

Экситонная рекомбинация около края подвижности в CdSe/ZnSe-наноструктурах

© М.Я. Валах[†], М.П. Лисица, В.В. Стрельчук, Н.В. Вуйчик, С.В. Иванов*, А.А. Торопов*, Т.В. Шубина*, П.С. Копьев*

Институт физики полупроводников Национальной академии наук Украины, 03028 Киев, Украина

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

(Получена 11 марта 2003 г. Принята к печати 18 марта 2003 г.)

Проведены исследования низкотемпературной фотолюминесценции и комбинационного рассеяния света в CdSe/ZnSe-наноструктурах с единичными CdSe-вставками номинальной толщиной 1.5 и 3.0 монослоя. Энергетическое положение полосы излучения определяется эффектом интердиффузии Cd и Zn в области вставки, а ее форма — сильным взаимодействием локализованных экситонов с оптическими фононами твердого раствора $Zn_{1-x}Cd_xSe$ -вставки. Заметную роль играют и многофононные процессы релаксации экситонов, в том числе с участием акустических фононов краев зоны Бриллюэна. Полученные результаты интерпретированы в рамках модели эффективного экситонного края подвижности.

1. Введение

Когерентно-напряженные гетероструктуры CdSe/ZnSe интенсивно исследуются в последние годы ввиду их перспективности для создания оптоэлектронных приборов видимого диапазона. Система CdSe/ZnSe по отличию ширины запрещенных зон (~ 1 эВ) и несоответствию параметров решетки компонентов ($\sim 7\%$) подобна хорошо изученной гетероструктуре InAs/GaAs. Поэтому первоначально предполагалось, что при толщине осаждаемого эпислоя CdSe, близкой к критической (3.0–3.5 монослоев — МС), образование 3D островков будет происходить по механизму Странского–Крастанова, аналогично системе InAs/GaAs [1–3]. Однако электронно-микроскопические исследования показали, что зародышеобразование наноструктур (преимущественно двумерной природы) начинается при значительно меньших толщинах эпислоя CdSe (0.6–0.7 МС) [4]. Поэтому уже при столь малых номинальных толщинах осаждаемого слоя в области CdSe-вставки возможно возникновение структурного и композиционного разупорядочения и, как следствие, случайных флуктуаций потенциала. Последнее может приводить к пространственной локализации энергетических уровней.

Процессы релаксации локализованных экситонов принято интерпретировать на основе модели экситона, находящегося в случайном потенциале [5]. В этой модели используется выдвинутая Моттом и Андерсоном [6] концепция „края подвижности“ — энергии, разделяющей локализованные и делокализованные экситонные состояния. При интерпретации экспериментальных результатов, полученных для смешанных кристаллов CdS_xSe_{1-x} [5], было использовано два подхода на основе модели Мотта–Андерсона [5,7]. Связано это с тем, что вместо резкого края подвижности, связываемого

обычно с „микроскопической“ природой разупорядочения, авторы работы [5] наблюдали плавный переход (несколько мэВ) между этими состояниями. Возможная причина этого могла заключаться в существовании в реальном кристалле макроскопических неоднородностей. В результате край подвижности может быть заметно „уширен“. Во-вторых, модель Мотта–Андерсона предполагает бесконечное время жизни возбуждений, тогда как время жизни экситонов в прямозонных полупроводниках порядка 1 нс и меньше. При селективном возбуждении экситоны рождаются с вполне определенной энергией, а затем диффундируют по спектру, вследствие чего может возникать „эффективный“ край подвижности, выше которого оказывается возможным движение экситона на временах, порядка времени его жизни. Поэтому нет оснований ожидать, что такой „край“ будет резким (неуширенным).

Экситонные состояния вблизи края подвижности определяют эффективность переноса фотовозбуждений и выяснение их природы имеет важное значение. Только „горячие“ экситоны подвижны и могут участвовать в эффективном переносе возбуждения. Родившись с энергией выше края подвижности, они находятся в делокализованном состоянии, однако, оказавшись вблизи локальных флуктуаций потенциала различной природы, быстро термализуются на этих флуктуациях с излучением фонона. Локализованные экситоны более стабильны и их динамика определяется процессом прыжкового переноса. Они распадаются с излучением фотона с энергией, определяемой локальными уровнями. Поэтому люминесценция наблюдается при энергиях, меньших энергии края подвижности, т.е. спектральная диффузия происходит достаточно быстро. При возбуждении же экситона с энергией меньше края подвижности он распадается в том же состоянии (и в той же области пространства), что и родился. В результате имеет место сужение линии флуоресценции, проявляющееся и в более узких LO-фононных спутниках. Такое различие

[†] E-mail: valakh@isp.kiev.ua

экситон-фононного взаимодействия в случае локализованных и делокализованных состояний объясняется тем, что делокализованный экситон не остается на одном месте достаточно долго для того, чтобы „почувствовать“ изменение решетки, вызванное фононом, и поэтому он слабее взаимодействует с ними, чем локализованный экситон.

В данной работе представлены оптические исследования наноструктур CdSe/ZnSe с номинальными толщинами CdSe-вставок 1.5 и 3.0 нм, подтверждающие, что в процессе самоорганизованного роста наноструктур возникают локальные флуктуации потенциала, которые пространственно модулируют запрещенную зону (E_g) в „макроскопическом“ масштабе, соразмерном с длиной диффузии экситона. Это может служить подтверждением того, что наноструктуры имеют размеры, близкие к соответствующему экситонному радиусу Бора.

2. Методика исследований

Все исследованные образцы были выращены методом эпитаксии с повышенной миграцией атомов на подложке GaAs (001) при температуре 280°C [8]. Толщина буферного и защитного слоев ZnSe составляла 80 и 20 нм соответственно. Между ними располагались единичные вставки CdSe, номинальные толщины которых составляли 1.5 и 3.0 нм и задавались числом циклов эпитаксии (0.3 монослоя в каждом цикле) при 135 с прерывания после каждого цикла.

Спектры фотолюминесценции (ФЛ) и комбинационного рассеяния света (КРС) при 300 и 5 К регистрировались на двойном спектрометре ДФС-24 с системой счета фотонов. Для возбуждения использовались дискретные линии излучения Ar⁺-лазера. Часть спектров ФЛ возбуждались Хе-лампой. Точность определения спектрального положения регистрируемых линий обеспечивалась одновременной регистрацией плазменных линий лазера и была не хуже 0.3 см⁻¹. При записи низкотемпературных спектров ФЛ спектральное разрешение составляло 0.12 мэВ.

3. Результаты и обсуждение

На рис. 1 приведен низкотемпературный (5 К) спектр ФЛ (пунктирная линия) при энергии кванта возбуждения 2.882 эВ и спектр возбуждения люминесценции (СВЛ) при детектировании с $E_{det} = 2.547$ эВ для наноструктуры с номинальной толщиной вставки CdSe 1.5 нм. Спектр ФЛ состоит из одной неоднородно уширенной полосы излучения 2.567 эВ полушириной ~ 25 мэВ с крылом со стороны низких энергий. Она соответствует экситонному излучению вставки. Положение ее максимума согласуется с данными работ [9–11]. Что касается СВЛ, то ближайший к полосе ФЛ высокоэнергетический пик (в нашем случае ~ 2.59 эВ) ранее связывался [11,12] с экситонным переходом с участием легкой дырки (LH_0) по

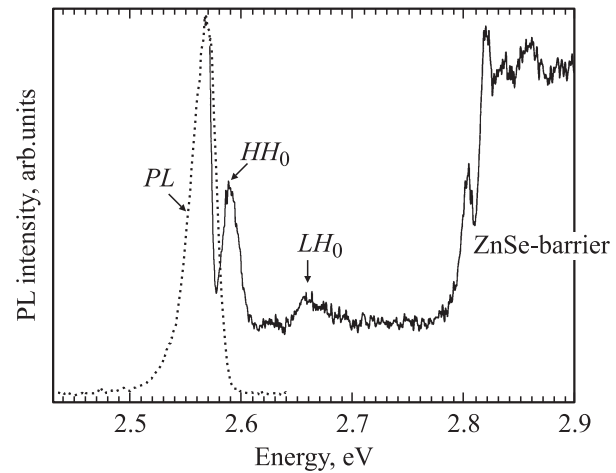


Рис. 1. Спектр ФЛ наноструктуры CdSe/ZnSe с номинальной толщиной вставки CdSe 1.5 нм при возбуждении с энергией кванта 2.882 эВ (пунктирная линия) и спектр возбуждения люминесценции при $E_{det} = 2.547$ эВ. $T = 5$ К.

аналогии с ситуацией для квантовых точек (КТ) соединений A^{III}B^V [13]. В последнем случае исходили из того, что спектр плотности состояний в КТ подобен атомному (имеет δ -образную форму) и отсутствует транспорт между соседними КТ. При такой интерпретации предполагается, что более низкоэнергетический пик HH_0 в СВЛ маскируется интенсивной ФЛ. В таком случае величина (HH_0-LH_0)-расщепления для исследованного образца должна не превышать 23 мэВ (даже в отсутствие стокового сдвига). Однако с позиции сегодняшних сведений о реальной форме и размерах островков в CdSe/ZnSe-наноструктурах, полученных по технологии, использованной и в данной работе, мы склонны интерпретировать пик 2.59 эВ как HH_0 -переход. Действительно, исследования на просвечивающем электронном микроскопе (ПЭМ) показали, что форма наноструктур далека от сферической и может быть аппроксимирована плоским диском с отношением диаметра к высоте в диапазоне от 5–10 до 1. В таком случае (HH_0-LH_0)-расщепление определяется не только разницей энергий квантования за счет отличия эффективных масс, но и влиянием упругих напряжений, обуславливающих не изотропную, а преимущественно одноосную деформацию островков. Соответствующая оценка для предельного случая однородной псевдоморфной квантовой ямы $Zn_{1-x}Cd_xSe$ дает величину расщепления порядка 100 мэВ при содержании Cd в твердом растворе $x = 0.3-0.4$, который, как будет показано далее, реализуется для исследуемого образца 1.5 нм. Для реальной формы наноструктур данная оценка может быть несколько завышенной, но в любом случае величина расщепления, вероятно, должна заметно превышать приведенное выше значение 23 мэВ. В таком случае последнее характеризует стоковый сдвиг, а полосу 2.662 эВ в СВЛ следует интерпретировать как LH_0 -переход. Уширение LH_0 -полосы отражает возможные флуктуации формы островков и (или) неоднородные напряжения.

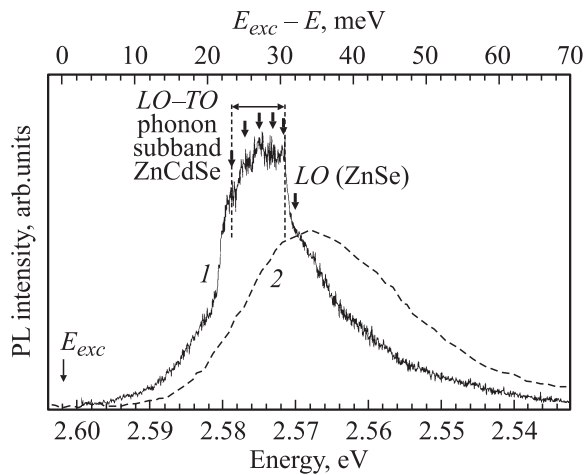


Рис. 2. Спектры ФЛ структуры CdSe/ZnSe с номинальной толщиной вставки CdSe 1.5 нм при резонансном возбуждении в область экситонного перехода HH_0 ($E_{exc} = 2.602$ эВ, $P \leq 0.5$ Вт/см²) и возбуждении в область поглощения ZnSe матрицы (2.882 эВ) (пунктирная линия). $T = 5$ К. Спектральное разрешение 0.12 мэВ. Верхняя шкала отвечает энергии длинноволнового сдвига кривой 1 относительно энергии кванта возбуждающего излучения.

В СВЛ также присутствуют два интенсивных пика при 2.803 и 2.82 эВ, связанных с барьерными слоями ZnSe. Они могут соответствовать экситонным переходам с участием легкой и тяжелой дырок или одному типу перехода от верхнего и нижнего барьеров, различия напряженности. В любом случае наблюдаемое расщепление (~ 17 мэВ) свидетельствует о наличии в барьерных слоях значительных упругих напряжений. Еще более высокоэнергетические две небольшие особенности в СВЛ могут соответствовать спин-отщепленным экситонным переходам.

Исследования динамики излучения селективно-возбуждаемых CdSe/ZnSe-сверхрешеток с субмонослойными толщинами CdSe-вставки, опубликованные ранее [14], показали, что во временном интервале до 25–30 пс доминируют процессы релаксации электронных возбуждений с участием LO-фононов, а при больших временах наблюдалось уширение полосы излучения со стороны низких энергий и смещение ее максимума в низкоэнергетическую сторону, что связывалось с процессами спектральной диффузии возбуждений с участием акустических фононов. В нашем случае стационарных измерений спектр ФЛ существенно зависит от условий возбуждения.

На рис. 2 (кривая 1) приведен спектр ФЛ (5 К) образца 1.5 нм при резонансном возбуждении наноструктур квантом с энергией 2.602 эВ, несколько превышающей максимум СВЛ, соответствующий экситонному переходу HH_0 . Для сравнения пунктирной линией (кривая 2) приведен спектр ФЛ при нерезонансном возбуждении ($E_{exc} = 2.882$ эВ). Видно, что в резонансном случае максимум излучения несколько смещен в

высокоэнергетическую сторону, и образуется относительно узкое (~ 13 мэВ) распределение экситонов ниже эффективного края подвижности, который в структуре с такой толщиной вставки CdSe локализован в районе ~ 2.67 эВ [11]. Интенсивность ФЛ при резонансном возбуждении достаточно высока. Такие особенности спектра связаны с тем, что при возбуждении ниже экситонного края подвижности интенсивность и форма полосы излучения существенно зависят от энергии кванта возбуждения. Как отмечалось выше, это обусловлено селективным заполнением локализованных экситонных состояний и процессом быстрой их рекомбинации преимущественно с участием оптических фононов без заметного влияния эффекта спектральной диффузии. Наблюдаемые при этом особенности в области максимума ФЛ представляют собой группу относительно узких линий, отстоящих от энергии возбуждающего кванта на 30.8, 29.3, 27.8, 25.8, 23.7 мэВ (на рисунке они отмечены стрелками). Структура весьма чувствительна к температуре измерений и практически сглаживается при $T \geq 10$ К. Эта структура может характеризовать наиболее актуальные для данного образца оптические фононы, с участием которых реализуется быстрый эф-

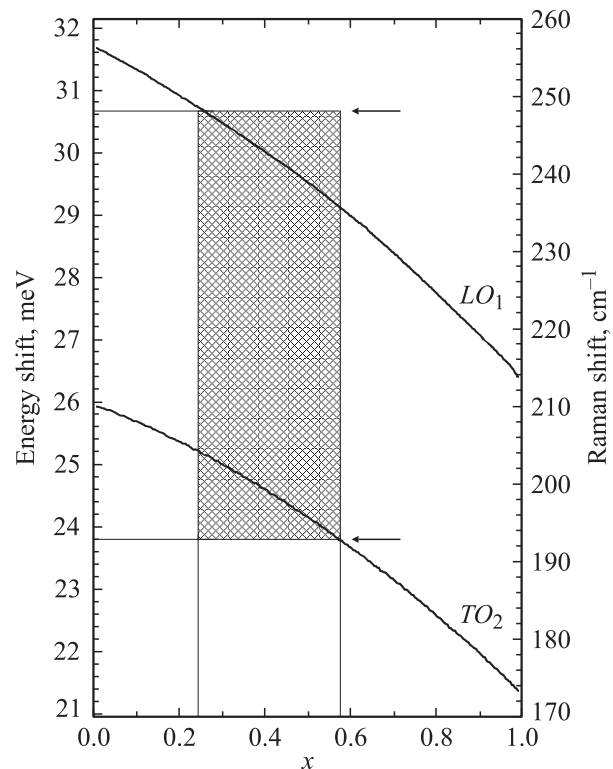


Рис. 3. Композиционная зависимость частоты оптических фононов центра зоны Бриллюэна $Zn_{1-x}Cd_xSe$. Сплошные линии — данные работы [18]. Левая шкала соответствует экспериментальным значениям диапазона энергий оптических фононов, полученного из спектров резонансной ФЛ (см. рис. 2). Штриховая область соответствует сопоставлению экспериментально полученных значений энергии фононов и концентрации Cd в $Zn_{1-x}Cd_xSe$. $T = 5$ К.

фективный за счет резонанса [14–16] канал излучательной рекомбинации. Присутствие в обсуждаемом спектре ФЛ некоторого уширения основания полосы излучения может свидетельствовать о заметной роли многофононных механизмов релаксации, в том числе и с участием акустических фононов краев зоны Бриллюэна [11,17]. Отсутствие в спектре ФЛ энергетического пика, соответствующего LO -фонону матрицы ZnSe, подтверждает доминирующую роль в процессах экситонной рекомбинации фононов ZnCdSe-вставки и свидетельствует о том, что как основное, так и возбужденное состояние островков преимущественно локализованы внутри вставки.

Используя отмеченные выше значения энергий оптических фононов, мы оценили диапазон изменения компонентного состава твердого раствора $Zn_{1-x}Cd_xSe$ в областях вставки. На рис. 3 приведена известная компонентная зависимость частот оптических фононов для твердого раствора $Zn_{1-x}Cd_xSe$ [18,19] и отмечен диапазон энергий оптических фононов, проявившихся в резонансной ФЛ. Видно, что ширина LO - TO -фононной подзоны соответствует концентрации Cd в интервале $x \approx 22$ –58%. Полученные значения x могут быть как завышенными вследствие влияния эффекта размерного ограничения и вклада интерфейсных колебаний, так и заниженными, если доминирует эффект сжатия вставки. В любом случае определенный диапазон не противоречит значениям, оцененным в работах [20–21], подтверждающая еще раз существенную роль возможных процессов интердиффузии и сегрегации Cd и Zn в процессе роста структуры.

Спектр ФЛ для образца с номинальной толщиной вставки CdSe 3.0 МС представлен на рис. 4. Как видно, при возбуждении в область барьера ZnSe ($E_{exc} = 2.882$ эВ, кривая 1) регистрируется одна полоса ФЛ при 2.306 эВ полушириной ~ 41 мэВ, имеющая незначительную асимметрию со стороны меньших энергий (кривая 1). Низкоэнергетический сдвиг ее в сравнении с образцом с толщиной вставки CdSe 1.5 МС обусловлен преимущественно ростом содержания Cd во вставке. Имеющий место при этом рост плотности островков [20] увеличивает их вклад в ФЛ и объясняет уменьшение асимметрии полосы излучения [9,22–23]. Заметное увеличение ее полуширины (41 мэВ в сравнении с 24 мэВ для образца с 1.5 МС) согласуется с установленным в [20] фактом увеличения разброса компонентного состава x в островках при большей номинальной толщине вставки CdSe. Заметим, что реальная интенсивность регистрируемой полосы ФЛ при переходе от образца с 1.5 МС к 3.0 МС и той же мощности возбуждения уменьшается примерно вдвое. С учетом роста плотности островков это означает, что в более толстом образце эффективность светоизлучения существенно падает. Причиной этого может быть значительное возрастание роли дефектов структуры, в частности высокой концентрации катионных вакансий, образовавшихся вследствие неравновесных условий процесса МПЭ [20].

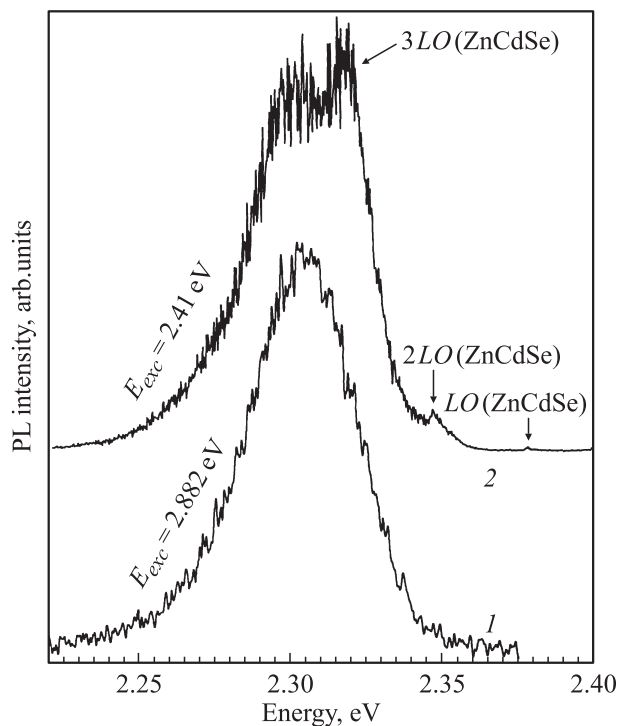


Рис. 4. Спектры ФЛ (5 К) наноструктуры CdSe/ZnSe с номинальной толщиной вставки CdSe 3.0 МС при различных энергиях возбуждения.

Иная ситуация имеет место при переходе к резонансу ($E_{exc} = 2.41$ эВ), когда энергетическое расстояние между квантом возбуждения и положением максимума полосы ФЛ близко к утроенной энергии LO -фонона вставки (кривая 2). В этом случае более широкая низкоэнергетическая полоса ФЛ (2.306 эВ) соответствует излучению термализованных экситонов, и ее энергетическое положение совпадает со случаем высокоэнергетического нерезонансного возбуждения (кривая 1). Со стороны больших энергий проявилась дополнительная полоса сравнимой интенсивности при 2.319 эВ. В работе [9] для аналогичной структуры спектр ФЛ моделировался двумя гауссовыми линиями: высокоэнергетическая линия приписывалась излучению $2D$ подобных экситонов смачивающего слоя, а низкоэнергетическая — излучению $0D$ экситонов в nanoостровках. Тот факт, что в нашем случае максимум высокоэнергетической полосы отстоит от энергии кванта возбуждения на энергию $3LO$ -фононов вставки, позволяет предположить, что аналогично случаю, рассмотренному выше для образца со вставкой 1.5 МС, эта полоса может быть приписана излучению локализованных экситонов в области ниже эффективного экситонного края подвижности с участием $3LO$ -фононов. При этом энергия LO -фонона вставки соответствует твердому раствору $Zn_{1-x}Cd_xSe$ состава $x \approx 38$ –40% [18,19] (без учета влияния напряжения, которое возрастает с увеличением толщины вставки и занижает значения x).

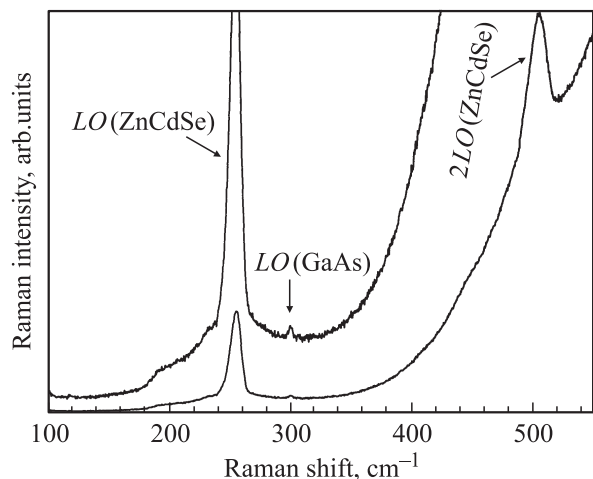


Рис. 5. Спектр резонансного КРС наноструктуры CdSe/ZnSe с номинальной толщиной вставки CdSe 3.0 МС. $T = 5$ К. $\lambda_{\text{exc}} = 514.5$ нм.

При резонансном возбуждении образца с 3.0 МС проявился также и процесс резонансного комбинационного рассеяния света (КРС). На рис. 5 он представлен более обстоятельно. В спектре присутствуют LO - и $2LO$ -фононные линии с частотным положением 251 и 500 cm^{-1} соответственно, что отвечает твердому раствору $\text{Zn}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Se}$ состава $x \approx 18 - 20\%$ [18,19]. Согласно данным работы [20], это значение x отвечает $2D$ -слою $\text{Zn}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Se}$ -вставки. В спектре присутствует также слабая по интенсивности линия LO -фонона подложки GaAs ($\nu \approx 293 \text{ cm}^{-1}$). Кроме того, в области частот $160 - 350 \text{ cm}^{-1}$ отчетливо регистрируется дополнительное рассеяние, которое обусловлено активацией в спектре КРС всей фононной плотности состояний $\text{Zn}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Se}$ -вставки из-за нарушений трансляционной симметрии кристаллической структуры, обусловленной неоднородностью ее состава. Для аналогичных структур такой эффект наблюдался и в спектрах возбуждения люминесценции [17].

Таким образом, при реализованном нами резонансном возбуждении образца со вставкой CdSe 3.0 МС в спектре ФЛ и резонансного КРС проявляются два независимых процесса. Во-первых, имеет место быстрая рекомбинация экситонов, локализованных в обогащенных кадмием наноструктурных областях. Она происходит с участием трех LO -фононов и дает высокоэнергетический пик ФЛ. Спектральная диффузия в более глубокие состояния хвостов зон за счет взаимодействия с акустическими фононами обуславливает низкоэнергетическую компоненту ФЛ аналогично механизму, обсуждавшемуся в работе [14]. Во-вторых, имеет место процесс КРС, для которого реализуются условия выходного резонанса с высокоэнергетическим краем ФЛ, определяемым областями вставки с минимальным содержанием Cd ($2D$ слой [20,21]).

Резюмируя приведенные результаты, заключаем, что для исследованной CdSe/ZnSe-наноструктуры с толщиной CdSe вставки 1.5 МС при резонансном возбуждении в области основного экситонного перехода имеет место изменение спектральной формы полосы излучения наноструктур в сравнении с нерезонансным возбуждением. Достаточно узкая спектральная ширина соответствующей полосы излучения с фононной структурой и высокая его эффективность указывают на весьма быстрые релаксационные процессы с доминированием взаимодействия локализованных экситонов с оптически фононами. Энергии оптических фононов, участвующих в процессе релаксации, подтверждают значительное компонентное разупорядочение вставки. Наблюдаемое низкоэнергетическое уширение полосы излучения у ее основания свидетельствует о заметной роли и многофононных процессов релаксации экситонов, в том числе с участием акустических фононов краев зоны Бриллюэна.

При реализованных резонансных условиях возбуждения образца со вставкой CdSe 3.0 МС наблюдалась полоса излучения с дополнительным пиком, обусловленным процессом взаимодействия локализованных экситонов с $3LO$ -фононами наноструктур. При этом резонансное КРС определялось составом $2D$ слоя вставки.

Полученные экспериментальные данные могут быть интерпретированы в рамках модели, предполагающей наличие как слабо локализованных состояний вблизи эффективного экситонного края подвижности, инициированных небольшими флуктуациями состава и (или) напряжений в $2D$ слое, так и более сильно локализованных глубоких хвостов состояний, обусловленных значительным композиционным разупорядочением в наноструктурах.

Работа была поддержана РФФИ (грант № 03-02-17563) и совместной Российско-Украинской исследовательской программой.

Список литературы

- [1] S.H. Xin, P.D. Wang, A. Yin, M. Dombrowska, J.L. Merz, J.K. Furdyna. *Appl. Phys. Lett.*, **69**, 884 (1996).
- [2] F. Flack, N. Samarth, V. Nikitin, P.A. Crowell, J. Shi, J. Levy, D.D. Awschalom. *Phys. Rev. B*, **54**, 17312 (1996).
- [3] K. Leonardi, H. Heinke, K. Ohkawa, D. Hommel, F. Gindele, U. Woggon. *Appl. Phys. Lett.*, **71**, 1510 (1997).
- [4] A.A. Toropov, S.V. Ivanov, T.V. Shubina, S.V. Sorokin, A.V. Lebedev, A.A. Sitnikova, P.S. Kop'ev, M. Willander, G. Pozina, J.P. Bergman, B. Monemar. *Jap. J. Appl. Phys.*, **38**, 566 (1999).
- [5] E. Cohen, M.D. Sturge. *Phys. Rev. B*, **25**, 3828 (1982).
- [6] N.F. Mott, E.A. Davis. *Electronic Processes in Non-Crystalline Materials* (Oxford, England, Oxford University Press, 1979) v. 2.
- [7] J. Hegarty, L. Goldner, M.D. Sturge. *Phys. Rev. B*, **30**, 7346 (1984).

- [8] S. Sorokin, T. Shubina, A. Toropov, I. Sedova, A. Sitnikova, R. Zolotareva, S. Ivanov, P. Kop'ev. *J. Cryst. Growth*, **200/201**, 461 (1999).
- [9] C.S. Kim, M. Kim, S. Lee, J.K. Furdyna, M. Dobrowolska, H. Rho, L.M. Smith, H.E. Jackson. *J. Cryst. Growth*, **214/215**, 761 (2000).
- [10] S.V. Ivanov, A.A. Toropov, T.V. Shubina, S.V. Sorokin, A.V. Lebedev, I.V. Sedova, P.S. Kop'ev. *J. Appl. Phys.*, **83**, 3168 (1998).
- [11] A. Resnitsky, A. Klochikhin, S. Permogorov, I. Sedova, S. Sorokin, S. Ivanov, M. Schmidt, H. Kalt, C. Klingshirn. *Proc. 10th Int. Symp. Nanostructures: Physics and Technology* (St. Petersburg, Russia, 2002).
- [12] I.L. Krestnikov, M.V. Maximov, A.V. Sakharov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov, N.N. Ledentsov, D. Bimberg, C.M. Sotomayor Torres. *J. Cryst. Growth*, **184/185**, 545 (1998).
- [13] Н.Н. Леденцов, В.М. Устинов, В.А. Щукин, П.С. Копьев, Ж.И. Алфёров, Д. Бимберг. *ФТП*, **32**, 385 (1998).
- [14] A.A. Toropov, T.V. Shubina, S.V. Sorokin, S.V. Ivanov, G.R. Pozina, J.P. Bergman, B. Monemar. *J. Cryst. Growth*, **214/215**, 806 (2000).
- [15] F. Gindele, K. Hild, W. Langbein, U. Woggon, K. Leonardi, D. Hommel, T. Kümmell, G. Bacher, A. Forchel. *J. Luminesc.*, **83–84**, 305 (1999).
- [16] R. Heitz, M. Grundmann, N.N. Ledentsov, L. Eckey, M. Veit, D. Bimberg, V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, A.E. Zhukov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov. *Appl. Phys. Lett.*, **68** (3), 361 (1996).
- [17] S. Permogorov, A. Resnitsky, A. Klochikhin, L. Tennishev, W. von der Osten, H. Vogelsang, H. Stolz, M. Juette. *J. Luminesc.*, **87–89**, 435 (2000).
- [18] R.G. Alonso, E.-K. Suh, A.K. Ramdas, N. Samarth, H. Luo, J.K. Furdyna. *Phys. Rev. B*, **40**, 3720 (1989).
- [19] M.Ya. Valakh, M.P. Lisitsa, G.S. Pekar, G.N. Polisskii, V.I. Sidorenko, A.M. Yaremko. *Phys. St. Sol. (b)*, **113**, 635 (1982).
- [20] N. Peranio, A. Rosenauer, D. Gerthsen, S.V. Sorokin, I.V. Sedova, S.V. Ivanov. *Phys. Rev. B*, **61**, 16 015 (2000).
- [21] D. Litvinov, A. Rosenauer, D. Gerthsen, N.N. Ledentsov. *Phys. Rev. B*, **61**, 16 819 (2000).
- [22] M.Ya. Valakh, V.V. Strelchuk, A.A. Toropov, S.V. Sorokin, S.V. Ivanov, P.S. Kop'ev, N. Mestres, J. Pascual, T.V. Shubina, G. Pozina, B. Monemar. *Semicond. Sci. Technol.*, **17**, 173 (2002).
- [23] T.V. Shubina, M.Ya. Valakh, V.V. Strelchuk, A.A. Toropov, S.V. Sorokin, S.V. Ivanov, P.S. Kop'ev, N. Mestres, J. Pascual, A. Waag, G. Landwehr. *Proc. 10th Int. Conf. II–VI Compound*, (Bremen, Germany, 2001) Mo-P60.

Редактор Л.В. Беляков

Excitonic recombination near the mobility edge in CdSe/ZnSe nanostructure

M.Ya. Valakh, M.P. Lisitsa, V.V. Strelchuk, M.V. Vuychik, S.V. Ivanov*, A.A. Toropov*, T.V. Shubina*, P.S. Kop'ev*

Institute of Semiconductor Physics,
National Academy of Science of Ukraine,
03028 Kyiv, Ukraine

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

Abstract We report on the low temperature photoluminescence and Raman scattering studies of CdSe/ZnSe nanostructures with CdSe inclusions of 1.5 and 3.0 monolayer nominal thicknesses. The energy position of the *PL* emission band is determined by interdiffusion of Cd and Zn in the region of the insert while the band shape is caused by strong interaction of the localized excitons with optical phonons in $Zn_{1-x}Cd_xSe$ alloy. The important role of multiphonon processes, including the acoustical phonons of the Brillouin band edge, in the excitonic relaxation is demonstrated. The results obtained are interpreted in the framework of the model of the efficient excitonic mobility edge.