_{11i} + 2C_{12i})X_i, \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \Delta U_{lhi} = & -2a_{vi}(C_{11i} - C_{12i})X_i - 0.5b_i(C_{11i} + 2C_{12i})X_i \\ & - 0.5\delta_i + 0.5\{\delta_i^2 + 4.5[2b_i(C_{11i} + 2C_{12i})X_i]^2 \\ & - 2b_i(C_{11i} + 2C_{12i})X_i\delta_i\}^{0.5}, \end{aligned}$$

где a_{ci} и a_{vi} — гидростатические деформационные потенциалы зоны проводимости и валентной зоны соответственно; b_i — потенциал деформации сдвига валентной зоны; δ_i — значение спин-орбитального расщепления; C_{11i} и C_{12i} — упругие постоянные. Деформационные потенциалы, упругие постоянные и периоды кристаллических решеток для бинарных соединений ZnTe и CdTe хорошо известны. Они представлены в табл. 3. Для слоя $\text{Cd}_x\text{Zn}_{1-x}\text{Te}$ значения соответствующих параметров были получены линейной интерполяцией значений для ZnTe и CdTe.

Рассмотрим сначала случай $a_{\parallel} = a_{\text{ZnTe}}$, который достаточно хорошо соответствует эксперименту, проведенному в данной работе. Действительно, толщина буфера ZnTe (1.5 мкм) значительно превышает критическую толщину изоморфного роста пленки ZnTe на GaAs (примерно 1.5 нм согласно [20]). Следовательно, можно предположить, что кристаллическая решетка ZnTe вблизи КЯ уже практически полностью релаксировала из-за введения дислокаций несоответствия на границе раздела GaAs–ZnTe. С другой стороны, ширина КЯ (3.5–6.5 нм) в исследованных образцах значительно меньше критической (примерно 17 нм для $x = 0.22$) толщины изоморфного роста $\text{Zn}_{0.78}\text{Cd}_{0.22}\text{Te}$ на ZnTe. В этом случае КЯ будет упруго сжата, а барьерные слои ZnTe практически не деформированы. Потолок валентной зоны тяжелых дырок в КЯ будет всегда выше потолка валентной зоны легких дырок по энергетической шкале. При этом энергетическая яма для тяжелых дырок увеличивается по

глубине упругих напряжений, в то время как для легких дырок имеет место разрыв второго рода, когда потенциальная энергия дырки в КЯ становится выше, чем в барьерных слоях ZnTe. Поскольку ширину запрещенной зоны КЯ определяет положение потолка валентной зоны тяжелых дырок, параметр Q_C может быть вычислен по формуле

$$\begin{aligned} Q_C(x) = & [E_G(\text{ZnTe}) - E_G(x) - 0.04x \\ & - \Delta U_c(x)] / [E_G(\text{ZnTe}) - E_G(x) - \Delta U_c(x) + \Delta U_{hh}(x)]. \end{aligned} \quad (8)$$

Зависимость Q_C от состава x , рассчитанная по этой формуле, представлена на рис. 2 сплошной кривой 3. Монотонное уменьшение Q_C с увеличением концентрации Cd в квантовой яме обусловлено различием значений деформационных потенциалов a_c и a_v для материала КЯ, а также одноосных деформационных потенциалов b для ZnTe и CdTe. На этом же рисунке треугольниками представлены значения Q_C , полученные нами из экспериментальных данных. Видно, что треугольники хорошо ложатся на расчетную кривую. Отметим, что положение кривой $Q_C(x)$ на графике слабо зависит от исходного значения a_{\parallel} . На рис. 2 для иллюстрации этого пунктирной кривой 2 представлен гипотетический случай, когда $a_{\parallel} = a_{\text{GaAs}}$, т.е. когда период решетки задается сильно рассогласованной подложкой. И даже в этом случае изменение кривой $Q_C(x)$ мало, не говоря уже об изменении a_{\parallel} в пределах от a_b до $a_{q\omega}$. Это означает, что для многоямных структур или сверхрешеток ZnCdTe/ZnTe разрывы зон практически не зависят от соотношения толщин КЯ и барьеров.

5. Заключение

Методом ТРСГУ обнаружен сигнал, обусловленный эмиссией электронов с основного уровня размерного квантования в зоне проводимости высокоомной структуры с одиночной КЯ на границе ZnCdTe/ZnTe. Энергия активации этого уровня коррелирует с энергетическим положением линии излучения КЯ в спектрах катодолуминесценции (КЛ). Предложена процедура расчета параметра разрыва зоны проводимости Q_C , основанная на экспериментальных данных ТРСГУ и КЛ при известной ширине КЯ. Для структур с одиночной КЯ на гетерогранице $\text{Zn}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}/\text{ZnTe}$ при $x = 0.2-0.22$ установлено, что $Q_C = 0.82 \pm 0.05$. Показано, что найденный разрыв зон определяется в основном внутренними упругими напряжениями, возникающими в области КЯ из-за рассогласования периодов кристаллической решетки ямы и барьера. Расчетная кривая $Q_C(x)$ хорошо согласуется с полученными экспериментальными данными.

Данная работа была поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 98-02-16890).

Список литературы

- [1] H. Mariette, F. Dal'bo, N. Magnea, G. Lentz, H. Tuffigo. Phys. Rev. B, **38**, 12443 (1988).
- [2] P. Peyla, Y. Merle d'Aubigné, A. Wasiela, R. Romestain, H. Mariette. Phys. Rev. B, **46**, 1557 (1992).
- [3] Tran Min Duc, C. Hsu, J.P. Faurie. Phys. Rev. Lett., **58**, 1127 (1987).
- [4] T.W. Kim, H.L. Park. J. Cryst. Growth, **159**, 467 (1996).
- [5] O. Chretien, R. Apetz, L. Vescan, A. Souifi, H. Lüth, K. Schmalz, J.J. Koulman. J. Appl. Phys., **78**, 5439 (1995).
- [6] K.L. Jiao, W.A. Anderson. J. Appl. Phys., **73**, 271 (1993).
- [7] D.V. Lang. J. Appl. Phys., **45**, 3023 (1974).
- [8] C.B. Norris. J. Appl. Phys., **53**, 5172 (1982).
- [9] П.С. Киреев, А.Г. Корницкий, В.Н. Мартынов, Ю.В. Платонов, А.В. Ванюков. ФТП, **4**, 900 (1970).
- [10] G. Bastard, J.A. Brum. IEEE J. Quant. Electron., **QE-22**, 1625 (1986).
- [11] H. Mathieu, P. Lefebvre, P. Christol. Phys. Rev. B, **46**, 4092 (1992).
- [12] Х. Кейси, М. Паниш. *Лазеры на гетероструктурах* (М., Мир, 1981) т. 2, с. 15.
- [13] R.K. Swank. Phys. Rev., **153**, 844 (1967).
- [14] H.J. Lozykowski, V.K. Shastri. J. Appl. Phys., **69** 3235 (1991).
- [15] F.K. Pollak, M. Cardona. Phys. Rev. B, **172**, 816 (1968).
- [16] C.G. Van de Walle. Phys. Rev. B, **39**, 1871 (1989).
- [17] W. Wardzynski, W. Giriat, H. Szymaczek, R. Kowalczyk. Phys. St. Sol. (b), **49**, 71 (1972).
- [18] M. Zigone, H. Roux-Buisson, H. Tuffigo, N. Magnea, H. Mariette. Semicond. Sci. Technol., **6**, 454 (1991).
- [19] D.J. Thomas. J. Appl. Phys., **32**, 2298 (1961).
- [20] P.J. Parbrook, B. Henderson, K.P. O'Donnell, P.J. Wright, B. Cockayne. J. Cryst. Growth, **117**, 492 (1992).

Редактор Т.А. Полянская

Band offset in $Zn_{1-x}Cd_xTe/ZnTe$ single quantum well structure grown by molecular beam epitaxy on GaAs (001)

V.I. Kozlovsky, V.G. Litvinov*, Yu.G. Sadofyev

Lebedev Physical Institute,
Russian Academy of Sciences,
117924 Moscow, Russia

* Ryazan State Radiotechnical Academy,
390000 Ryazan, Russia

Abstract $ZnTe$ epilayers and strained $Zn_{1-x}Cd_xTe/ZnTe$ quantum well (QW) structures grown by MBE on GaAs(001) substrates have been studied by deep level current transient spectroscopy (DLCTS) and low-temperature cathodoluminescence (CL). DLCTS spectra of the QW structures were found to have an intense peak due to emission of the well electrons. Based on DLCTS- and CL-data, the parameter Q_C of the conduction-band discontinuity was determined. For the $Zn_{1-x}Cd_xTe/ZnTe$ single quantum well structures with $x = 0.2-0.22$, $Q_C = 0.82 \pm 0.01$ was found. The effect of elastic internal stresses on the band discontinuity at the $Zn_{1-x}Cd_xTe/ZnTe$ QW interfaces and the Q_C parameter was also calculated. The calculation results were found to be in good agreement with the experimental data.