

Экситонная фотолюминесценция и вертикальный транспорт фотовозбужденных носителей в сверхрешетках CdSe/CdMgSe

© И.И. Решина[¶], С.В. Иванов, Д.Н. Мирлин, И.В. Седова, С.В. Сорокин

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

(Получена 7 сентября 2004 г. Принята к печати 17 сентября 2004 г.)

Впервые исследованы спектры фотолюминесценции, возбуждения фотолюминесценции, рамановское рассеяние на фононах и вертикальный транспорт (вдоль направления роста) фотовозбужденных носителей и экситонов в слабонапряженных сверхрешетках CdSe/CdMgSe типа I, выращенных на подложках InAs методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Исследования проводились при различных температурах и интенсивностях возбуждения. Вертикальный транспорт исследовался чисто оптически по методу встроенной в сверхрешетку уширенной квантовой ямы, служившей резервуаром, в который попадают экситоны и носители заряда после туннелирования через сверхрешетку. При температурах 2–150 К транспорт преимущественно осуществляется свободными экситонами, но в сверхрешетках с периодами 5.9 и 7.3 нм он не является блоховским. Сравнение расчетных энергий межподзонных переходов в сверхрешетках с экспериментом дает относительную величину разрыва для валентной зоны в диапазоне 0.4–0.5. Из спектров рамановского рассеяния установлен двухмодовый характер поведения для оптических фононов в CdMgSe.

1. Введение

В настоящей работе впервые исследованы спектры фотолюминесценции (ФЛ) и возбуждения фотолюминесценции (ВФЛ), вертикальный транспорт носителей заряда и экситонов, а также рамановское рассеяние в сверхрешетках (СР) CdSe/CdMgSe. Насколько нам известно, ранее оптические и структурные свойства в СР типа I с квантовыми ямами CdSe не изучались из-за отсутствия соответствующих структур. Известно, что при росте гетероструктур ZnSe/CdSe вследствие большого рассогласования постоянных решетки (7%) даже тонкие (менее одного монослоя) слои CdSe превращаются в процессе роста в структуры с квантовыми дисками смешанного состава CdZnSe [1]. Люминесценция и рамановское рассеяние в подобных структурах с квантовыми дисками изучались нами ранее [2,3]. Исследовалась также фотолюминесценция в структурах с квантовыми ямами CdSe/ZnTe типа II, выращенных на подложке GaAs и буферном слое ZnTe [4]. Между тем было показано, что существует возможность выращивания методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) слабонапряженных структур CdSe/CdMgSe типа I со структурой цинковой обманки на подложках InAs [5].

С другой стороны, недавно эти материалы были предложены в качестве ключевого элемента нового типа гибридных лазерных диодов $A^{III}B^V/A^{II}B^VI$ среднего инфракрасного (ИК) диапазона. Такие лазерные гетероструктуры, состоящие из активного слоя InAs между слоями AlAsSb и Cd(Mg)Se, были недавно выращены с помощью МПЭ, и на них наблюдалась импульсная генерация с длиной волны 2.78 мкм вплоть до 100 К [6]. Формирование совершенной гетеровалентной границы между InAs и Cd(Mg)Se является основным условием

для изготовления лазеров ИК диапазона, работающих при высоких температурах.

Таким образом, представляет как фундаментальный, так и практический интерес исследование оптических свойств новых твердых растворов CdMgSe и сверхрешеток CdSe/CdMgSe, выращенных на подложках InAs, и в частности вертикального (вдоль оси роста) транспорта носителей заряда и экситонов через такие сверхрешетки. В данной работе использован впервые предложенный в [7] чисто оптический метод исследования вертикального транспорта носителей заряда и экситонов путем сравнения интенсивностей ФЛ из сверхрешетки и из встроенной в нее уширенной квантовой ямы (УКЯ).

2. Изготовление структур и методика эксперимента

Методом МПЭ были изготовлены три сверхрешетки CdSe/Cd_{1-x}Mg_xSe, параметры которых приведены в табл. 1. Сверхрешетки состояли из 40 периодов с выращенной в центральной части УКЯ CdSe шириной 100 Å, служившей резервуаром, в который попадали фотовозбужденные носители заряда в результате вертикального транспорта через СР.

Подложки InAs, предварительно пассивированные в растворе Na₂S, помещались в камеру МПЭ соединений A^{III}B^V. Там производился их последовательный отжиг под потоком As₄ вплоть до температуры 480°C — до получения отчетливой реконструкции поверхности (2 × 4). Далее подложки перемещались под вакуумом в камеру роста A^{II}B^{VI}, где и осуществлялось выращивание соединений CdMgSe после инициации роста в режиме эпитаксии с повышенной миграцией атомов [8]. Производился рост слоя CdMgSe толщиной 0.3 мкм при 280°C, затем выращивалось 40 периодов СР CdSe/CdMgSe с УКЯ CdSe в центре, затем слой CdMgSe толщиной

[¶] E-mail: reshina@dnm.ioffe.rssi.ru

Таблица 1. Параметры СР CdSe/Cd_{1-x}Mg_xSe и сравнение энергий расщеплений тяжелого и легкого экситонов и разностей расчетных энергий межподзонных переходов $e-hh$ и $e-lh$

СР	$d_w, \text{нм}/d_b, \text{нм}$	x	Эксперимент $E_{lh}-E_{hh}, \text{мэВ}$	Расчет $\Delta E, E_B$					
				Q	$\Delta E, \text{мэВ}$	$E_B, \text{мэВ}$	Q	$\Delta E, \text{мэВ}$	$E_B, \text{мэВ}$
1-235	3.65/3.65 (3.4/3.9)	0.23 (0.22)	37	0.40	37.2	25.4	0.3	28.5	31.0
1-106	2.95/2.95 (2.7/3.2)	0.16 (0.175)	34	0.45	32.5	21.4	0.3	20.0	31.2
1-105	1.85/1.85 (1.85/1.85)	0.18 (0.175)	22	0.50	22.8	19.2	0.3	10.7	30.2

Примечание. В скобках приведены значения, использованные в расчете и дающие наилучшее согласие с экспериментом. $\Delta E = E(e-lh) - E(e-hh)$, $E_B = E(e-hh) - E_{hh}$. Q — относительный разрыв валентной зоны.

0.1 мкм и слой CdSe толщиной 50 Å. Состояние поверхности в процессе роста контролировалось по дифракции электронов высокой энергии в отражении. Период СР, средняя концентрация Mg в СР и концентрация Mg в обкладках определились из измерений рентгеновской дифракции. Это позволяет определить одновременно толщины слоев ям (d_w) и барьеров (d_b), если концентрация Mg в барьерах и обкладках одинакова. Для двух СР с меньшими периодами толщины слоев ям и барьеров определялись независимо с помощью просвечивающей электронной микроскопии.

Измерения спектров ФЛ и рамановского рассеяния проводились на спектрометрах с двойными монохроматорами Jobin Ivon U-1000 и ДФС-24 с дисперсией 2.4 и 5 Å/мм соответственно. Регистрация осуществлялась охлаждаемыми фотоумножителями со счетом фотонов на GaAs и ФЭУ-79 соответственно. Возбуждение осуществлялось He-Ne-лазером (энергия $E_{\text{exc}} = 1.96$ эВ) и Ar⁺-лазером (энергия $E_{\text{exc}} = 2.54, 2.41$ эВ).

Спектры ВФЛ регистрировались на установке СДЛ-2 с монохроматорами МДР-23 (дисперсия 13 Å/мм) для измерения люминесценции и МДР-12 (дисперсия 24 Å/мм) для возбуждения люминесценции. Источником возбуждения была галогеновая лампа. На этой же установке измерялись спектры отражения в экситонной области. В этом случае образец освещался непосредственно сфокусированным светом галогеновой лампы.

Образец при измерениях находился в гелиевом криостате в парах гелия с откачкой или в гелиевом криостате с медным пальцем, в котором температура образца составляла $T \approx 30$ К.

3. Экспериментальные результаты и обсуждение

3.1. Спектры люминесценции

Спектры ФЛ СР измерялись при различных температурах от 2.2 до 100 К и различных интенсивностях возбуждения. Возбуждение производилось с энергией

выше энергии запрещенной зоны СР. На рис. 1 приведен спектр ФЛ для СР с периодом $d_w + d_b = 5.9$ нм. При гелиевых температурах в спектре наблюдалось шесть пиков, которые на основании температурных измерений были идентифицированы как линии локализованных и свободных экситонов в УКЯ (EW) и СР (SL) и две донорно-акцепторные полосы (D-A). Интерпретация основывается на том, что при повышении температуры относительная интенсивность пиков, связанных с

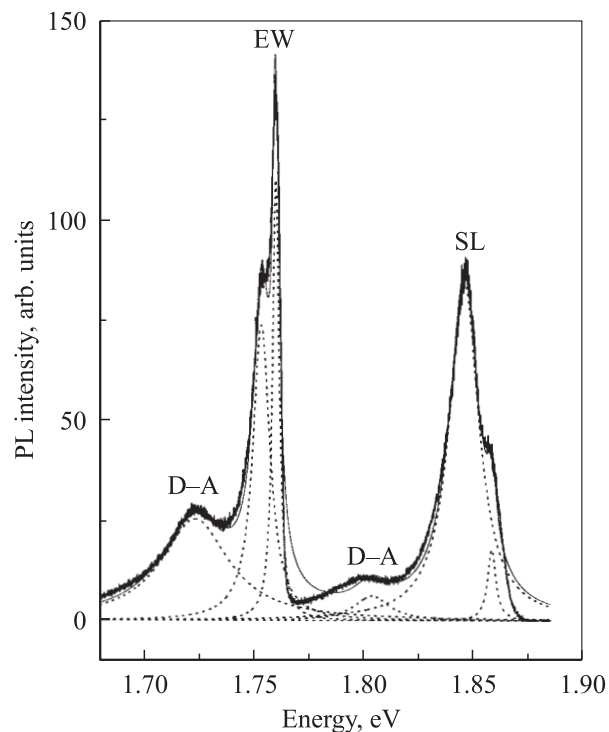


Рис. 1. Спектр фотолюминесценции (PL) СР (2.95/2.95) нм. $T = 2$ К; $E_{\text{exc}} = 1.96$ эВ. Пунктирные кривые — найденные путем разложения спектра линии свободных и локализованных экситонов в УКЯ (EW, область 1.75 эВ), в СР (SL, область 1.85 эВ), а также полосы донорно-акцепторных пар (D-A, 1.72 и 1.8 эВ); сплошная тонкая линия — суммарный спектр.

локализованными экситонами и донорно-акцепторной рекомбинацией, уменьшается. Донорно-акцепторный пик при увеличении интенсивности накачки сдвигается к высоким частотам и сужается. Такое поведение характерно для донорно-акцепторных пар и связано с насыщением удаленных пар и уменьшением среднего значения расстояния между донором и акцептором в паре. При очень слабых интенсивностях накачки наблюдалось появление дополнительных донорно-акцепторных пиков. При температуре 77 К в спектре ФЛ остается три пика: наиболее интенсивный пик, связанный с экситонами УКЯ; пик, связанный с экситонами СР; слабый пик донорно-акцепторных пар. Полуширина пиков ФЛ, обусловленных свободными экситонами, при 2 К составляла ~ 4 мэВ в УКЯ и ~ 6 мэВ в СР.

3.2. Спектры возбуждения люминесценции и спектры отражения

Спектры ВФЛ представлены на рис. 2. Кривые 1, 2 и 3 соответствуют спектрам возбуждения ФЛ из разных СР при детектировании в максимуме полосы люминесценции из УКЯ. Наблюдается резкий подъем интенсивности этой люминесценции, когда происходит возбуждение электронно-дырочных пар в сверхрешетке. При этом

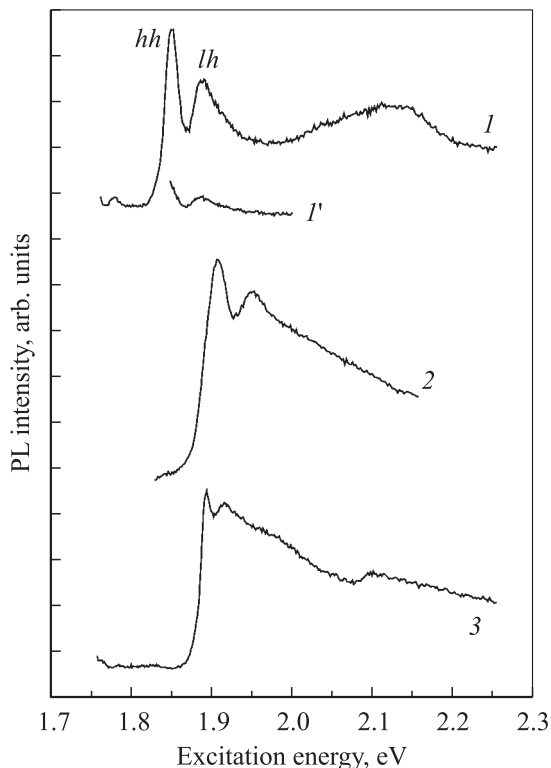


Рис. 2. Спектры возбуждения фотолуминесценции (PL). $T = 30$ К. 1, 1' — СР (3.65/3.65) нм, 2 — СР (2.95/2.95) нм, 3 — СР (1.85/1.85) нм. (1-3) — детектирование в максимуме линии hh -экситона УКЯ; 1' — детектирование в максимуме линии hh -экситона СР. Спектры смещены по оси ординат для наглядности.

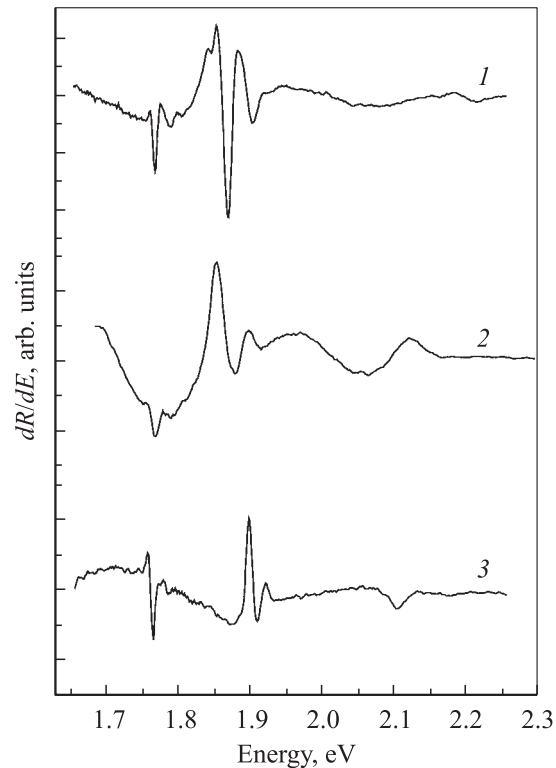


Рис. 3. Спектры отражения, продифференцированные по энергии. $T = 30$ К. 1 — СР (3.65/3.65) нм, 2 — СР (2.95/2.95) нм, 3 — СР (1.85/1.85) нм.

в спектре наблюдаются два пика, hh и lh , идентифицированные как обусловленные тяжелыми и легкими экситонами СР, и широкий пик при энергии, большей 2 эВ, по-видимому, соответствующий возбуждению в обкладках CdMgSe. При детектировании в пике тяжелого экситона СР наблюдается пик легкого экситона СР (спектр 1'). Идентификация hh и lh как пиков тяжелых и легких экситонов СР основана на измерениях при циркулярной поляризации излучения возбуждения и люминесценции. Пик hh был интенсивнее в поляризации $\sigma_+\sigma_+$, а пик lh в поляризации $\sigma_-\sigma_+$. Пики hh и lh видны в спектрах возбуждения вплоть до температур ~ 200 К, т.е. до диссоциации экситонов. Таким образом, из спектров возбуждения следует, что фотолуминесценция из УКЯ определяется экситонами и носителями заряда, возбужденными в СР и захваченными в УКЯ после их туннелирования сквозь СР. Наличие четких экситонных пиков сверхрешетки в спектре возбуждения указывает на то, что экситоны принимают существенное участие в вертикальном транспорте. Мы полагаем, что их участие является определяющим по сравнению со свободными носителями, так как время формирования экситонов обычно меньше времени их излучения. На рис. 3 представлены производные по энергии спектров отражения сверхрешеток dR/dE . Видны резонансные пики, соответствующие тяжелым и легким экситонам УКЯ и СР, а также пики люминесценции из обкладок.

3.3. Зависимость вертикального транспорта от температуры и плотности накачки

Об эффективности вертикального транспорта и, в частности о его зависимости от температуры можно судить по отношению интегральной интенсивности экситонной ФЛ из УКЯ, $I(EW)$, к интегральной интенсивности ФЛ экситона из СР, $I(SL)$ (рис. 4). В области низких температур зависимость от температуры очень слабая, а начиная примерно с 17 К и выше она имеет активационный характер, что можно объяснить делокализацией экситонов. Для СР (1.85/1.85) нм энергия активации составляет $\varepsilon = 8.5$ мэВ. Для СР (2.95/2.95) нм было найдено меньшее значение — 3.7 мэВ, и возможная причина заключается в том, что в измеренном температурном интервале диссоциация только начинается.

Эффективность вертикального транспорта, которую можно определить как отношение интегральной интенсивности из УКЯ к суммарной интенсивности из СР и УКЯ, сильно зависит от интенсивности накачки. Как видно из рис. 5, с увеличением интенсивности накачки это отношение увеличивается, т.е. эффективность вертикального транспорта увеличивается. Это можно объяснить насыщением концентрации локализованных экситонов в СР и увеличением концентрации свободных экситонов, посредством которых и осуществляется вертикальный транспорт в УКЯ. Измерения, проведенные для СР (1.85/1.85) и (2.95/2.95) нм, показали, что при

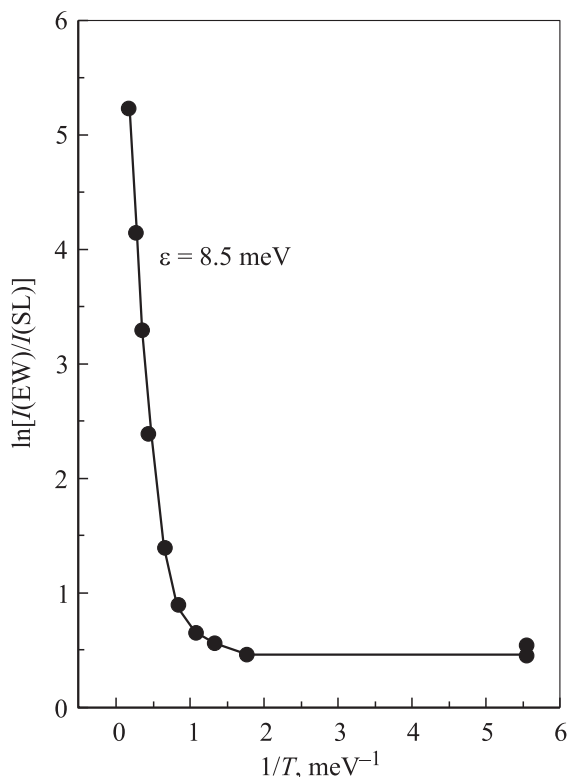


Рис. 4. Температурная зависимость вертикального транспорта в СР (1.85/1.85) нм.

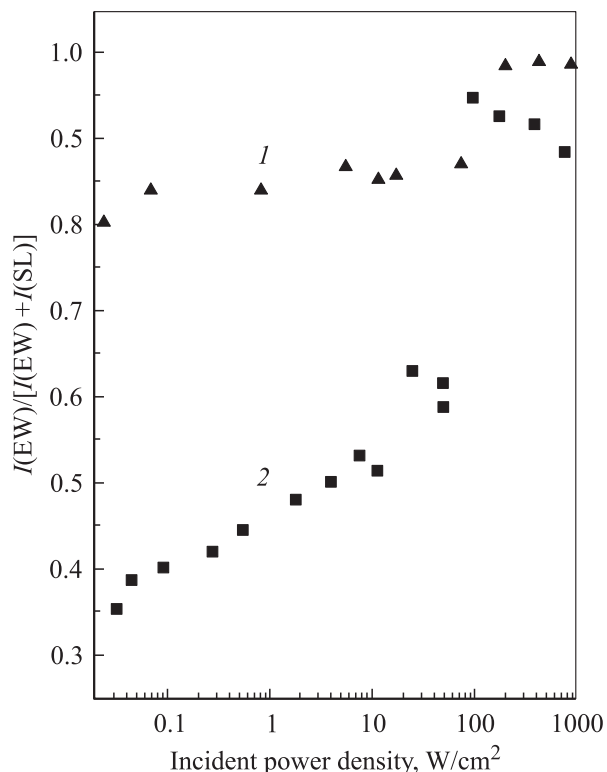


Рис. 5. Зависимость вертикального транспорта от интенсивности возбуждения. $T = 30$ К, $E_{\text{exc}} = 1.96$ эВ. 1 — СР (1.85/1.85) нм, 2 — СР (2.95/2.95) нм.

плотности накачки $W > 1$ Вт/см² отношение эффективности вертикального транспорта к плотности накачки практически не зависит от W при температурах 30 и 100 К. Таким образом, при $W > 1$ Вт/см² один и тот же механизм вертикального транспорта является определяющим при всех плотностях возбуждения. По нашему мнению, этим механизмом является туннелирование экситонов.

Как видно из рис. 5, эффективность вертикального транспорта существенно больше в СР с меньшим периодом. Основные различия в эффективности вертикального транспорта в исследованных СР связаны, по-видимому, с существенным различием в ширине минизон тяжелых дырок. Оценки в приближении эффективной массы дают значения ширины минизоны тяжелых дырок 0.2, 1.4 и 15.8 мэВ для СР (3.65/3.65), (2.95/2.95) и (1.85/1.85) нм соответственно.

Возникает вопрос: какой вид экситонного транспорта осуществляется: резонансное туннелирование по минизонам (блоховский транспорт) или нерезонансное туннелирование с участием фононов? Известно, что если неоднородное уширение энергетических уровней за счет флуктуаций ширины ямы или барьера при росте СР, а также за счет процессов рассеяния, превосходит половину ширины минизоны, то блоховский транспорт происходить не может. Очевидно, это имеет место для минизоны тяжелых дырок в СР (3.65/3.65) нм. Для СР

(2.95/2.95) и (1.85/1.85) нм проверить, осуществляется ли блоховский транспорт тяжелых экситонов, можно путем изучения вертикального транспорта в магнитном поле, приложенном перпендикулярно оси СР (геометрия Фойхта). Согласно теории [9], при некоторой пороговой величине магнитного поля, B_{th} , происходит расстройка резонанса между энергетическими уровнями соседних ям в СР, что приводит к эффективному сужению минизоны и уменьшению вертикального транспорта. Этот эффект должен проявляться в магнитном поле $B > B_{th}$ как возрастание интенсивности люминесценции из СР. Оценки показывают, что в СР (2.95/2.95) нм при ширине минизоны тяжелых дырок 1.4 эВ величина порогового магнитного поля $B_{th} \approx 7$ Тл. Мы провели измерения в диапазоне 0–12 Тл, однако не наблюдали увеличения интенсивности люминесценции из СР. Таким образом, вертикальный транспорт в этом образце не является блоховским. В СР (3.65/3.65) нм в диапазоне до 6.5 Тл также не наблюдалось изменения интенсивности люминесценции из СР (пороговое поле, по оценкам, равно 2.2 Тл). Измерения в магнитном поле для СР (1.85/1.85) нм не проводились, так как пороговое поле лежит в недоступном для нас диапазоне (38 Тл), но для этой СР вертикальный транспорт имеет, вероятнее всего, блоховский характер.

3.4. Расчет межподзонных энергетических переходов в сверхрешетках и сравнение с экспериментом

Хотя величина деформации в исследованных СР мала, в расчете энергий межподзонных переходов мы учитывали изменение ширин запрещенных зон тяжелых и легких дырок для ям и барьеров вследствие деформации. После этого уровни размерного квантования рассчитывались по модели Бастарда [10]. Рост сверхрешеток производился псевдоморфно, т.е. постоянные решеток в слоях ям, a_w , и барьеров, a_b , „подстраивались“ под постоянную решетки подложки, a_0 . Относительная деформация решетки в квантовой яме составляла $\delta_w = (a_0 - a_w)/a_w \approx -0.003$. Аналогично определялась деформация решетки в барьере. Изменения краев зон за счет гидростатического и сдвигового напряжения равны соответственно

$$\delta E^{hy} = 2a_w \left(1 - \frac{C_{12}}{C_{11}}\right) \delta_w, \quad (1)$$

$$\delta E^{sh} = b_w \left(1 + 2\frac{C_{12}}{C_{11}}\right) \delta_w, \quad (2)$$

где C_{11} и C_{12} — постоянные жесткости, а a_w и b_w — гидростатический и сдвиговый деформационные потенциалы для квантовой ямы. Аналогичные выражения справедливы для барьеров. Сдвиговая деформация приводит к противоположному направлению смещения краев зон тяжелых и легких дырок, т.е. к их расщеплению.

Таблица 2. Физические параметры кубических CdSe и MgSe, использованные в расчете энергий межподзонных переходов в СР CdSe/Cd_{1-x}Mg_xSe

Параметр	CdSe	MgSe	InAs
$a_0, \text{Å}$	6.077	5.89	6.0583
$C_{11}, \text{Н} \cdot \text{м}^{-2}$	$6.67 \cdot 10^{10}$ [13]	$9.8 \cdot 10^{10}$ [5]	
$C_{12}, \text{Н} \cdot \text{м}^{-2}$	$4.63 \cdot 10^{10}$ [13]	$6.27 \cdot 10^{10}$ [5]	
$a, \text{эВ}$	-3.664 [13]		
$a_c, \text{эВ}$	-2.625 [13]		
$b, \text{эВ}$	-0.8 [13]		
m_e/m_0	0.11 [12]		
m_{hh}/m_0	0.45 [12]		
m_{lh}/m_0	0.145 [12]		
$E_G, \text{эВ}$	1.765 [14]	4.05 [5]	
$\Delta_0, \text{эВ}$	0.42 [15]		

Примечание. m_e/m_0 , m_{hh}/m_0 , m_{lh}/m_0 — относительные эффективные массы электронов, тяжелых и легких дырок соответственно; a , a_c , b — деформационные потенциалы. Значения E_G даны при $T = 2$ К.

Измененные значения ширин запрещенных зон, связанных с тяжелыми и легкими дырками, определяются следующими выражениями [11,12]:

$$E_G^{hh} = E_G + \delta E^{hy} - \delta E^{sh}, \quad (3)$$

$$E_G^{lh} = E_G + \delta E^{hy} + \delta E^{sh} + \Delta, \quad (4)$$

$$\Delta = \frac{1}{2} \left[\Delta_0 - \delta E^{sh} - \sqrt{(\Delta_0 - \delta E^{sh})^2 + 8(\delta E^{sh})^2} \right], \quad (5)$$

где Δ_0 — спин-орбитальное расщепление в ненапряженной структуре.

В СР CdSe/CdMgSe, выращенных на подложках InAs, ямы испытывают сжатие, а барьеры растяжение. В ямах ширина запрещенной зоны, связанной с тяжелыми дырками, уменьшается, а связанной с легкими дырками, увеличивается. Параметры, использованные в расчете, приведены в табл. 2. Следует заметить, что в литературе имеет место довольно большой разброс физических параметров для CdSe и MgSe, а значения некоторых параметров вообще не известны. Так, встречаются разные значения для эффективных масс и ширины запрещенной зоны E_G в CdSe. Для MgSe имеет место большой разброс значений для E_G , и отсутствуют значения эффективных масс и деформационных потенциалов.

Мы использовали для E_G в барьерах Cd_{1-x}Mg_xSe формулу, найденную экспериментально в работе [5],

$$E_G(\text{Cd}_{1-x}\text{Mg}_x\text{Se}) = xE_G(\text{MgSe}) + (1-x)E_G(\text{CdSe}) - Cx(1-x), \quad (6)$$

где $C = 0.2$, $E_G(\text{CdSe}) = 1.765$ эВ, $E_G(\text{MgSe}) = 4.05$ эВ. Используя значения экситонных резонансов для обкладок СР из спектров dR/dE и значения энергии связи объемного экситона CdSe 15 эВ, мы с помощью формулы (6) находили x , которое затем использовали в расчете для вычисления постоянных решетки и констант

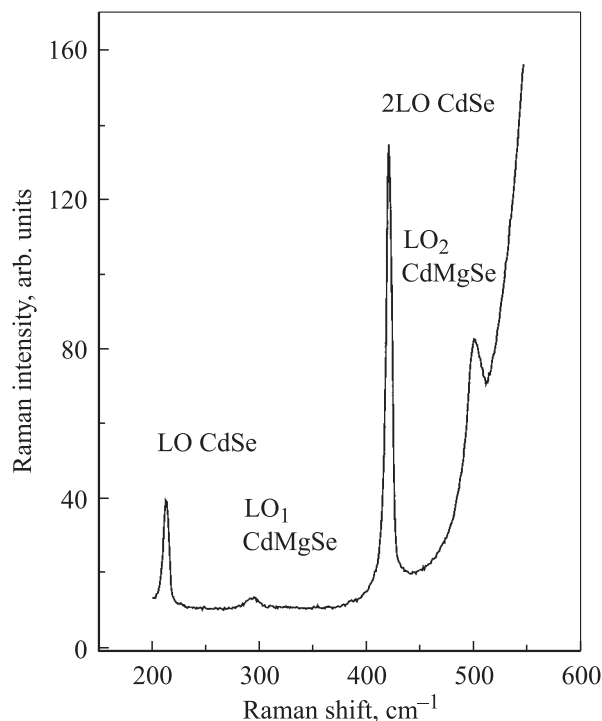


Рис. 6. Спектр рамановского рассеяния на продольных оптических фононах. СР (2.95/2.95) нм. $T = 30$ К. $E_{\text{exc}} = 1.96$ эВ.

жесткости барьеров путем линейной интерполяции между значениями для CdSe и MgSe. Значения эффективных масс в барьерах определялись как значения эффективных масс в яме, умноженные на отношение ширины запрещенных зон барьера и ямы. Поскольку значения гидростатического и сдвигового деформационных потенциалов для MgSe неизвестны, мы сочли возможным использовать для барьеров те же значения, что и для ям CdSe, поскольку концентрация Mg невелика ($x < 0.23$).

В табл. 1 (столбец 4) приводятся экспериментальные значения разностей энергий легкого и тяжелого экситонов, найденные из спектров возбуждения люминесценции. Они сравниваются со значениями разностей переходов $e-h$ и $e-hh$, рассчитанными для двух значений относительного разрыва валентной зоны $Q = \Delta E_V / \Delta E_G$ (valence band offset). Удовлетворительное согласие для разных СР получается при $\Delta E_V / \Delta E_G$ в пределах 0.4–0.5. Значение $\Delta E_V / \Delta E_G = 0.3$ из работы [5] приводит к большому расхождению с экспериментом в предположении близких значений энергий связи тяжелого и легкого экситонов. Энергия связи тяжелого экситона, E_B , которую мы оцениваем как разность между расчетной энергией перехода $E(e-hh)$ и экспериментальной энергией тяжелого экситона, найденной из спектра возбуждения люминесценции, E_{hh} , также имеет более разумные значения для $\Delta E_V / \Delta E_G \approx 0.4-0.5$. Отметим также, что она уменьшается для СР с самым малым периодом, как и должно быть, так как эта СР приближается к трехмерному пределу.

3.5. Рамановское рассеяние на оптических фононах

Помимо исследований люминесценции проводились также исследования рамановского рассеяния в одиночных квантовых ямах CdSe и в СР CdSe/CdMgSe как при нерезонансном возбуждении с энергией 2.41 эВ, так и в условиях, близких к резонансу. Наблюдались полосы, соответствующие продольным оптическим фононам квантовой ямы, 1-го и 2-го порядков, LO и 2LO, и две полосы, соответствующие продольным оптическим фононам барьеров, LO₁ (CdSe-подобный) и LO₂ (MgSe-подобный) (рис. 6). Таким образом, твердый раствор Cd_{1-x}Mg_xSe характеризуется двухмодовым поведением. Измерения для объемных слоев Cd_{1-x}Mg_xSe показали, что при изменении содержания Mg от $x = 0.06$ до $x = 0.23$ частоты LO₁ и LO₂ изменялись соответственно от 284 до 307 см⁻¹ и от 500 до 509 см⁻¹.

4. Заключение

Впервые исследованы спектры фотолюминесценции, возбуждения фотолюминесценции, рамановское рассеяние на оптических фононах и вертикальный транспорт фотовозбужденных носителей в слабо-напряженных сверхрешетках CdSe/CdMgSe типа I, выращенных на подложках InAs методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Вертикальный транспорт сквозь сверхрешетку в температурном интервале 20–180 К осуществляется преимущественно экситонами, и его эффективность сильно зависит от величины периода СР. Измерения фотолюминесценции из СР в сильных магнитных полях в геометрии Фойгта показали, что вертикальный транспорт в СР (2.95/2.95) и (3.65/3.65) нм не является блоховским. Проведены расчеты энергий межподзонных переходов. Из сравнения с экспериментом получена оценка энергии связи экситона в сверхрешетках и величины относительного разрыва валентной зоны. Спектры рамановского рассеяния свидетельствуют о двухмодовом характере поведения оптических фононов в CdMgSe.

Авторы благодарят А.А. Торопова за полезные обсуждения и признательны В.Ф. Сапеге за измерения одного из образцов в сильных магнитных полях и обсуждение результатов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 02-02-17673).

Список литературы

- [1] N. Peranio, A. Rosenauer, D. Gerthsen, S.V. Sorokin, I.V. Sedova, S.V. Ivanov. Phys. Rev. B, **61**, 16015 (2000).
- [2] I.I. Reshina, A.A. Toropov, S.V. Ivanov, D.N. Mirilin, M. Keim, A. Waag, G. Landwehr. J. Cryst. Growth, **214/215**, 656 (2000).

- [3] I.I. Reshina, S.V. Ivanov, D.N. Mirlin, A.A. Toropov, A. Waag, G. Landwehr. *Phys. Rev. B*, **64**, 035 303 (2001).
- [4] F.C. Zhang, H. Luo, N. Dai, N. Samarth, M. Dobrowolska, J.K. Furdyna. *Phys. Rev. B*, **47**, 3806 (1993).
- [5] V.A. Kaygorodov, V.S. Sorokin, I.V. Sedova, O.V. Nekrutkina, S.V. Sorokin, T.V. Shubina, A.A. Toropov, S.V. Ivanov. *Acta Phys. Polon. A*, **100** (3) 443 (2001).
- [6] S.V. Ivanov, V.A. Kaygorodov, S.V. Sorokin, B.Ya. Meltser, V.A. Solov'ev, Ya.V. Terent'ev, O.G. Lyublinskaya, K.D. Moiseev, E.A. Grebenshchikova, M.P. Mikhailova, A.A. Toropov, Yu.P. Yakovlev, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov. *Appl. Phys. Lett.*, **82**, 3782 (2003).
- [7] A. Chomette, B. Deveaud, J.Y. Emery, A. Regreny, B. Lambert. *Sol. St. Commun.*, **54**, 75 (1985).
- [8] S.V. Ivanov, O.G. Lyublinskaya, Yu.B. Vasilyev, V.A. Kaygorodov, S.V. Sorokin, I.V. Sedova, V.A. Solov'ev, B.Ya. Meltser, A.A. Sitnikova, T.V. L'vova, V.L. Berkovits, A.A. Toropov, P.S. Kop'ev. *Appl. Phys. Lett.*, **84**, 4777 (2004).
- [9] А.М. Бережковский, Р.А. Сурис. *ЖЭТФ*, **86**, 193 (1984).
- [10] G. Bastard. *Phys. Rev. B*, **24**, 5693 (1981).
- [11] Г.Л. Бир и Г.Е. Пикус. *Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках* (М., Наука, 1972).
- [12] V. Pellegrini, R. Atanasov, A. Tredicucci, F. Beltram, C. Amzulin, L. Sorba, L. Vanzetti, A. Franciosi. *Phys. Rev. B*, **51**, 5171 (1995).
- [13] Yi-Hong Wu. *IEEE J. Quant. Electron.*, **30**, 1562 (1994).
- [14] C. Guenaud, E. Deleporte, A. Filoramo, Ph. Lelong, C. Delalande, C. Morhain, E. Tournie, J.P. Faurie. *J. Cryst. Growth*, **184/185**, 839 (1998).
- [15] C.G. Van de Walle. *Phys. Rev. B*, **39**, 1871 (1989).

Редактор Л.В. Шаронова

Exitonic photoluminescence and vertical transport in CdSe/CdMgSe superlattices

I.I. Reshina, S.V. Ivanov, D.N. Mirlin, I.V. Sedova, S.V. Sorokin

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

Abstract Spectra of photoluminescence, the photoluminescence excitation and the Raman scattering by phonons, as well as the vertical transport (along the growth direction) of photoexcited carriers and excitons, have been studied for the first time in low-strained type I CdSe/CdMgSe superlattices grown by molecular beam epitaxy on InAs substrates. The vertical transport has been studied by a purely-optical method when an enlarged quantum well was incorporated into the superlattice as a sink for carriers and excitons that have tunneled through the superlattice. At temperatures within the range 2–150 K, the vertical transport is predominantly due to free excitons, but for superlattices with periods of 5.9 and 7.3 nm it is not a Bloch-like transport. The comparison of calculated interband transition energies in superlattices with the experiment gives the relative valence band offset in the range 0.4–0.5. The two-mode character of CdMgSe optical phonons has been established from the spectra of Raman scattering.