

Фотолюминесценция гетероструктур на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии

© 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*

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

* Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, 630090 Новосибирск, Россия

(Получена 28 декабря 2010 г. Принята к печати 31 декабря 2010 г.)

Исследована фотолюминесценция (ФЛ) гетероструктур на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на подложках из GaAs и Si. Установлено, что для подобных структур характерно существенное нарушение дальнего порядка в кристаллической решетке. Показано, что наблюдаемое разупорядочение в основном обусловлено неравновесным характером МЛЭ и может быть частично снято постростовым термическим отжигом. В спектрах эпитаксиальных слоев и в структурах с потенциальными ямами без эффекта размерного квантования при низких температурах доминирует пик рекомбинации экситона, локализованного в хвостах плотности состояний, энергия которого существенно меньше ширины запрещенной зоны. В квантово-размерных структурах при низких температурах основной пик ФЛ обусловлен рекомбинацией носителей заряда между уровнями квантования, и энергия излучаемого фотона строго определяется эффективной (с учетом энергии уровней квантования) шириной запрещенной зоны.

1. Введение

Твердые растворы теллуридов кадмия и ртути (КРТ, химическая формула $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$) занимают лидирующее место среди материалов для инфракрасных фотоприемников [1,2]. В последнее время КРТ рассматривается и как материал для изготовления излучателей главным образом на ближний и средний инфракрасный диапазон (1.5–5 мкм), актуальный для мониторинга окружающей среды [3,4]. Это связано с существенным прогрессом технологии молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) КРТ.

При разработке приборных структур оптоэлектроники важную роль играет исследование фотолюминесценции (ФЛ). ФЛ КРТ подробно изучалась на объемных кристаллах и пленках, выращенных жидкофазной эпитаксией (ЖФЭ) [5–7]. Текущий интерес к изучению люминесценции КРТ [8–12] связан не только с разработкой излучателей, но и с тем, что данные ФЛ позволяют характеризовать дефектно-примесную структуру материала и определить влияние на нее различных видов постростовой обработки, что весьма актуально для структур, синтезированных МЛЭ.

В настоящей работе приводятся результаты исследований ФЛ гетеро- и наноструктур КРТ, выращенных методом МЛЭ на подложках из GaAs и Si.

2. Эксперимент

Структуры были выращены на подложках (310)GaAs и (310)Si с буферными слоями ZnTe (толщина 30 нм) и CdTe (толщина 2–6 мкм). Объектами исследований

были гетероструктуры с однородным по составу x_a „активным“ слоем КРТ с $0.33 < x_a < 0.63$ толщиной от 3 до 9 мкм, подробное описание метода выращивания которых приведено в [13], и наноструктуры с потенциальными ямами (ПЯ) с составом x_w в яме $0.33 < x_w < 0.41$ и шириной ям 33–200 нм, описание метода выращивания которых приведено в [14]. Значения x_a и x_w и толщина слоев в структурах контролировались с помощью эллипсометрических измерений *in situ* [14]. Дополнительный контроль x_a проводился *ex situ* на основе измерений спектров оптического пропускания и фотопроводимости [15]. Была использована эмпирическая зависимость ширины запрещенной зоны от состава и температуры $E_g(x, T)$ из работы [16]. На поверхности структур с однородным „активным“ слоем выращивался защитный варизонный слой толщиной ~ 1.0 мкм. Его состав у поверхности был равен $x_v \approx 0.5$ для структур с $x_a \approx 0.3$ –0.4 и $x_v \approx 0.8$ для структур с $x_a \approx 0.6$. Толщина варизонного слоя на границе с буферным слоем CdTe составляла ~ 0.3 мкм.

Непосредственно после роста структуры имели проводимость *n*-типа. Для исследования ФЛ из них выкальвались образцы площадью ~ 1 см². Часть образцов подвергалась отжигу в атмосфере гелия или в парах ртути. Отжиг в атмосфере He применяется для перевода образцов КРТ с $x < 0.4$ в *p*-тип проводимости за счет генерации вакансий ртути [17]. „Стехиометрический“ отжиг КРТ в насыщенных парах Hg при $T < 290^\circ\text{C}$ не изменяет *n*-тип проводимости материала и используется для стабилизации структуры твердого раствора [18].

ФЛ изучалась в диапазоне температур $4.2 < T < 300$ К при импульсном возбуждении полупроводниковым лазером InGaAs/GaAs с длиной волны 1.03 мкм. Спектры записывались на автоматизированной установке с

[†] E-mail: mynkad@mail.ioffe.ru

Таблица 1. Параметры структур с однородным „активным“ слоем, выращенных на подложках из GaAs

Образец	h , мкм	Обработка	Параметры обработки		x_a	$\delta(LE)$, мэВ ($T = 4.2$ К)	$\Lambda(LE)$, мэВ ($T = 4.2$ К)	E_0 , мэВ
			T , °С	t , ч				
#0031	3.7	После роста	—	—	0.340	16	55	7.5
		Отжиг в He	250	15		9	30	
		Отжиг в Hg	260	15		7	30	
#1003	4.1	После роста	—	—	0.377	17	43	8.3
		Отжиг в He	250	15		11	25	
		Отжиг в Hg	260	15		10	31	
#0929	8.8	После роста	—	—	0.399	15	37	8.7
		Отжиг в He	250	15		9	20	
		Отжиг в Hg	260	15		7	18	
#1215	5.2	После роста	—	—	0.570	30	73	9.1
		Отжиг в He	250	15		18	42	
		Отжиг в Hg	250	15		16	30	
#1108	5.2	После роста	—	—	0.620	22	21	8.4
		Отжиг в He	270	20		12	33	

монохроматором МДР-23. Сигнал ФЛ регистрировался Ge-фотодиодом или охлаждаемым InSb-фотодиодом. Возбуждение сигнала осуществлялось со стороны гетероструктуры, а регистрация — со стороны подложки.

в коротковолновую область относительно линий ФЛ исходных образцов несколько меньше, чем после отжига в атмосфере He (кривые I' и $2''$).

3. Результаты и их обсуждение

3.1. Фотолюминесценция гетероструктур с однородным „активным“ слоем, выращенных на подложках из GaAs

Параметры структур после роста и термического отжига приведены в табл. 1, где h — общая толщина гетероструктуры. На рис. 1 представлены типичные спектры ФЛ ($T = 4.2$ К) структур с тремя составами „активной“ области до и после термического отжига. Как видно, спектры исходных (неотожженных) структур содержали одну полосу (кривые I , 2 и 3). Эта полоса имела гауссову форму с полушириной δ ; значения δ приведены в табл. 1. В спектрах структур с $x_a \approx 0.3$, прошедших термический отжиг в атмосфере He (кривая I'), появлялась дополнительная длинноволновая полоса, отстоявшая от основной, наиболее высокоэнергетической (ВЭ), полосы на 15–18 мэВ. Эта полоса с $\delta \approx 22$ –30 мэВ при $T = 4.2$ К прослеживалась до $T \approx 50$ –80 К и может быть приписана переходам „зона проводимости–акцептор“ ($c-A$) [19]. Акцепторный уровень в данном случае обусловлен вакансией ртути, и его глубина залегания хорошо соответствует литературным данным $E_A \approx 17$ мэВ [9–11]. Следует отметить существенный коротковолновый сдвиг полос ФЛ образцов гетероструктур КРТ после термического отжига в атмосфере He. Полуширины ВЭ-полос в отожженных образцах были меньше, чем в исходных (табл. 1). Спектры ФЛ структур, отожженных в парах Hg, состояли из одной, еще более узкой линии и были сдвинуты

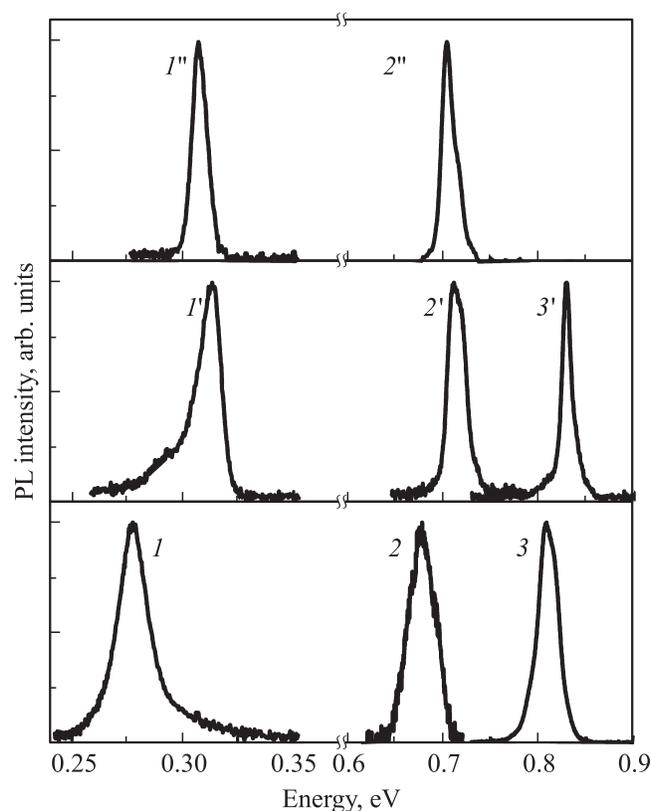


Рис. 1. Нормализованные спектры ФЛ структур, выращенных на подложках из GaAs: #0031 (I), 1215 (2) и 1108 (3). Спектры I , 2 и 3 записаны для исходных структур, I' , $2'$ и $3'$ — после отжига в атмосфере He, I'' и $2''$ — после отжига в парах Hg.

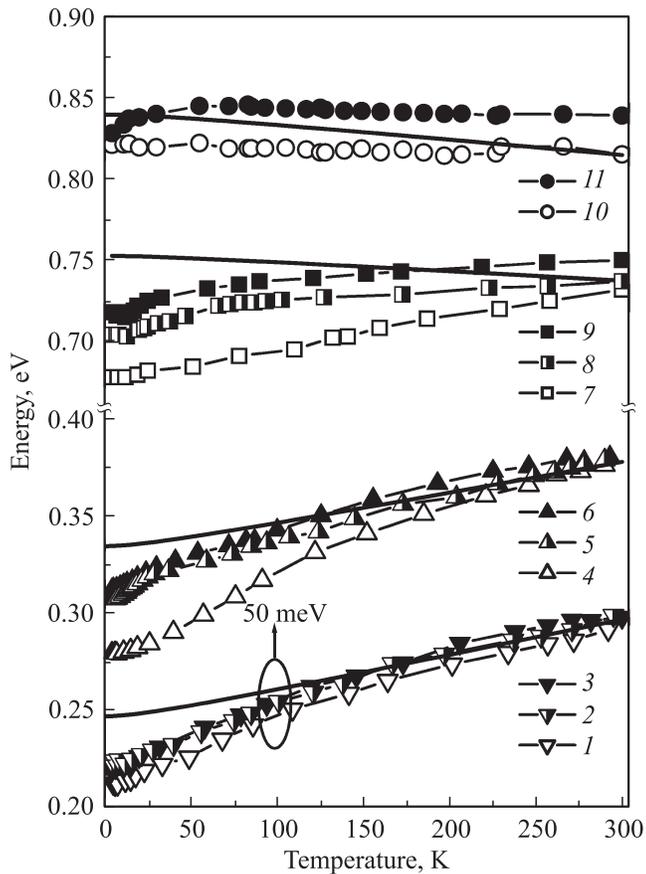


Рис. 2. Температурные зависимости энергетического положения пиков „краевой“ ФЛ для образцов: #1030 (кривые 1–3), 0031 (4–6), 1215 (7–9) и 1108 (10) и (11). Кривые 1, 4, 7 и 10 соответствуют исходным структурам; 2, 5 и 8 — отожженным в парах Hg; 3, 6, 9 и 11 — отожженным в атмосфере Ne. Кривые для образца #1030 смещены вниз на 50 мэВ для наглядности. Сплошные линии — расчетные зависимости $E_g(T)$ для исходных образцов.

На рис. 2 представлены температурные зависимости положения максимума ВЭ-полосы ФЛ E_{PL} для типичных образцов. Здесь же представлены расчетные зависимости $E_g(T)$ для КРТ соответствующих составов (для исходных структур). Видно, что для исследованных структур при низких температурах ($T < 100$ К) оказалось характерным отличие наклона температурного хода E_{PL} от наклона $E_g(T)$. Кроме того, при $4.2 < T < 20$ К у ряда структур наблюдался немонотонный ход E_{PL} : зависимость $E_{PL}(T)$ имела минимум при $T \approx 12$ – 15 К. Эти особенности типичны для КРТ рассматриваемых составов и объясняются тем, что в спектре ФЛ доминирует линия излучательной рекомбинации экситона, локализованного в хвостах плотности состояний (LE) [7–10]. При температурах, близких к комнатной, в КРТ обычно наблюдают межзонные переходы $c-v$ [7]. Для твердых растворов соединений II–VI, у которых существенно различаются E_g компонентов и имеет место сильная зависимость ширины запрещенной

зоны от температуры, характерны масштабные хвосты, обусловленные флуктуациями состава [20]. Элементарная классическая теория [21] позволяет рассчитать характерный размах этих хвостов E_0 и соответственно ширину линий излучения LE. Максимальная величина E_0 , соответствующая КРТ с $x = 0.50$, согласно расчету составляет ~ 10 мэВ [22]. Этот результат находится в хорошем согласии с экспериментальной зависимостью энергии локализации экситона от x , определенной для слоев КРТ, выращенных ЖФЭ [6], для которых при $x = 0.50$ эта энергия составила ~ 12 мэВ. Однако для структур МЛЭ КРТ и полуширина полос излучения LE, и наблюдавшаяся при $T = 4.2$ К разность $E_g - E_{PL} = \Delta$ оказались существенно больше расчетных значений E_0 (табл. 1).

Полученные значения δ и Δ , а также динамика поведения полосы LE после отжига (ее сдвиг и изменение δ) говорят о существенном нарушении дальнего порядка в кристаллической решетке материала „активного“ слоя непосредственно после роста. В последнее время для оценки подобных нарушений применяют макроскопические подходы, позволяющие определить некие обобщенные параметры разупорядочения твердых растворов (см., например, [23–25]). В работе [26] мы применили модель [24] для оценки меры разупорядочения МЛЭ КРТ и показали, что эта мера удовлетворительно описывается полушириной линии ФЛ при $T = 4.2$ К. Исходя из этого на основании данных табл. 1 можно утверждать, что структуры на подложках из GaAs непосредственно после роста характеризовались разупорядочением, значительно превышавшим то, которое могло быть вызвано чисто стохастическими флуктуациями состава. Отжиг, особенно в парах Hg, существенно снижал разупорядочение и для структур с $x_a \approx 0.3$ – 0.4 сводил его к стохастическим флуктуациям состава. Для структур с $x_a > 0.5$ нарушение дальнего порядка оставалось существенным и после отжига.

3.2. Фотолюминесценция гетероструктур с однородным „активным“ слоем, выращенных на подложках из Si

Вследствие большого рассогласования параметров кристаллической решетки $Hg_{1-x}Cd_xTe$ и Si слои КРТ, выращенные на кремниевых подложках, характеризуются большей дефектностью, чем слои на подложках из GaAs и тем более CdZnTe. ФЛ гетероструктур КРТ на подложках из кремния ранее не изучалась. Параметры исследованных нами образцов после роста и отжигов приведены в табл. 2. На рис. 3 приведены спектры ФЛ ($T = 4.2$ К) трех структур с различными составами „активной“ области. Как следует из сравнения с рис.1, эти спектры отличаются от спектров структур с близкими значениями x_a , выращенных на подложках из GaAs. В спектрах структур на подложке из Si непосредственно после роста присутствуют как минимум две линии излучения (детали разложения спектров приведены в [27]).

Таблица 2. Параметры структур, выращенных на подложках из Si

Образец	h , мкм	Обработка	Параметры обработки		x_a	$\delta(LE)$, мэВ ($T = 4.2$ К)	$\Lambda(LE)$, мэВ ($T = 4.2$ К)	E_0 , мэВ
			T , °С	t , ч				
#1030	5.2	После роста	—	—	0.329	12	27	7.2
		Отжиг в He	245	4		20	31	
		Отжиг в Hg	230	20		4	26	
#1103	5.1	После роста	—	—	0.325	10	27	7.1
		Отжиг в He	245	4		15	32	
		Отжиг в Hg	230	20		4	25	
#0318	3.7	После роста	—	—	0.580	33	n/a	9.0
		Отжиг в He	270	20		32	n/a	
#0321	3.8	После роста	—	—	0.640	34	37	7.9
		Отжиг в He	270	20		37	32	

Энергетическое расстояние между максимумами линий для структур с $x_a \approx 0.3$ и $x_a \approx 0.6$ составляло соответственно ~ 12 и ~ 40 мэВ. Полуширины ВЭ-линий спектров ФЛ приведены в табл. 2. В структурах с $x_a \approx 0.3$ регистрация спектров при различном времени, прошедшем с момента выключения возбуждения, показала,

что ВЭ-полосы имели время жизни $\tau \approx 0.5$ мкс, в то время как для низкоэнергетических (НЭ) полос время жизни составляло $\tau \approx 1.9$ мкс. Также с увеличением времени после выключения возбуждения наблюдался сдвиг НЭ-полос в длинноволновую область. ВЭ-полосы регистрировались в диапазоне температур 4.2–300 К. Температурный ход их максимума E_{PL} при $T < 150$ К был типичным для излучения LE (рис. 2): E_{PL} была меньше величины E_g , и при $T < 25$ К наблюдалась немонокотная зависимость $E_{PL}(T)$ (наличие минимума может быть связано с превышением времени термализации локализованного экситона над временем его рекомбинации). НЭ-полосы исчезали при $T > 50$ К и, судя по их кинетике, были обусловлены донорно-акцепторной рекомбинацией [7]. В структурах с $x_a \approx 0.6$ НЭ-крыло сохранялось в спектре до $T \approx 80$ К и было, по-видимому, обусловлено переходами с участием более глубоких, чем в структурах с $x_a \approx 0.3$, акцепторных состояний.

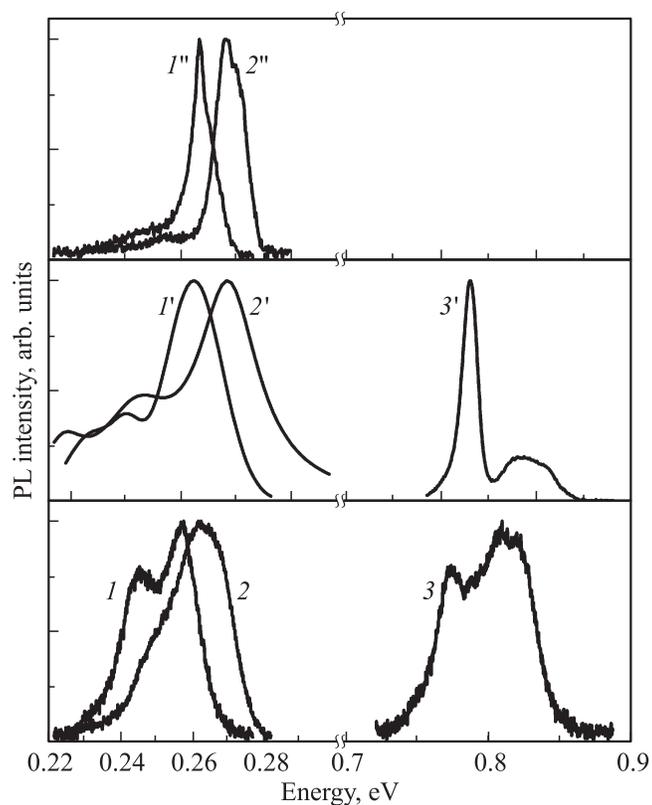


Рис. 3. Нормализованные спектры ($T = 4.2$ К) ФЛ структур, выращенных на подложках из Si: #1103 (1), 1030 (2) и 0321 (3). Спектры 1, 2 и 3 были записаны для исходных структур, 1', 2' и 3' — после отжига в атмосфере He, 1'' и 2'' — после отжига в парах Hg. Для наглядности спектры 1' и 2' были сглажены и очищены от шумов.

Спектры ФЛ структур, выращенных на подложках из Si и отожженных в парах Hg (кривые 1'' и 2'' на рис. 3), также отличались от спектров отожженных в парах ртути структур, выращенных на подложках из GaAs. Для структур на подложках из Si с $x_a \approx 0.3$ при $T = 4.2$ К в спектре ФЛ наблюдались три полосы [27]. Так, для структуры #1030 два узких ВЭ-пика с $\delta = 4$ и 6 мэВ отстояли друг от друга на 4 мэВ. С увеличением температуры до 10 К две полосы сливались в одну, которая наблюдалась до $T = 300$ К. При $T < 150$ К ее поведение соответствовало поведению линии ФЛ, обусловленной излучением LE, при более высоких температурах — линии межзонного излучения. Полосу, отстоявшую от пика излучения LE на ~ 4 мэВ, можно было интерпретировать как рекомбинацию экситона, связанного на мелкой примеси (BE), — вероятнее всего, на нейтральном акцепторе [7]. Более широкая ($\delta = 25$ мэВ при $T = 4.2$ К) НЭ-полоса отстояла от ВЭ-полосы на 10–16 мэВ, исчезала при $T > 50$ К и была, по-видимому, связана с переходами типа $c-A$.

Таблица 3. Параметры исследованных структур с ПЯ шириной 200 нм

Образец	#1114	#1141	#0111	#0114	#0908	#0507	#0511	#0212
Технология модуляции состава	I		II					
x_w	0.36	0.41	0.40	0.32	0.30	0.36	0.37	0.38
x_b	0.72	0.74	0.75	0.69	0.50	0.52	0.55	0.54

Спектры структур с $x_a \approx 0.3$, выращенных на подложках из Si и отожженных в атмосфере He (кривые I' и II'), при $T = 4.2$ К состояли из ВЭ-полосы с $\delta = 17$ мэВ и НЭ-крыла. ВЭ-полосы прослеживались в спектрах до $T = 300$ К с поведением, характерным для полос LE, переходящих с повышением температуры в линии межзонного излучения. НЭ-крыло регистрировалось в спектрах до $T \approx 80$ К и могло быть приписано переходам c–A. Размытие этого крыла могло говорить о том, что, кроме вакансий ргуги, в подобных структурах имелись и другие акцепторы, о чем свидетельствовали и НЭ-полосы в спектрах структур, отожженных в парах Hg.

Спектры отожженных в атмосфере He структур с $x_a \approx 0.6$ состояли из широкой ВЭ-полосы ($\delta \approx 40$ –60 мэВ) и узкого ($\delta \approx 10$ –12 мэВ) НЭ-пика (см. кривую 3'). Они были сдвинуты в коротковолновую сторону относительно полос ФЛ исходных образцов, но энергетическое расстояние между пиками (40 мэВ) оставалось таким же, каким было до отжига. С увеличением температуры интенсивность ВЭ-полосы падала сильнее, чем НЭ-пика, и при $T = 60$ К ВЭ-полоса исчезала. Повидимому, здесь в результате отжига более эффективным становился канал рекомбинации через акцепторные центры. Поскольку полосы излучения, связанные с рекомбинацией через эти центры, присутствовали в спектрах всех структур, выращенных на подложках из Si, можно приписать их возникновение влиянию подложки.

В целом данные ФЛ свидетельствовали о хорошем качестве слоев КРТ с $x_a \approx 0.3$, выращенных на подложках из Si. Значения δ „краевых“ пиков и Λ при $T = 4.2$ К (табл. 2) позволяют утверждать, что в этих слоях нарушение дальнего порядка в кристаллической решетке твердого раствора было меньше, чем для слоев, выращенных на подложках из GaAs. Об этом же говорит незначительное смещение пика ФЛ в этих слоях после отжига в парах Hg. Для структур с $x_a \approx 0.6$ разупорядочение было весьма существенным и до отжига и после. Можно предположить, что в основном оно было обусловлено неравновесным характером МЛЭ-процесса.

3.3. Фотолюминесценция гетероструктур с „широкими“ потенциальными ямами

Структуры с ПЯ шириной $d = 200$ нм были выращены на подложках из GaAs при различных режимах роста.

Модуляция состава КРТ для формирования ПЯ проводилась изменением положения заслонки (технология I) или температуры (технология II) молекулярного источника Te [14]. Параметры структур приведены в табл. 3, где x_b — состав твердого раствора в барьерных слоях. Типичные расчетные значения энергии первого уровня размерного квантования для электронов и дырок E_{e1} и E_{h1} составляли в исследованных структурах ~ 0.3 и ~ 0.02 мэВ соответственно [22]. При таких параметрах эффект квантования в спектрах ФЛ не наблюдается.

На рис. 4 представлены низкотемпературные спектры ФЛ двух исходных и отожженных структур, выращенных по технологиям I и II. Спектр исходной структуры #1114 представлял собой одиночную линию гауссовой формы с $\delta \approx 17$ мэВ, температурная зависимость ее пика вела себя аналогично зависимости E_{PL} в неотожженных гетероструктурах с однородным „активным“ слоем. После отжига в атмосфере He (250°C , 3 ч) в спектрах этой структуры присутствовали две полосы лоренцевой формы. ВЭ-полоса с $\delta \approx 7$ мэВ при $T = 4.2$ К наблюдалась в температурном интервале 4.2–300 К. При низкой температуре ее максимум был сдвинут в длинноволновую область относительно энергии запрещенной зоны материала в яме E_{gw} . При $T > 170$ К

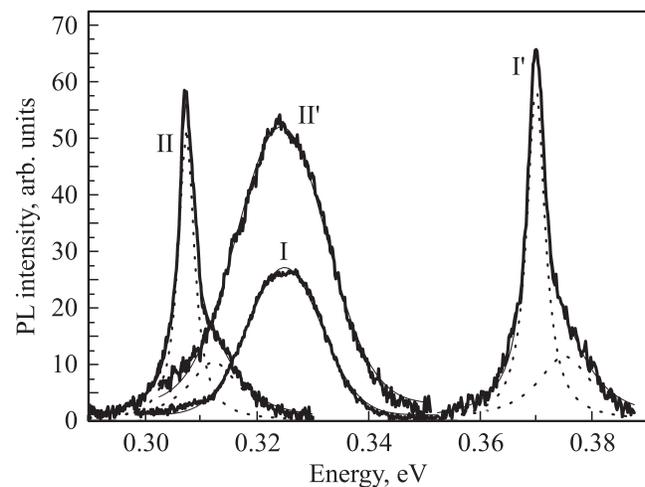


Рис. 4. Низкотемпературные ($T = 4.2$ К) спектры ФЛ структур с ПЯ: #1114 (технология I, спектры I и I') и 0511 (технология II, спектры II и II'). Спектры I и II записаны для исходных структур, I' и II' — после отжига.

энергия пика соответствовала E_{gw} . НЭ-пик, отстоявший от „краевого“ на 5 мэВ, доминировал в спектре при $T < 50$ К и при $T = 4.2$ К имел полуширину 3 мэВ. В соответствии с ранее проведенной интерпретацией можно принять, что в спектрах исходной структуры наблюдалась полоса LE, а в спектре отожженной структуры, кроме нее, присутствовала полоса BE.

В спектрах ФЛ исходных структур #0507, #0511 и #0212 при $T = 4.2$ К наблюдались узкие полосы лоренцевой формы: для образца #0507 — одна полоса с $\delta = 12$ мэВ, для образцов #0511 и #0212 — две полосы с полуширинами в 4–6 и 10–12 мэВ соответственно, разделенные расстоянием в ~ 5 мэВ. В данном случае в спектрах исходных структур, вероятно, наблюдались полосы излучения LE, а также BE с $E_A \approx 5$ мэВ. Типичное время жизни полосы LE составляло около 4.5 мкс, полосы BE — 0.5 мкс. Время жизни единственной полосы ФЛ в спектре структуры #0507 (3.2 мкс) и ее полуширина $\delta = 12$ мэВ свидетельствовали о том, что эта полоса была обусловлена рекомбинацией LE. После отжига в атмосфере He (260°C , 3 ч) интенсивность ФЛ данных структур упала, а спектры трансформировались в одиночные полосы гауссовой формы с $\delta \approx 14$ мэВ при $T = 4.2$ К, обусловленные, очевидно, излучением LE.

Одиночные полосы гауссовой формы с $\delta \approx 11$ –15 мэВ при $T = 4.2$ К, обусловленные излучением LE, наблюдались и в спектрах исходных структур #0111, #0114 и #0908. После отжига в атмосфере He полуширина этих полос оставалась неизменной или немного возрастала. Заметим, что отжиг оказывал влияние на структуру твердого раствора не только в яме, но и в барьерных слоях. Так, для образца #0507 полуширина линии ФЛ из барьерного слоя после отжига уменьшилась с 13 до 7 мэВ, а сама линия с исходной энергией пика $E_{PL} = 0.507$ эВ ($T = 4.2$ К) сдвинулась в коротковолновую сторону на ~ 30 мэВ.

Таким образом, форма и полуширина спектров ФЛ структур с „широкими“ ПЯ оказались чувствительными и к технологическим режимам выращивания структур, и к последующему термическому отжигу. Это подтверждает репутацию ФЛ как инструмента для выявления дефектности структуры МЛЭ КРТ [10], что может быть использовано как для определения природы дефектов, так и для отбраковки материала в технологии приборов.

3.4. Фотолюминесценция структур с квантовыми ямами

Наноструктуры с ямами шириной $d = 33$ –100 нм были выращены по технологии I на подложках из GaAs. При $T = 4.2$ К спектры образца #1224 с параметрами $x_w = 0.35$, $x_b = 0.82$ и $d = 33$ нм состояли из двух полос гауссовой формы. Энергии пиков этих полос составляли $E_{A1} = 0.354$ эВ ($\delta = 9$ мэВ) и $E_{A2} = 0.232$ эВ ($\delta = 20$ мэВ). Температурные зависимости энергетического положения пиков в диапазоне $4.2 < T < 100$ К представлены на рис. 5. Энергетическое положение и

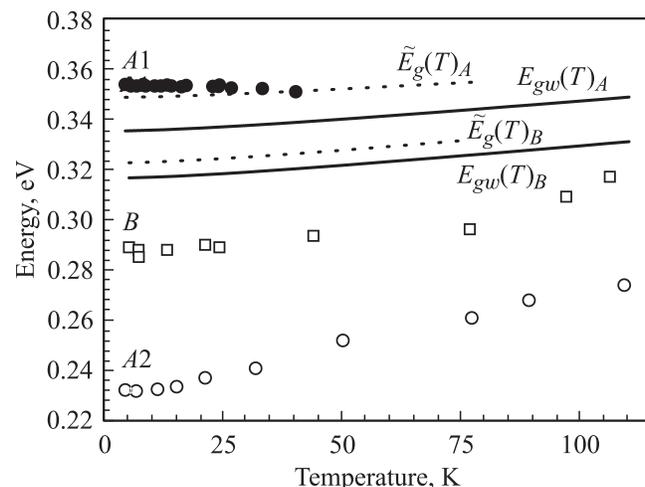


Рис. 5. Температурные зависимости энергетического положения пиков ФЛ (символы) структур #1224 (A1 и A2) и 0111 (B) и расчетные значения E_{gw} (сплошные) и \tilde{E}_g (штриховые линии) для этих структур.

полуширина пика A1 в интервале температур от 4.2 до 50 К практически не изменялись. Энергия пика A2 в этом интервале температуры возрастала, так же, как и его полуширина (от 20 до 28 мэВ). На рис. 5 также представлены расчетные значения E_{gw} для данной структуры и эффективной ширины запрещенной зоны $\tilde{E}_g = E_{gw} + E_{e1} + E_{h1}$. Как видно, во всем рассматриваемом диапазоне температур энергия пика A1 соответствует расчетному значению \tilde{E}_g . Это, а также постоянство полуширины данного пика при изменении температуры позволяют связать его с рекомбинацией носителей между уровнями квантовой ямы. Пик A2 может быть обусловлен переходами между первым уровнем размерного квантования для электронов и акцепторным центром в яме [28].

Поведение $E_{PL}(T)$ и $\delta(T)$ для образцов #0117 ($x_w = 0.34$, $x_b = 0.69$ и $d = 50$ нм) и #0116 ($x_w = 0.32$, $x_b = 0.68$ и $d = 100$ нм) оказалось аналогичным поведению температурных зависимостей этих параметров в структурах с „активным“ слоем микронной толщины и с ПЯ с $d = 200$ нм. Полуширина полосы ФЛ с ростом температуры монотонно возрастала, а энергия пика ФЛ при низких температурах была меньше E_g . Все эти особенности, как обсуждалось выше, характерны для рекомбинации LE. Таким образом, полученные нами данные подтвердили различие механизмов низкотемпературной ФЛ в КРТ в виде твердого раствора и в структурах с размерным квантованием [29]. В квантовых ямах основной пик ФЛ обусловлен рекомбинацией носителей между уровнями квантования, и его энергия $E_{PL} = \tilde{E}_g$. В „объемном“ КРТ доминирует пик рекомбинации LE и $E_{PL} = E_g - \Lambda$. Заметим, что значение Λ (~ 30 мэВ) позволяет оценить энергию центров, ответственных за появление пика A2 для структуры #1224: $E_A \approx 70$ мэВ, и

центр с подобной энергией ионизации хорошо известен в МЛЭ КРТ с $x \approx 0.3$ [30].

4. Заключение

Результаты исследований ФЛ гетероструктур на основе КРТ, выращенных МЛЭ, показали наличие в них характерного нарушения дальнего порядка в кристаллической решетке. Оно заметно превышает размах стохастических флуктуаций состава, но может быть частично снято постростовым термическим отжигом. Для структур с составом „активного“ слоя $x_a \approx 0.3-0.4$ низкотемпературной „стехиометрический“ отжиг в парах Hg сводит разупорядочение к стохастическим флуктуациям x . Для структур с $x_a > 0.5$ разупорядочение остается существенным и после отжига. Сравнительный анализ свойств структур, выращенных на подложках из GaAs и Si, а также структур, выращенных с использованием различных режимов формирования потенциальных ям, свидетельствует о том, что наблюдаемое разупорядочение обусловлено в основном неравновесным характером МЛЭ. Влияние подложки, в частности кремниевой, проявляется в возникновении каналов рекомбинации, связанных с акцепторными центрами.

В квантово-размерных структурах на основе МЛЭ КРТ при низких температурах основной пик ФЛ обусловлен рекомбинацией носителей заряда между уровнями квантования, и энергия излучаемого фотона строго определяется эффективной (с учетом энергии уровней) шириной запрещенной зоны. В спектрах эпитаксиальных слоев МЛЭ КРТ и в структурах с „широкими“ потенциальными ямами при низких температурах доминирует пик рекомбинации экситона, локализованного в хвостах плотности состояний, энергия которого существенно меньше E_g . При температурах от 120 К до комнатной в спектрах наблюдаются линии межзонных переходов.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 09-02-99027-р_офи).

Список литературы

- [1] M.A. Kinch. *J. Electron. Mater.*, **39**, 1043 (2010).
- [2] A. Rogalski, J. Antoszewski, L. Faraone. *J. Appl. Phys.*, **105**, 091101 (2009).
- [3] J. Bleuse, J. Bonnet-Gamard, G. Mula, N. Magnea, J.-L. Pautrat. *J. Cryst. Growth*, **197**, 529 (1999); J.P. Zanatta, F. Noel, P. Ballet, N. Hdadach, A. Million, G. Destefanis, E. Mottin, C. Kopp, E. Picard, E. Hadji. *J. Electron. Mater.*, **32**, 602 (2003).
- [4] А.А. Андронов, Ю.Н. Ноздрин, А.В. Окомельков, В.С. Варавин, Н.Н. Михайлов, Г.Ю. Сидоров. *ФТП*, **44**, 476 (2010); А.А. Андронов, Ю.Н. Ноздрин, А.В. Окомельков, А.А. Бабенко, В.С. Варавин, Д.Г. Икусов, Р.Н. Смирнов. *ФТП*, **42**, 177 (2008).
- [5] R. Legros, R. Triboulet. *J. Cryst. Growth*, **72**, 264 (1985).
- [6] A. Lusson, F. Fuchs, Y. Marfaing. *J. Cryst. Growth*, **101**, 673 (1990).
- [7] L. Werner, J.W. Tomm, K.H. Herrmann. *Infr. Phys.*, **31**, 49 (1991).
- [8] F.X. Zha, J. Shao, J. Jiang, W.Y. Yang. *Appl. Phys. Lett.*, **90**, 201112 (2007).
- [9] F. Yue, J. Wu, J. Chu, Z. Hu, Y. Li, P. Yang. *Appl. Phys. Lett.*, **93**, 131909 (2008).
- [10] I.C. Robin, M. Taupin, R. Derone, P. Ballet, A. Lusson. *J. Electron. Mater.*, **39**, 868 (2010).
- [11] J. Shao, L. Chen, W. Lu, X. Lü, L. Zhu, S. Guo, L. He, J. Chu. *J. Appl. Phys. Lett.*, **96**, 121915 (2010).
- [12] R. Haakenaasen, E. Selvig, C.R. Tonheim, T.O. Kongshaug, T. Lorentzen, L. Trosdahl-Iversen, J.B. Andersen, P. Gundersen. *J. Electron. Mater.*, **39**, 893 (2010).
- [13] Ю.Г. Сидоров, В.С. Варавин, С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов, М.В. Якушев, И.В. Сабина. *ФТП*, **35**, 1092 (2001).
- [14] N.N. Mikhailov, R.N. Smirnov, S.A. Dvoretzky, Yu.G. Sidorov, V.A. Shvets, E.V. Spesivtsev, S.V. Rykhliiski. *Int. J. Nanotechnol.*, **3**(1), 120 (2006).
- [15] V.I. Ivanov-Omskii, K.D. Мынбаев, N.L. Bazhenov, V.A. Smirnov, N.N. Mikhailov, G.Yu. Sidorov, V.G. Remesnik, V.S. Varavin, S.A. Dvoretzky. *Phys. Status Solidi C*, **7**, 1621 (2010).
- [16] C.R. Becker, V. Latussek, A. Pfeuffer-Jeschke, G. Landwehr, L.W. Molenkamp. *Phys. Rev. B*, **62**, 10353 (2000).
- [17] П.А. Бахтин, С.А. Дворецкий, В.С. Варавин, А.П. Коробкин, Н.Н. Михайлов, И.В. Сабина, Ю.Г. Сидоров. *ФТП*, **38**, 1207 (2004).
- [18] К.Д. Мынбаев, В.И. Иванов-Омский. *ФТП*, **40**, 3 (2006).
- [19] А.И. Ижнин, И.И. Ижнин, К.Д. Мынбаев, В.И. Иванов-Омский, Н.Л. Баженов, В.А. Смирнов, В.С. Варавин, Н.Н. Михайлов, Г.Ю. Сидоров. *Письма ЖТФ*, **35**(3), 103 (2009).
- [20] Л.Г. Суслина, А.Г. Плехин, Д.Л. Федоров, А.Г. Арешкин. *ФТП*, **12**, 2238 (1978).
- [21] С.Д. Барановский, А.Л. Эфрос. *ФТП*, **12**, 2233 (1978).
- [22] К.Д. Мынбаев, Н.Л. Баженов, В.И. Иванов-Омский, А.В. Шилиев, Н.Н. Михайлов, В.С. Варавин, С.А. Дворецкий, Ю.Г. Сидоров. *Письма ЖТФ*, **36**(23), 70 (2010).
- [23] Q. Li, S.J. Xu, M.H. Xie, S.Y. Tong. *J. Phys.: Condens. Mater.*, **17**, 4853 (2005).
- [24] J. Mattheis, U. Rau, J.H. Werner. *J. Appl. Phys.*, **101**, 113519 (2007).
- [25] M. Grundmann, C. Dietrich. *J. Appl. Phys.*, **106**, 123521 (2009).
- [26] V.I. Ivanov-Omskii, N.L. Bazhenov, K.D. Мынбаев, V.A. Smirnov, V.S. Varavin, N.N. Mikhailov, G.Yu. Sidorov. *Physica B*, **404**, 5035 (2009).
- [27] К.Д. Мынбаев, Н.Л. Баженов, В.И. Иванов-Омский, В.А. Смирнов, М.В. Якушев, А.В. Сорочкин, В.С. Варавин, Н.Н. Михайлов, Г.Ю. Сидоров, С.А. Дворецкий, Ю.Г. Сидоров. *Письма ЖТФ*, **36**(23), 39 (2010).
- [28] R.C. Miller, A.C. Gossard, W.T. Tsang, O. Munteanu. *Phys. Rev. B*, **25**, 3871 (1982).
- [29] E. Monterrat, L. Ulmer, R. Mallard, N. Magnea, J.L. Pautrat, H. Mariette. *J. Appl. Phys.*, **71**, 1774 (1992).
- [30] S. Krishnamurthy, M.A. Berding, Z.G. Yu, C.H. Swartz, T.H. Myers, D.D. Edwall, R. DeWames. *J. Electron. Mater.*, **34**, 873 (2005).

Редактор Л.В. Беляков

Photoluminescence of $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ -based heterostructures grown by molecular beam epitaxy

K.D. Mynbaev, N.L. Bazhenov, V.I. Ivanov-Omskii, N.N. Mikhailov, M.V. Yakushev*, A.V. Sorochkin*, V.G. Remesnik*, S.A. Dvoretzky*, V.S. Varavin*, Yu.G. Sidorov**

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

* Rzhanov Institute of Semiconductor Physics,
Siberian Branch of Russian Academy of Sciences,
630090 Novosibirsk, Russia

Abstract Photoluminescence (PL) of $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ -based heterostructures grown by molecular beam epitaxy (MBE) on GaAs and Si substrates are studied. It is found that such structures have a substantial transgression of the long-term order in the crystalline lattice. It is shown that the disorder observed is mainly due to the non-equilibrium character of molecular beam epitaxy, and can be compensated for with the post-growth thermal treatment. Spectra of epitaxial $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ films and structures with wide potential wells at low temperatures are dominated by the peak of recombination of exciton localized in the tails of the density of states; the energy of this peak is much smaller than the energy gap. In low-dimensional $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ -based structures the basic PL peak at low temperatures is due to recombination of the carriers from quantization levels, and the energy of the emitted photon is defined by the effective energy gap, which considers the energy of the levels.