

Энергетическое состояние экситонов и спектры фотолюминесценции напряженных сверхрешеток ZnS–ZnSe

© Н.В. Бондарь, В.В. Тищенко[¶], М.С. Бродин

Институт физики Национальной академии наук Украины,
252650 Киев, Украина

(Получена 9 сентября 1999 г. Принята к печати 16 сентября 1999 г.)

Приведены экспериментальные результаты исследований спектров экситонной фотолюминесценции напряженных сверхрешеток ZnS–ZnSe с несовершенными гетерограницами. Показано, что энергетическое состояние экситонов в таких структурах обусловлено влиянием как несовершенных гетерограниц, так и внутренних деформаций, которые возникают за счет рассогласований постоянных решеток полупроводников, образующих сверхрешетку.

1. Вступление

Известно, что оптические и электрические свойства полупроводниковых приборов на основе квантовых ям (КЯ) и сверхрешеток (СР) в значительной степени зависят от того, насколько их толщина является одинаковой в плоскости роста [1–7]. Неконтролируемые флуктуации приводят к образованию областей КЯ, толщины которых отличаются от номинальной (L_w) на целое число параметров решетки. Вследствие этого гетерограницы между двумя разными полупроводниками, которые образуют КЯ, приобретают вид островков или долин роста [2]. В отличие от КЯ с идеальными границами раздела энергетический спектр и поведение экситонов в таких КЯ и СР определяются соотношением латеральных размеров островков (D_x) и радиуса экситонов (R) [3]. При $D_x \sim R$ собственная люминесценция КЯ обусловлена рекомбинацией экситонов, локализованных в ямах потенциального рельефа, который образовался вследствие флуктуаций толщины. Общей чертой КЯ с наличием беспорядка является стоксов сдвиг их спектра фотолюминесценции (ФЛ) относительно минимума (максимума) спектра отражения (поглощения), так что полоса ФЛ попадает в область запрещенных состояний (малых значений коэффициента поглощения) КЯ [8–12]. При исследовании образцов одиночных КЯ ZnS–ZnSe установлено, что структура их спектров отражения (СО) и ФЛ в значительной степени обусловлена несовершенными гетерограницами [7–9]. Проведенный анализ одиночной полосы ФЛ позволил установить, что флуктуации в этих образцах не превышали одной постоянной решетки ZnSe (5.6684 \AA).

При значительном увеличении латеральных размеров островков ($D_x \gg R$) и их толщины наблюдается качественная перестройка экситонного спектра ФЛ и отражения. Одной из тривиальных причин, которые приводят к значительным отклонениям роста КЯ от послойного (двумерного), может быть неоптимальный выбор параметров в ростовом реакторе, например температуры роста, скорости потоков компонент и др. [10]. Другая, более веская причина, обусловлена неизбежным появлением внутренних деформаций в квантовой структуре вслед-

ствие использования полупроводниковых материалов с различными решеточными параметрами. В нашем случае решеточное рассогласование между ZnS и ZnSe составляет 4.6%, из-за чего в слое ZnSe может накапливаться энергия, связанная с сжатием его элементарных ячеек, и начальный двумерный рост структуры может перейти в трехмерный путем появления островков — так называемый режим роста Странского–Крастанова [1]. Из-за недостаточных сведений о поверхностных процессах абсорбции невозможно заранее однозначно определить, какая из этих причин обуславливает появление островковой структуры на гетерограницах в напряженных КЯ и СР ZnS–ZnSe.

В данной работе приведены результаты экспериментальных исследований энергетического спектра экситонов напряженных СР ZnS–ZnSe, выращенных методом фотостимулированной газофазной эпитаксии [10]. Установлено, что в результате флуктуаций образуются области КЯ с толщинами, превышающими номинальную на несколько постоянных решеток ZnSe, и латеральными размерами, превышающими размеры экситонов на 2 порядка. Значительное увеличение длины когерентности экситонов в таких областях приводит к ситуации, в которой становится возможным описывать данные СР как набор отдельных КЯ с дискретными толщинами. Образовавшиеся области КЯ формируют свои компоненты полосы ФЛ, что подтверждается экспериментом. Показано, что спектральное положение этих компонент в значительной мере определяется внутренней деформацией исследованных СР ZnS–ZnSe. Обращается внимание на то, что при анализе зависимости спектрального положения полосы ФЛ необходимо учитывать существенную зависимость высоты потенциального барьера для электронов от толщины КЯ, которая возникает вследствие действия деформации.

2. Особенности энергетического спектра напряженных квантовых структур ZnS–ZnSe

Состояние напряженной СР ZnS–ZnSe можно охарактеризовать тремя параметрами: постоянной СР в плоскости роста ($a_{||}$) и двумя постоянными в направлении,

[¶] E-mail: vvtti@iop.kiev.ua

перпендикулярном росту ($a_{\perp}^{1,2}$, где 1,2 — ZnSe, ZnS). В случае псевдоморфного роста $a_{\parallel} = a_0$, где a_0 — постоянная решетки подложки (например, GaAs). В другом случае, когда общая толщина СР является существенно выше критической и она находится в свободно посаженном (free-standing) состоянии [15,16],

$$a_{\parallel} = \frac{a^1 G^1 L + a^2 G^2 L_b}{G^1 L + G^2 L_b}, \quad (1)$$

$$a_{\perp}^{1,2} = a^{1,2} \left\{ 1 - \left(D^{1,2} \frac{a_{\parallel}}{a^{1,2}} - 1 \right) \right\}, \quad (2)$$

где $D^{1,2} = 2 \frac{C_{11}^{1,2}}{C_{12}^{1,2}}$, $C_{11}^{1,2}$, $C_{12}^{1,2}$ — упругие постоянные, $G^{1,2}$ — деформационные модули (shear moduls), $a^{1,2}$ — объемные постоянные решетки ZnSe и ZnS. Величину деформации СР определяют тензором деформации (ε), диагональные компоненты которого равны [16]

$$\varepsilon_{xx}^{1,2} = \varepsilon_{yy}^{1,2} = \frac{a_{\parallel}}{a^{1,2}} - 1, \quad (3)$$

$$\varepsilon_{zz}^{1,2} = \frac{a_{\perp}^{1,2}}{a^{1,2}} - 1. \quad (4)$$

Внутреннюю деформацию можно разложить на изотропную и одноосную составляющие, влияние которых на зонную структуру полупроводников имеет качественно различный характер. Изотропная составляющая деформации сдвигает по энергии зону проводимости (E_c) и валентную зону (E_v) относительно их равновесных положений. Величины сдвигов определяются через соответственно электронный (a_c) и дырочный (a_v) деформационные потенциалы, которые являются составными изотропного деформационного потенциала: $a = a_c + a_v$. Одноосная составляющая расщепляет вырожденную в Γ -точке валентную зону ZnSe на подзоны тяжелых (E_{vh}) и легких (E_{vl}) дырок, и соответствующую величину расщепления определяют через одноосный деформационный потенциал (b) [15,16].

В расчетах в последнее время наиболее широко используется теория, разработанная авторами [15,16] ("model-solid" theory), которая соединяет в себе простоту и практичность и позволяет рассчитать основные параметры гетероструктур на основе параметров бинарных

Материальные параметры ZnS и ZnSe

Параметр	ZnSe	ZnS	Источник
a , Å	5.6684	5.4093	[5]
a_c , a_v , эВ	-3.65, 1.67	-4.09, 2.31	[5,15]
E_g , эВ	2.823	3.84	[15,16]
C_{11} , C_{12} , Мбар	0.859, 0.506	1.066, 0.666	[5-7]
b , эВ	-1.2	-0.7	[5,7,15]
G	1.447	1.803	[15]
Δ_0 , эВ	0.143	0.070	[5,6]
E_{av} , эВ	-8.37	-9.15	[15]

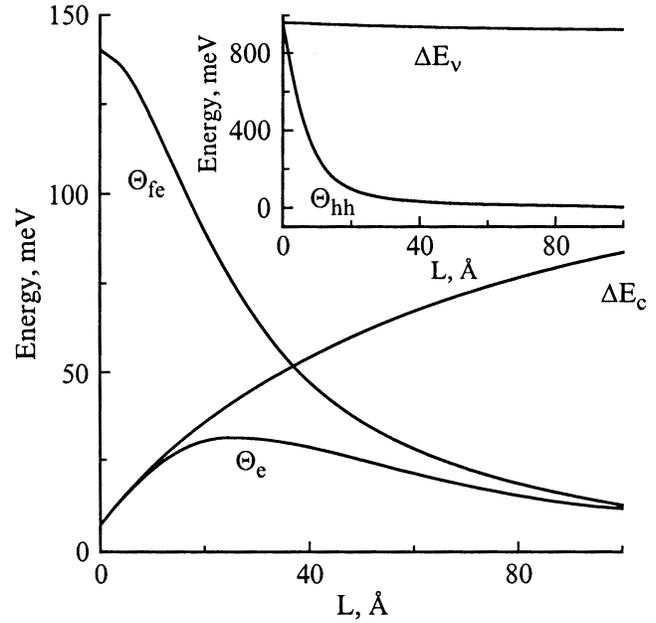


Рис. 1. Зависимость Θ_e , ΔE_c , Θ_{fe} от толщины квантовой ямы L . На вставке — толщина зависимость величин Θ_{hh} и ΔE_v .

полупроводников с наличием или отсутствием деформации (т.е. рассогласованных или согласованных по постоянной решетки) [5,16]. Воспользовавшись основными ее положениями, вычислим величины разрывов зоны проводимости ΔE_{fc} и валентной зоны ΔE_{fv} в структуре ZnS-ZnSe без деформации [16]:

$$\Delta E_{fv} = \Delta E_{av} + \frac{\Delta_0^1}{3} + \frac{\Delta_0^2}{3}, \quad (5)$$

$$\Delta E_{fc} = E_c^2 - (E_g^1 + \Delta E_{fv}), \quad (6)$$

где $\Delta E_{av} = E_{av}^1 - E_{av}^2$, E_{av} — энергия, которая соответствует центру тяжести валентной зоны и связана с E_v соотношением $E_v = E_{av} + \frac{\Delta_0^{1,2}}{3}$, где $\Delta_0^{1,2}$ — энергия спин-орбитального расщепления, $E_g^{1,2}$ — энергия запрещенной зоны, $E_c^2 = E_g^2 + \frac{\Delta_0^2}{3}$. Используя соответствующие величины, приведенные в таблице, получаем $\Delta E_{fc} \sim 0.14$ эВ и $\Delta E_{fv} \sim 0.9$ эВ.

Наличие деформации приводит к изменению внутреннего состояния СР, и новые величины разрывов зон (ΔE_c и ΔE_v) связаны с ΔE_{fc} и ΔE_{fv} через соответствующие деформационные потенциалы [5]:

$$\Delta E_c = \Delta E_{fc} + a_c \frac{\Delta \Omega}{\Omega}, \quad (7)$$

$$\Delta E_v = \Delta E_{fv} + a_v \frac{\Delta \Omega}{\Omega} + E_{vh}, \quad (8)$$

где при $\varepsilon_{ij} \ll 1$ относительное изменение объема равно $\frac{\Delta \Omega}{\Omega} \approx (\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz})$. Последний член в (8) обусловлен

действием одноосной составляющей деформации [16]:

$$E_{vh} = \frac{\Delta_0^1}{3} + \frac{1}{2}\delta E_{001}, \quad (9)$$

$$\delta E_{001} = 2b(\varepsilon_{zz} - \varepsilon_{xx}). \quad (10)$$

Используя уравнения (1)–(10), можно рассчитать зависимость от L высоты потенциальных барьеров ΔE_c и ΔE_v , а также энергии электронов (Θ_e) и hh дырок (Θ_{hh}) из первых уровней ($n = 1$) их размерного квантования в приближении свободно посаженной СР при $L_b = 60 \text{ \AA}$, которые показаны на рис. 1. Зависимости $\Delta E_c(L)$ и $\Delta E_v(L)$ были рассчитаны с использованием уравнений (7) и (8), а $\Theta_e(L)$ и $\Theta_{hh}(L)$ из решения трансцендентного уравнения

$$(L)^2 = \left(\frac{\hbar^2}{2m_j\Theta_j(L)} \right) \times \left(\pi - 2 \arcsin \left[\frac{\Theta_j(L)}{\Delta E_{c(v)}} \right]^{1/2} \right)^2 \quad j = e, hh, \quad (11)$$

где $m_e = 0.17m_0$ и $m_{hh} = 0.6m_0$ — массы соответственно электронов и дырок в объеме ZnSe.

Зависимость энергии тяжелых экситонов (E_{hh}) от L в структурах ZnS–ZnSe с учетом внутренней деформации имеет вид

$$E_{hh}(L) = E_g^1 + \Theta_e(L) + \Theta_{hh}(L) - E_{2x}(L), \quad (12)$$

где $E_x(L)$ — энергия связи hh экситонов, которая также зависит от L . Эту зависимость можно рассчитать, используя решение уравнения Шредингера в модели "дробного пространства" (the fraction dimension), через параметр α , который определяет анизотропию электронно-дырочного взаимодействия [7]:

$$E_{2x} = \frac{E_x}{\{n - \frac{1}{2}(\alpha - 3)\}^2}, \quad (13)$$

$$\alpha = 3 - \exp\left(-\frac{L^*}{2a_B}\right), \quad (14)$$

где $E_x = 21 \text{ мэВ}$ — величина связи экситонов в объемном ZnSe, а $a_B = 50 \text{ \AA}$ — их боровский радиус, L^* — эффективная толщина КЯ, учитывающая проникновение волновых функций электронов и дырок в барьер:

$$L^* = L_e^* + L_{hh}^* + \frac{1}{k_e} + \frac{1}{k_{hh}}, \quad (15)$$

$$L_j^* = \left(\frac{\hbar^2 L^2}{8\Delta E_{c(v)} m_j} \right)^{1/4}, \quad (16)$$

$$\frac{1}{k_j} = \left[\frac{2m_j(\Delta E_{c(v)} - \Theta_j)}{\hbar^2} \right]^{1/2}. \quad (17)$$

Из рис. 1 видно, что при учете зависимости ΔE_c от L величина Θ_e достигает максимума при $L \sim 20 \text{ \AA}$, а

затем уменьшается (для сравнения здесь же показана зависимость энергии электронов Θ_{fe} от L при постоянном $\Delta E_{fc} \sim 0.14 \text{ эВ}$). Такое поведение $\Theta_e(L)$ обусловлено ростом высоты потенциального барьера для электронов с ростом толщины КЯ.

За счет частичного проникновения волновых функций электронов и hh дырок в барьер величина L^* , которую чувствуют последние, будет отличаться от реальной. Используя уравнение (16), рассчитаем L_e^* и L_{hh}^* для следующих параметров: $L = 5.66 \text{ \AA}$, $\Delta E_c = 10 \text{ мэВ}$ и $\Delta E_v = 930 \text{ мэВ}$, в результате получаем $L_e^* \sim 12.3 \text{ \AA}$ и $L_{hh}^* \sim 2.7 \text{ \AA}$. Таким образом, за счет сжатия волновых функций электронов при увеличении L наблюдается начальный рост $\Theta_e(L)$, который также обусловлен и одновременным увеличением ΔE_c . В то же время для hh дырок $L_{hh}^* < L$ для всей области толщин, поэтому зависимость $\Theta_{hh}(L)$ пропорциональна обычной ($1/L^2$). Нетрудно убедиться, что зависимость $\Theta_e(L)$ переходит в обычную ($1/L^2$) при начальной величине $\Delta E_c > 0.1 \text{ эВ}$. На первый взгляд может показаться, что, поскольку $\Delta E_c \ll \Delta E_v$, поведение $E_{hh}(L)$ должно определяться поведением $\Theta_{hh}(L)$, но из-за значительной массы hh дырок величина $\Theta_{hh}(L)$ быстро падает и в области толщин $L > 24 \text{ \AA}$, $\Theta_e \approx \Theta_{hh}$, поэтому поведение $E_{hh}(L)$ определяется электронной составляющей (рис. 1).

3. Экспериментальные результаты и их анализ

1. Исследованные СР ZnS–ZnSe были выращены методом фотостимулированной газофазной эпитаксии на подложках GaAs (001) и состояли из 80 КЯ ZnSe (11 \AA)

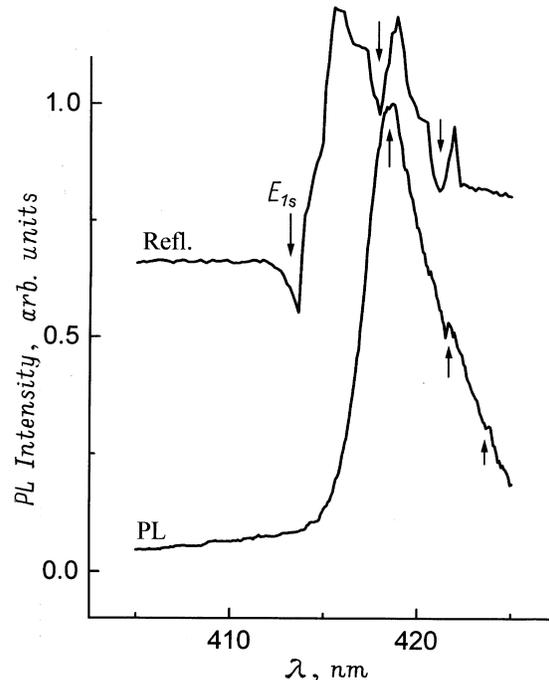


Рис. 2. Спектр отражения и фотолуминесценции сверхрешетки ZnS–ZnSe. $T = 4.5 \text{ К}$.

и барьеров ZnS (60 Å), толщины которых определялись по скорости роста эпитаксиальных пленок ZnSe и ZnS на GaAs (001). Между CP и GaAs наращивался буферный слой ZnS_xSe_{1-x} ($x = 0.07$) с толщиной ~ 0.4 мкм для уменьшения влияния подложки на CP. В качестве источника возбуждения использовался He–Cd-лазер с $\lambda = 325$ нм и средней мощностью 10 мВт, а для записи СО-галогеновая лампа. Образцы CP размещались в криостате с рабочей температурой $T = 4.5 \pm 300$ К, а регистрация спектров осуществлялась с помощью монохроматора ДФС-12 и ФЭУ-79, который работал в режиме счета фотонов.

2. На рис. 2 и 3 показаны СО и ФЛ одной из отобранных CP, обусловленные рекомбинацией hh экситонов. Аналогичные спектры lh экситонов сдвинуты на ~ 200 мэВ в коротковолновую сторону [7]. Отметим некоторые характерные особенности полученных спектров. СО, кроме основного ($E_{1s} = 2.997$ эВ), имеет ряд дополнительных минимумов с энергиями 2.963 и 2.936 эВ, которые наблюдаются наиболее четко (рис. 2). Одиночная полоса ФЛ, которая показана на том же рисунке, имеет ширину (на полувысоте) ~ 50 мэВ и асимметричную форму с затянутым длинноволновым крылом, на котором можно наблюдать несколько пиков, отмеченных стрелками. Наличие пиков позволяет предположить, что полоса не является элементарной, а состоит из нескольких компонент. С целью более точного определения положений их максимумов и учитывая то,

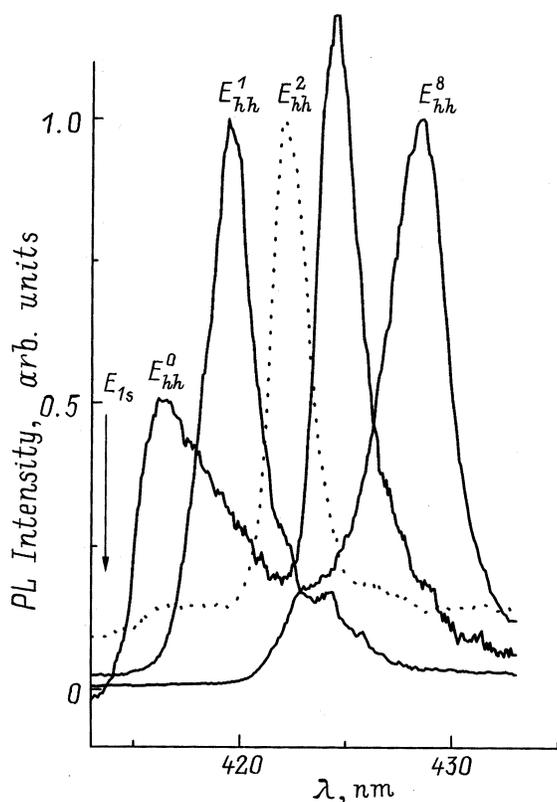


Рис. 3. Компоненты полосы фотолюминесценции, соответствующие некоторым участкам поверхности CP ZnS–ZnSe. $T = 4.5$ К.

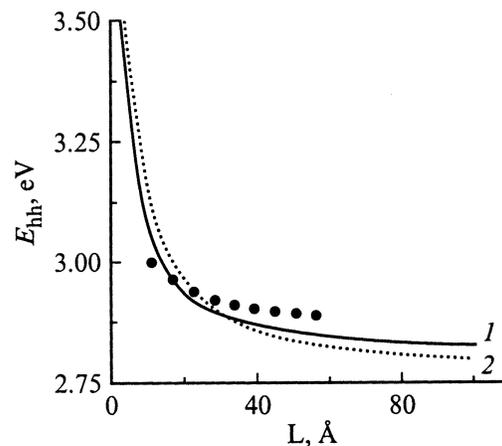


Рис. 4. Зависимость энергии экситонов E_{hh} от L с учетом (1) и без учета (2) внутренней деформации; кривая 2 получена при $\Delta E_c = 0.14$ эВ, $\Delta E_v = 0.9$ эВ и $E_{2x} = 42$ мэВ [7]; точки — эксперимент.

что каждая компонента наиболее четко проявляется только в определенной области поверхности CP, последняя была просканирована лазерным пятном возбуждения ($r \sim 30$ мкм). В результате обнаружено 9 различных компонент полосы ФЛ, соответствующих 9 различным участкам поверхности CP и обозначенных нами как $E_{hh}^0, E_{hh}^1, E_{hh}^2, \dots, E_{hh}^8$ (на рис. 3 показаны только 4 из них). Мы установили, что спектральное положение каждой компоненты не зависело от T в области величин, которые не влияют на изменение ширины запрещенной зоны ZnSe, т.е. при $T < 100$ К. Спектральное положение каждой компоненты также не зависело от интенсивности возбуждения вплоть до величин, где существенными становятся экситон-экситонные столкновения (максимальная величина возбуждения $\sim 10^{21}$ фот/см² · с). Это дает возможность предположить, что природа излучения этих компонент обусловлена рекомбинацией свободных hh экситонов, находящихся в пространственно различных областях КЯ. В результате увеличения латеральных размеров последних увеличивается длина когерентности экситонов, что дает возможность наблюдать отдельные компоненты полосы ФЛ. На рис. 4 построена экспериментальная зависимость $E_{hh}^p(L)$, где $p = 0, 1, 2, \dots, 8$, исходя из условия, что экситонам с энергией 2.997 эВ соответствуют области КЯ с номинальной толщиной $L_w = 11$ Å, а каждому следующему низкоэнергетическому минимуму (максимуму) СО (ФЛ) — области КЯ с $L = L_w + na^1$, где $n = 1, 2, 3, \dots$. Общий характер экспериментальной и теоретической зависимостей на рис. 2 позволяет сделать вывод, что СО и ФЛ исследованных CP обусловлены структурными флуктуациями толщины КЯ, которые входят в состав CP.

Обе теоретические зависимости $E_{hh}(L)$ (кривые 1 и 2) отклоняются от экспериментальных точек в области $L > 20$ Å. Если пренебречь влиянием внутренней деформации на состояние экситонов в КЯ (кривая 2), то видно, что уже при $L \sim 80$ Å их энергия равна примерно

2.803 эВ, т.е. соответствует энергии основного состояния экситонов в объемном ZnSe. Однако, как показывают наши и данные других авторов [13,14], hh экситоны в КЯ и СР ZnS–ZnSe чувствуют влияние деформации и квантово-размерного эффекта даже при $L > 100 \text{ \AA}$. Учет деформации позволяет улучшить теоретическую зависимость $E_{hh}(L)$ и приблизить ее к экспериментальной в области $L > 30 \text{ \AA}$. Но даже в этом случае не удается достичь полного совпадения обеих зависимостей. Одно из возможных объяснений этому состоит в том, что зависимость $E_{hh}(L)$ рассчитана в приближении свободно посаженной СР. В этом случае общая толщина последней должна быть существенно выше критической, что для системы ZnS–ZnSe составляет больше 1 мкм [6]. Поскольку общая толщина исследованных СР достигала примерно 0.6 мкм, то расчеты по модели авторов [15,16] в этом случае могут давать существенные ошибки для структур, которые не достигли своего равновесного состояния.

3. Ухудшение качества гетерограниц КЯ приводит к усилению безызлучательных процессов и появлению новых каналов рассеивания экситонов. Вследствие образования областей КЯ с различными толщинами в СР появляются несколько резонансных уровней и система экситонов за время их жизни (τ_0) стремится занять состояние с минимальной энергией. Рассмотрим два случая, которые характеризуют поведение экситонов в исследованных нами разупорядоченных СР. На рис. 5 показана зависимость компоненты E_{hh}^0 от T . При низких T эта компонента состоит из двух пиков, расстояние между которыми $\sim 55 \text{ мэВ}$. Асимметричная форма и спектральное положение высокоэнергетического пика (его максимум 2.977 эВ находится между основным и первым добавочным минимумом СО) свидетельствуют о том, что гетерограницы области КЯ, которая его

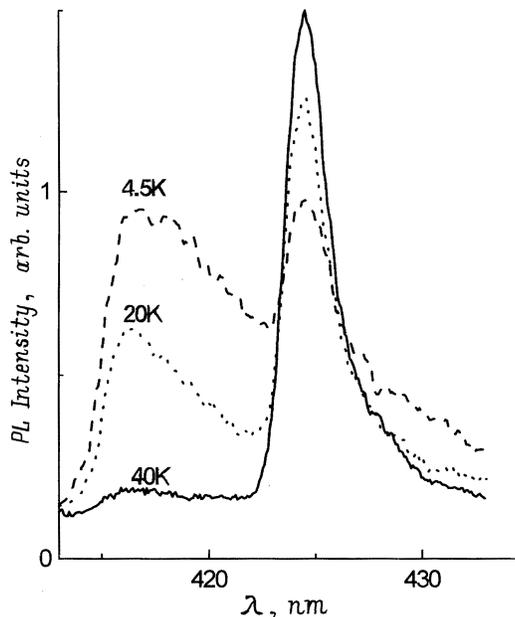


Рис. 5. Температурная зависимость формы компоненты E_{hh}^0 .

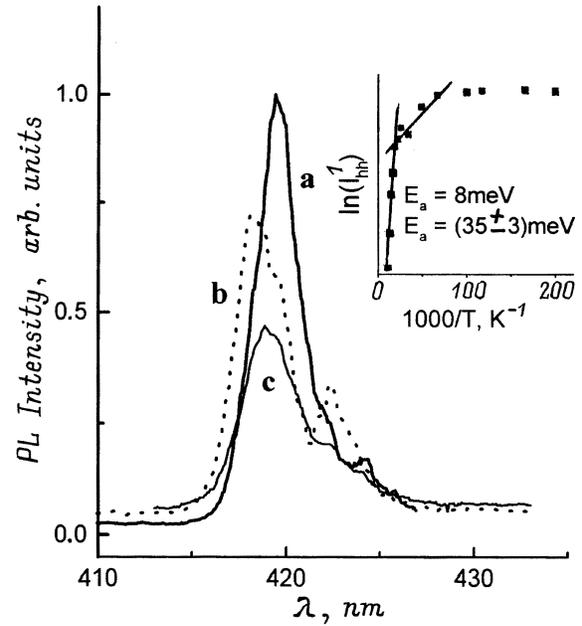


Рис. 6. Температурная зависимость компоненты E_{hh}^1 ; на вставке — температурная зависимость интегральной интенсивности (I_{hh}^1) основного пика этой компоненты. Температура, К: a — 4.5, b — 40, c — 60.

сформировала, содержат микроостровки с латеральными размерами меньше радиуса экситонов, $D_x < R$. В результате усреднения, в процессе движения, экситонами данных микроостровков положение высокоэнергетического пика компоненты E_{hh}^0 соответствует области КЯ, толщина которой не кратна целому числу постоянной решетки ZnSe [2,3]. По расчетам, спектральное положение низкоэнергетического пика соответствует области КЯ, толщина которой отличается от номинальной на целое число постоянных ZnSe, т.е. на $3a^1$. При повышении T до 40 К высокоэнергетический пик почти полностью исчезает и одновременно наблюдается увеличение интегральной интенсивности низкоэнергетического, что является следствием перераспределения экситонов между областями КЯ с различными толщинами путем их диффузии с характерной длиной $L_D = (\tau_0 D)^{1/2}$, где D — коэффициент диффузии [2]. Для полного исчезновения высокоэнергетического пика компоненты E_{hh}^0 необходимо, чтобы за время жизни экситоны достигли границы области, которая сформировала этот пик, т.е. $2L_D \sim D_x$. Учитывая, что $L_D(T) = v(T)\tau_0$, где $v(T) = (kT/2\pi M_{hh})^{1/2}$ — средняя термическая скорость экситонов, и $M_{hh} = m_e + m_{hh}$, получаем при $T = 40 \text{ К}$: $D_x \cong 1 \text{ мкм}$, т.е. латеральные размеры образовавшихся областей примерно на 2 порядка превышают диаметр экситонов в объемном ZnSe (100 \AA).

Зависимость $E_{hh}^1(T)$ отражает другую ситуацию (рис. 6). Эта компонента состоит из двух пиков, расстояние между которыми $\sim 17 \text{ мэВ}$, также сформированных двумя макроостровками с разностью толщин $\sim a^1$. При увеличении T до 60 К наблюдается незначительный

рост интенсивности низкоэнергетического пика, а при $T > 100$ К компонента исчезает не меняя своей формы. На вставке к рис. 6 показана зависимость интегральной интенсивности (I_{hh}^1) высокоэнергетического пика этой компоненты от T^{-1} . В отличие от предыдущей компоненты зависимость $I_{hh}^1(T)$ можно охарактеризовать двумя энергиями активации: $E_{a1} \sim 8$ мэВ и $E_{a2} \sim (35 \pm 2)$ мэВ. Первая обусловлена термической делокализацией экситонов с микроостровов, которые всегда есть на гетерограницах. Вторая величина равна разности энергий E_{1s} и E_{hh}^1 и, очевидно, обусловлена термическим выбросом экситонов из макроостровков с толщиной $11 \text{ \AA} + a^1$ в состоянии свободных экситонов. Аналогичное поведение наблюдается и у других компонент полосы ФЛ.

Выяснению механизмов тушения ФЛ в квантовых структурах было посвящено несколько работ [14,18], где обнаружено, что основным механизмом является температурная эмиссия в барьер экситонов, находящихся в КЯ. Однако глубина залегания уровня $n = 1$ для hh экситонов в исследуемых СР ZnS–ZnSe составляет примерно 850 мэВ, что делает невозможной их эмиссию в барьер, поэтому данные структуры при высоком качестве являются идеальными объектами с точки зрения накопления экситонов вплоть до высоких T [14]. Таким образом, наблюдаемый характер поведения компонент полосы от T должен быть обусловлен структурными особенностями границ раздела ZnS и ZnSe. Появление связанных областей КЯ (макроостровков) с дискретными толщинами и значительными латеральными размерами приводит к созданию дополнительных резонансных уровней hh экситонов. Тогда ослабление интегральной интенсивности любой компоненты с ростом T объясняется характером пространственного движения экситонов и их перераспределением между данными уровнями. Следствием этого является плавное исчезновение коротковолнового компонент и рост интегральной интенсивности длинноволновых, как например E_{hh}^0 . В случае же, когда доминируют несвязанные (отдельные) макроостровки (аналог квантовых точек), движение экситонов в плоскости КЯ характеризуется энергией активации (компонента E_{hh}^1), которую в общем виде можно определить как

$$E_{an} = E_{1s} - E_{hh}^p(L_w + na^1).$$

4. В заключение сделаем некоторые выводы. Установлено, что в СР ZnS–ZnSe с номинальной толщиной 11 \AA возможно существование нескольких резонансных уровней за счет значительных флуктуаций толщины КЯ. Латеральные размеры образовавшихся областей на 2 порядка превышают размеры экситонов, что приводит к восстановлению их когерентности и дает возможность описывать такие СР, как набор отдельных КЯ с дискретными L . Зависимость энергии hh экситонов от L КЯ в значительной степени определяется электронной составляющей, поведение которой в области малых значений ΔE_c и L значительно отличается от поведения дырочной составляющей. Это может быть одним из возможных

вариантов объяснения расхождения между экспериментальной и теоретической зависимостями энергии тяжелых экситонов от L ямы в напряженных структурах ZnS–ZnSe.

Авторы выражают благодарность А.В. Коваленко за предоставленные образцы СР ZnS–ZnSe. Работа поддержана Государственным фондом фундаментальных исследований Украины (проект 2.4/86/).

Список литературы

- [1] Н.Н. Леденцов, В.М. Устинов, Д. Бимберг. ФТП, **32**, 385 (1988).
- [2] M.A. Herman, D. Bimberg, J. Christen. J. Appl. Phys., **2**, R1–R49 (1991).
- [3] C.A. Warwick, R.F. Kopf. Appl. Phys. Lett., **60**, 386 (1992).
- [4] В.П. Кочерешко, Г.Л. Сандлер, В.Ю. Давыдов. ФТТ, **38**, 2253 (1996).
- [5] T. Taguchi, Y. Kawakami, Y. Yamado. Physica B, **191**, 23 (1993); T. Taguchi, Y. Kawakami, A. Hiraki. J. Cryst. Growth., **93**, 714 (1988).
- [6] K. Shachzad, D.J. Olego, Ch.G. van der Walle. Phys. Rev. B, **38**, 1417 (1988).
- [7] V.V. Tishchenko, Y.S. Raptis, E. Anastassakis, N.V. Bondar. So. St. Commun., **96**, 793 (1995).
- [8] В.В. Тищенко, Н.В. Бондарь, А.В. Коваленко. ФТП, **31**, 1440 (1997).
- [9] V.V. Tishchenko, N.V. Bondar, A.V. Kovalenko, M.P. Harsall, P. Lilley. Superlatt. Microstruct., **25**, 143 (1998).
- [10] В.В. Тищенко, Н.В. Бондарь, А.В. Коваленко. ФТТ, **29**, 1350 (1995).
- [11] Н.Н. Леденцов, С.В. Иванов, В.М. Максимов. ФТП, **29**, 65 (1995).
- [12] J.A. Kash, M. Zachau, E.E. Mendez. Phys. Rev. Lett., **66**, 2247 (1991); A.L. Efros, C. Wetzel, L.M. Worlock. Phys. Rev. B, **52**, 8384 (1995).
- [13] B. Gil, M. Di Blasio, T. Cloitre. Phys. Rev. B, **50**, 18 231 (1994); S.K. Chang, C.D. Lee, S.J. Min, J. Cryst. Growth., **159**, 112 (1996).
- [14] Wu. Yi-hong, A. Kent, T. Yao. Phys. Rev. B, **56**, R10485 (1996); T. Yao, S.A. Chang, H. Tanino. J. Cryst. Growth., **111**, 823 (1991).
- [15] T. Nakayama. J. Phys. Soc. Japan., **59**, 1029 (1990).
- [16] Ch.G. van der Walle. Phys. Rev. B, **39**, 1871 (1989); A. Osteish, R.J. Need. Phys. Rev. B, **45**, 1371 (1972).
- [17] H. Mathieu, P. Lefebvre, P. Christol. Phys. Rev. B, **46**, 4092 (1972); H. Mathieu, P. Lefebvre, P. Christol. J. Appl. Phys., **72**, 300 (1992).
- [18] S. Weber, W. Limmer, G. Bacher, H.P. Meier, P. Roentgen. Phys. Rev. B, **52**, 14 739 (1996); G. Bacher, H. Schweizer, H. Nickel, W. Schlapp. Phys. Rev. B, **43**, 9312 (1991).

Редактор В.В. Чалдышев

Energy states of excitons and luminescence spectra of strained ZnS–ZnSe superlattices

N.V. Bondar, V.V. Tishchenko, M.S. Brodyn

Institute of Physics,
National Academy of Sciences of the Ukraine,
252650 Kiev, Ukraine

Abstract Results of experimental study of exciton photoluminescence in ZnS–ZnSe superlattices with rough interfaces are being discussed. It has been shown that the energy state of excitons in such structures is affected by the strained lattice mismatch as well as by the interface topography.