

УДК 537.37

©1995

## ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ СВОБОДНЫХ ЭКСИТОНОВ В НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ ZnCdSe

*С.А.Пермогоров, А.Ю.Наумов, Л.Н.Тенгшев,  
А.Н.Резницкий, Д.Л.Федоров*

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе Российской академии наук,  
194021, Санкт-Петербург, Россия  
(Поступила в Редакцию 10 марта 1995 г.)

Исследованы спектры экситонной люминесценции монокристаллов кубической модификации полупроводниковых твердых растворов  $Zn_{1-x}Cd_xSe$  ( $0 < x < 0.15$ ) при температурах 5–70 К. Анализ формы линий, возникающих в результате излучательной аннигиляции экситонов с одновременным возбуждением одного или двух  $LO$ -фононов, показывает, что экситоны в исследованной области составов являются свободными, а их распределение по кинетическим энергиям в наиболее совершенных образцах определяется температурой кристалла. При этом процессы излучения происходят с сохранением волнового вектора. Неупорядоченность твердых растворов проявляется в увеличении относительной интенсивности бесфононной линии люминесценции свободных экситонов, что обусловлено сокращением длины диффузии экситонов с малыми групповыми скоростями. Свободное движение экситонов является общим свойством ряда широкозонных твердых растворов II–VI с замещением в катионной подрешетке.

Полупроводниковые твердые растворы являются перспективными материалами для создания полупроводниковых сверхрешеток или тонкослойных гетероструктур с квантовыми ямами. В связи с наличием статистической неупорядоченности твердых растворов большой интерес представляет изучение специфических свойств электронных возбуждений в таких системах, в частности их транспортных свойств.

Как показали исследования последних лет [1], в полупроводниковых твердых растворах II–VI с замещением в анионной подрешетке ( $CdSSe$ ,  $ZnSeTe$ ,  $ZnSSe$ ) при низких температурах осуществляется эффективная локализация экситонов и дырок, обусловленная наличием хаотического потенциального рельефа в валентной зоне, возникающего за счет флуктуаций состава. Экспериментальные результаты могут быть хорошо описаны в модели, предполагающей образование хвостов плотности состояний вблизи потолка валентной зоны с характерной энергией спада 5–10 meV [2]. Спектры оптических переходов в состоянии локализованных экситонов неоднородно уширены, что отчетливо проявляется, например, в экспериментах по селективному возбуждению люминесценции. Кроме того, локализация электронных возбуждений приводит к подавлению примесных каналов излучательной

рекомбинации (связанные экситоны, «донорно-акцепторные пары, переходы зона-примесь»), что указывает на подавление пространственной миграции дырок в результате их быстрой локализации на флуктуациях.

В этой работе мы сообщаем результаты исследования температурной зависимости спектров экситонной люминесценции кристаллов твердых растворов  $Zn_{1-x}Cd_xSe$  с замещением в катионной подрешетке. Интерес к этой системе обусловлен, в частности, получением стимулированного излучения в голубой и сине-зеленой областях спектра при оптической и инжекционной накачках при комнатной температуре [3]. Наши результаты показывают, что в наиболее совершенных образцах  $ZnCdSe$  экситоны можно рассматривать как свободные квазичастицы, а процессы излучательной аннигиляции экситонов происходят в соответствии с законом сохранения волнового вектора.

## 1. Методика эксперимента

Исследованные образцы  $Zn_{1-x}Cd_xSe$  представляли собой объемные монокристаллы, выращенные из газовой фазы. Содержание  $Cd$  ( $x$ ) определялось по положению нижайшего экситонного перехода [4] и составляло от 0.01 до 0.15. В этом интервале составов кристаллы  $Zn_{1-x}Cd_xSe$  имеют кубическую структуру сфалерита.

Измерения спектров люминесценции проведены от граней роста или свежих сколов при температурах 5–70 К в парах гелия с использованием криостата «Утрекс» с автоматической регулировкой температуры с точностью не хуже 0.5 К. Для возбуждения люминесценции использована линия 441.6 нм He-Cd-лазера, мощность возбуждения не превышала 10 мВт. Регистрация спектров проводилась спектрометром ДФС-12 с цифровой записью сигнала, что существенно облегчало последующую обработку результатов с использованием стандартного пакета графических программ (определение пиковых и интегральных интенсивностей, анализ формы линий и т.д.).

## 2. Экспериментальные результаты

На рис. 1 представлен типичный спектр люминесценции твердых растворов  $Zn_{1-x}Cd_xSe$  ( $x = 0.06$ ) при  $T = 2$  К. Как видно из этого рисунка, наиболее коротковолновая полоса люминесценции ( $I_L$ ) расположена непосредственно в области контура линии экситонного отражения и поэтому может быть отнесена к люминесценции основного экситонного состояния  $n = 1$ . Полуширина линии  $I_L$  составляет примерно половину ширины линии отражения, измеренной как расстояние между минимумом и максимумом. В исследованном интервале составов ширина линии экситонного отражения закономерно увеличивается при росте  $x$  [5]. В то же время для разных образцов одного и того же состава может наблюдаться существенное (до двух раз) различие ширины линий. Отсюда можно сделать вывод о том, что уширение экситонных линий в твердых растворах  $Zn_{1-x}Cd_xSe$  определяется не только статистическими флуктуациями состава, но и другими дефектами, возникающими в образцах в процессе выращивания.

С длинноволновой стороны от экситонной линии в спектре излучения наблюдаются другие полосы, которые на основании спектрального

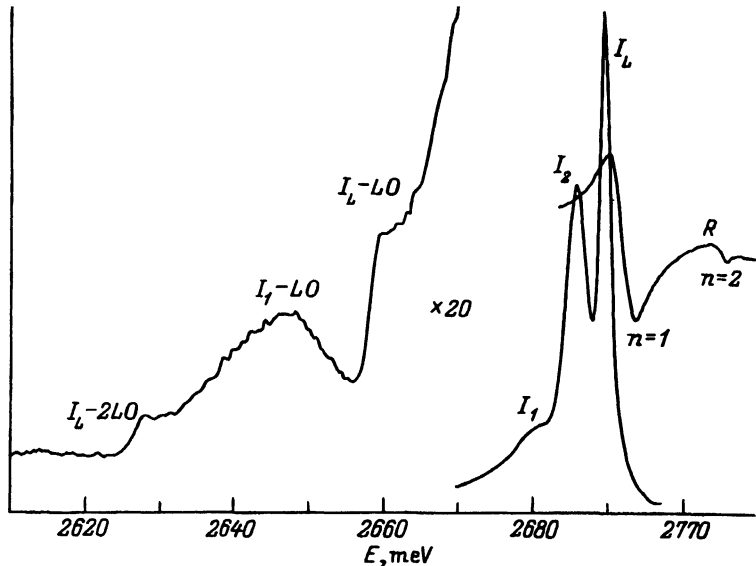


Рис. 1. Сопоставление спектра люминесценции кристаллов  $Zn_{1-x}Cd_xSe$  ( $x = 0.06$ ) со спектром экситонного отражения при  $T = 5$  К.

положения и изменчивости от образца к образцу могут быть отнесены к неоднородно уширенным переходам из состояний связанных экситонов. В спектре наблюдаются также фоновые повторения полос излучения связанных экситонов с испусканием  $LO$ -фононов, энергия которых в исследованных нами образцах, как и в чистых кристаллах  $ZnSe$ , составляет  $31.5$  meV.

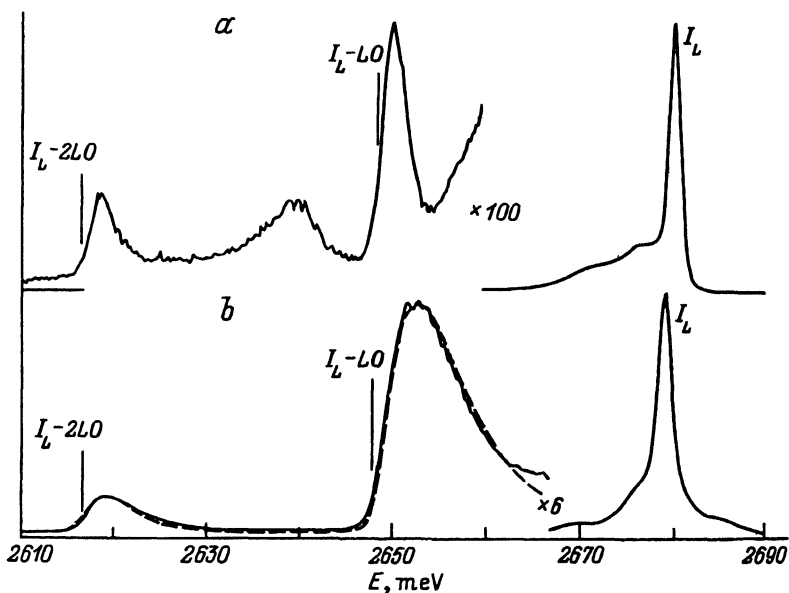


Рис. 2. Спектр люминесценции образцов  $Zn_{1-x}Cd_xSe$  ( $x = 0.065$ ) высокого качества при  $T = 5$  (а) и  $30$  К (б).

Линии фоновых повторений основной экситонной линии  $n = 1$  при гелиевых температурах отчетливо наблюдаются только в образцах, имеющих малую интенсивность люминесценции связанных экситонов. В спектрах таких образцов удается наблюдать узкие линии, сдвинутые на энергию  $1LO$ - и  $2LO$ -фононов в длинноволновую сторону относительно линии  $I_L$ . Пример такого спектра представлен на рис. 2,а.

При повышении температуры линии  $I_{1LO}$  и  $I_{2LO}$  уширяются и приобретают характерную асимметричную форму, при этом положение их длинноволновых границ сохраняет с температурой первоначальный сдвиг относительно линии  $I_L$  (рис. 2,б). Температурное поведение линий  $1LO$  и  $2LO$  может быть интерпретировано как проявление кинетической энергии движения свободных экситонов в процессах излучательной аннигиляции с одновременным испусканием  $LO$ -фононов.

В соответствии с законом сохранения энергии длинноволновая граница линии соответствует аннигиляции экситонов с нулевой кинетической энергией ( $\epsilon = 0$ ). Излучение экситонов с более высокими энергиями расположено с коротковолновой стороны от этой границы. При этом форма линий отражает распределение экситонов по кинетическим энергиям.

В спектрах люминесценции кристаллов  $Zn_{1-x}Cd_xSe$  более низкого качества процессы экситон-фононной аннигиляции при гелиевых температурах проявляются в виде характерных ступенек, длинноволновые границы которых сдвинуты на энергию одного и двух  $LO$ -фононов относительно линии  $I_L$  (рис. 1), или вообще не могут быть выделены на фоне интенсивных фоновых повторений связанных экситонов. Можно сделать вывод о том, что в этом случае время жизни свободных экситонов недостаточно для установления теплового равновесия. Однако при повышении температуры термическая диссоциация связанных экситонов облегчает наблюдение экситон-фононных линий, а процессы термализации ускоряются. Как следствие при температурах порядка 60–80 К спектры излучения всех образцов качественно подобны.

Характерной особенностью спектров экситон-фононной люминесценции чистых кристаллов II–VI является различие спектральной формы линий разных порядков, обусловленное особенностями фреиховского рассеяния экситонов на  $LO$ -фононах и являющееся в конечном счете следствием сохранения волнового вектора в процессах экситон-фононной аннигиляции [6]. Поскольку твердые растворы являются неупорядоченными системами, вопрос о сохранении волнового вектора при оптических переходах приобретает для них особый интерес. Для выяснения этого обстоятельства мы провели тщательный анализ температурной зависимости спектра экситон-фононной люминесценции в твердых растворах  $Zn_{1-x}Cd_xSe$ .

### 3. Анализ температурной зависимости спектров экситон-фононной люминесценции кристаллов $Zn_{1-x}Cd_xSe$

Линии экситон-фононной люминесценции подробно исследованы для многих чистых полупроводниковых кристаллов II–VI. Как было показано [6–9], форма этих линий и их температурная зависимость могут быть хорошо описаны в рамках теории возмущений в модели, предполагающей фреиховское рассеяние экситонов на  $LO$ -фононах через промежуточные состояния дискретного и сплошного экситонного спектров.

Форма линии излучения экситонов с испускаемым  $NLO$ -фононов может быть записана как

$$J_{NLO} \sim W_N(\varepsilon) \rho(\varepsilon) \varphi(\varepsilon), \quad (1)$$

где  $\varepsilon$  — кинетическая энергия экситона, отсчитываемая от дна экситонной зоны,  $\rho(\varepsilon)$  — плотность состояний в экситонной зоне,  $\varphi(\varepsilon)$  — функция распределения экситонов по кинетической энергии,  $W_N(\varepsilon)$  — зависящая от энергии вероятность излучения с испусканием  $NLO$ -фононов.

В случае параболической экситонной зоны и квазиравновесного распределения экситонов по кинетическим энергиям, определяемого температурой кристалла  $T$ , имеем

$$\rho(\varepsilon) \sim \varepsilon^{1/2}, \quad \varphi(\varepsilon) \sim \exp(-\varepsilon/kT) \quad (2)$$

и заселенность экситонной зоны описывается формулой Максвелла

$$F_M(\varepsilon) \sim \varepsilon^{1/2} \exp(-\varepsilon/kT). \quad (3)$$

Зависимость  $W_N$  от энергии возникает в результате зависимости вероятности фрелиховского рассеяния экситонов от волновых векторов фононов, принимающих участие в процессе излучения [8].

В рамках теории возмущений процесс однофононного излучения экситонов рассматривается как рассеяние экситона из начального состояния  $1S(k_e)$  на  $LO$ -фононе с волновым вектором  $q$  в конечное излучательное состояние с  $k_f \approx 0$ . При этом основной вклад в интенсивность излучения обеспечивают конечные состояния  $1S$ , обладающие наибольшей силой осциллятора [8]. В таком случае вероятность излучения  $W_{1LO}$  может быть представлена как

$$W_{1LO} \sim \frac{|H_{ER}^{1S}|^2 |H_{EL}^{1S,1S}(q)|^2}{(\varepsilon - \hbar\omega_{LO})^2 + \Gamma^2}, \quad (4)$$

где  $H_{ER}^{1S}$  — матричный элемент оптического перехода в экситонное состояние  $1S$ ,  $H_{EL}^{1S,1S}$  — матричный элемент фрелиховского рассеяния экситона на  $LO$ -фононе с волновым вектором  $q$ ,  $\Gamma$  — затухание экситонного состояния.

Фрелиховское рассеяние свободных экситонов из состояния  $1S$  в состояние  $1S$  на одном  $LO$ -фононе является запрещенным [10], и для актуальной области тепловых волновых векторов матричный элемент  $H_{EL}^{1S,1S}$  пропорционален волновому вектору фонона. Волновой вектор фонона в свою очередь в случае выполнения закона сохранения волнового вектора, близок по абсолютной величине к волновому вектору излучающего экситона. Таким образом,

$$\begin{aligned} \mathbf{q} &= \mathbf{k}_e - \mathbf{k}_f \approx \mathbf{k}_e, \\ W_{1LO} &\sim q^2 \sim k_e^2 \sim \varepsilon, \end{aligned} \quad (5)$$

т.е. вероятность  $W_{1LO}$  можно считать пропорциональной кинетической энергии экситона.

Форма однофононной линии  $J_{1LO}$  может быть представлена как

$$J_{1LO} \sim \frac{\varepsilon^{3/2} \exp(-\varepsilon/kT)}{(\varepsilon - \hbar\omega_{LO})^2 + \Gamma^2}. \quad (6)$$

Процесс двухфононного излучения можно рассматривать как последовательное рассеяние начального экситонного состояния с волновым вектором  $k_e$  в конечное состояние  $k_f$  через дополнительное промежуточное экситонное состояние  $k_i$  с испусканием двух фононов  $q_1$  и  $q_2$ . В этом случае в отличие от однофононного процесса прямая связь между кинетической энергией начального состояния и волновыми векторами фононов отсутствует. Кроме того, становится возможным последовательное рассеяние между экситонными состояниями разной четности ( $1S-2P-1S$ ), для которого фрелиховское рассеяние носит разрешенный характер [8]. Как следствие в области малых волновых векторов вероятность  $W_{2LO}$  практически не зависит от волнового вектора экситона и его кинетической энергии [11], и форма линии двухфононной аннигиляции экситонов может быть записана как

$$J_{2LO} \sim \frac{\varepsilon^{1/2} \exp(-\varepsilon/kT)}{(\varepsilon - 2\hbar\omega_{LO})^2 + \Gamma^2}. \quad (7)$$

Представленные выше теоретические результаты находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными для чистых кристаллов CdS, CdSe, ZnO, ZnSe, LiH и др. [6,8,9]. Выражения (6), (7) также хорошо описывают форму линий  $1LO$  и  $2LO$  в исследованных нами образцах  $Zn_{1-x}Cd_xSe$  (штриховые линии на рис. 2, б).

В области достаточно малых кинетических энергий знаменатели в выражениях (6), (7) слабо зависят от энергии. В приближенном виде форма линий  $J_{1LO}$  и  $J_{2LO}$  может быть представлена выражениями

$$J_{1LO} \sim \varepsilon^{3/2} \exp(-\varepsilon/kT), \quad (8)$$

$$J_{2LO} \sim \varepsilon^{1/2} \exp(-\varepsilon/kT). \quad (9)$$

Легко показать, что для таких линий сдвиг максимума относительно длинноволновой границы должен составлять соответственно  $1/2 kT$  и  $3/2 kT$ . Обе линии линейно уширяются с температурой, и их полуширины составляют  $\Delta H_{1LO} = 2.95kT$  и  $\Delta H_{2LO} = 1.9kT$ . При этом форма линии  $J_{2LO}$  воспроизводит распределение экситонов по энергиям, а ее интегральная интенсивность пропорциональна концентрации экситонов.

Следует подчеркнуть, что появление дополнительного множителя, пропорционального кинетической энергии экситона, в спектральной форме  $J_{1LO}$  полностью определяется строгой связью величины волнового вектора фонона, испускаемого при излучении, с кинетической энергией излучающего экситона. Поэтому форма линии  $J_{1LO}$  является чувствительным индикатором выполнения закона сохранения волнового вектора в процессах излучения. Так, например, при исследовании экситон-фононной люминесценции кристаллов ZnO было обнаружено [12], что в некоторых образцах форма линии  $J_{1LO}$  описывается не соотношением (6), а, так же как для  $J_{2LO}$ , соотношением (7). Этот результат был интерпретирован как переход от запрещенного фрелиховского

рассеяния к разрешенному в результате включения в однофононный процесс дополнительного акта упругого рассеяния на дефекте.

С учетом возможного вклада разрешенного рассеяния форма линии  $J_{1LO}$  в пренебрежении зависимостью от энергии знаменателя в (6) может быть записана как

$$J_{1LO} \sim (\epsilon + \epsilon_0)\epsilon^{1/2} \exp(-\epsilon/kT). \quad (10)$$

Постоянное слагаемое  $\epsilon_0$  отражает вклад в  $W_{1LO}$  процессов, вероятность которых не зависит от волнового вектора начального состояния. Появление этого вклада в первую очередь может быть связано с упругими процессами рассеяния на дефектах.

Для выяснения роли упругого рассеяния в процессах экситон-фононного излучения в кристаллах твердых растворов  $Zn_{1-x}Cd_xSe$  мы провели анализ формы линий  $1LO$  и  $2LO$  в широком температурном интервале.

На рис. 3 приведены результаты измерения температурной зависимости полуширины линий однофононной и двухфононной аннигиляции экситонов  $\Delta H_{1LO}$  и  $\Delta H_{2LO}$  в кристаллах  $Zn_{1-x}Cd_xSe$ . Как видно из этого рисунка, для обеих линий наблюдается линейное с температурой уширение, причем наклон зависимостей  $\Delta H_{1LO}(T)$  и  $\Delta H_{2LO}(T)$  хорошо согласуется с предсказаниями теории для контуров (6) и (7) соответственно. Отсюда можно сделать вывод о том, что величина  $\epsilon_0$  в исследованных нами образцах мала.

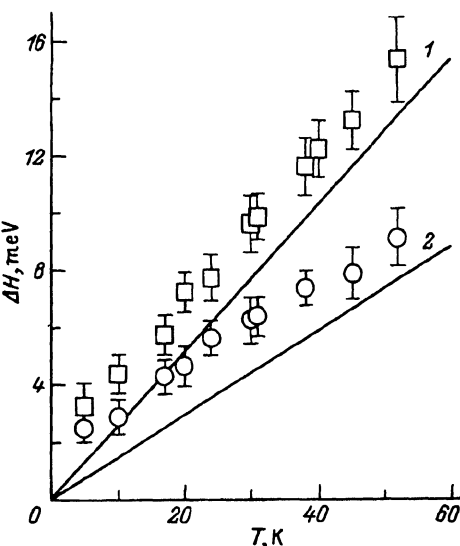


Рис. 3. Температурная зависимость полуширины линий экситон-фононной люминесценции первого  $\Delta H_{1LO}$  (квадраты) и второго  $\Delta H_{2LO}$  (кружки) порядков для образца  $Zn_{1-x}Cd_xSe$  ( $x = 0.065$ ).

Линиями 1 и 2 показаны зависимости, ожидаемые для спектральных контуров (8) и (9).

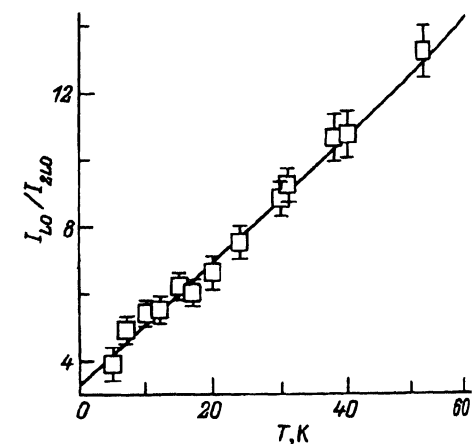


Рис. 4. Температурная зависимость отношения  $S$  интегральных интенсивностей линий экситон-фононной люминесценции первого  $I_{1LO}$  и второго  $I_{2LO}$  порядков для образца  $Zn_{1-x}Cd_xSe$  ( $x = 0.065$ ).

Прямая линия проведена через экспериментальные точки методом наименьших квадратов в соответствии с уравнением (11).

Более чувствительным методом для определения  $\epsilon_0$  является исследование температурной зависимости отношения интегральных интенсивностей однофононной и двухфононной линий. В предположении спектральной формы (8) и (9) это отношение

$$S = \int_0^{\infty} J_{1LO}(\epsilon) d\epsilon / \int_0^{\infty} J_{2LO}(\epsilon) d\epsilon \sim (\epsilon_0 + 3/2kT) \quad (11)$$

должно линейно увеличиваться с температурой, что хорошо согласуется с нашими экспериментальными данными (рис. 4). Измеренная величина  $\epsilon_0$  составляет  $2.2 \pm 0.2$  meV и в пределах ошибки совпадает со значением  $\epsilon_0 = 2.4 \pm 0.2$  meV, измеренным нами аналогичным образом для чистых кристаллов ZnSe.

#### 4. Обсуждение результатов и выводы

Анализ спектров экситон-фононной люминесценции показывает, что в твердых растворах  $Zn_{1-x}Cd_xSe$  кубической модификации экситоны можно рассматривать как свободные квазичастицы. При этом за время жизни экситонов, по крайней мере в образцах наиболее высокого качества, в экситонной зоне устанавливается тепловое квазиравновесие, а процессы излучательной аннигиляции экситонов, как и в чистых бинарных кристаллах II-VI, подчиняются закону сохранения волнового вектора. В образцах более низкого качества свободное движение экситонов проявляется в переносе энергии оптического возбуждения к дефектам, ответственным за появление линий люминесценции связанных экситонов.

Таким образом, можно сделать вывод о том, что присущие твердым растворам флуктуации концентрации не приводят к образованию достаточно мощных хвостов плотности состояний, способных локализовать экситоны. Более того, флуктуации концентрации также не вызывают сильного упругого рассеяния экситонов, которое могло бы устранить запрещенный характер однофононного процесса излучения. В этом проявляется принципиальное отличие широкозонных твердых растворов II-VI с замещением в катионной подрешетке от систем с анионным замещением [1], в которых полная локализация экситонов наблюдается уже при нескольких процентах замещения.

Наиболее существенным отличием спектров экситонной люминесценции твердых растворов  $Zn_{1-x}Cd_xSe$  от аналогичных спектров чистых кристаллов II-VI является аномально большая интенсивность линии резонансной экситонной люминесценции  $I_L$ . При гелиевых температурах интенсивность  $I_L$  примерно в 100 раз превышает интенсивность  $I_{1LO}$ , в то время как в бинарных кристаллах II-VI эти линии имеют сравнимую интенсивность [9].

Резонансная люминесценция свободных экситонов возникает в результате аннигиляции экситонов с минимальными кинетическими энергиями вблизи дна экситонной зоны. Именно для таких состояний в первую очередь можно было бы ожидать проявления процессов локализации, по крайней мере при самых низких температурах.

На рис. 5 приведено сопоставление контура линии резонансной люминесценции  $I_L$  твердых растворов  $Zn_{1-x}Cd_xSe$  с контурами линий однофононной  $I_{1LO}$  и двухфононной  $I_{2LO}$  люминесценции при  $T = 2$  К.



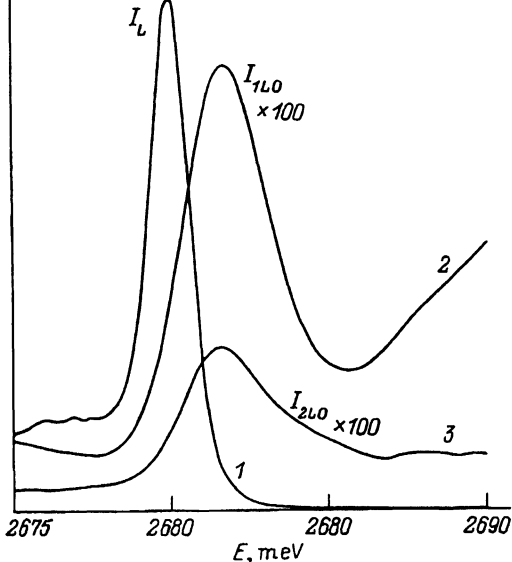


Рис. 5. Сопоставление контуров линий бесфононной  $I_L$  (1), однофононной  $I_{1LO}$  (2) и двухфононной  $I_{2LO}$  (3) люминесценции экситонов в образце  $Zn_{1-x}Cd_xSe$  ( $x = 0.065$ ) при  $T = 2$  К.

Для проведения сопоставления линии сдвинуты по шкале энергий.

Для проведения такого сопоставления линия  $I_{1LO}$  на этом рисунке была смещена вверх по шкале энергий на энергию одного, а линия  $I_{2LO}$  — на энергию двух  $LO$ -фононов. При этом мы использовали значение энергии  $LO$ -фонона  $\hbar\omega_{LO} = 31.5$  meV, измеренное в спектре резонансного комбинационного рассеяния на том же образце. Правомочность такого сопоставления подтверждается хорошим согласием положения максимумов линий  $I_{1LO}$  и  $I_{2LO}$ .

В то же время максимум линии  $I_L$  заметно сдвинут в сторону меньших энергий относительно максимумов линий  $I_{1LO}$  и  $I_{2LO}$ . Поскольку форма линии  $I_{2LO}$  отражает распределение экситонов по энергиям, можно сделать вывод о том, что высокая интенсивность линии  $I_L$  не связана с накоплением экситонов в локализованных состояниях, а отражает большую вероятность излучения для бесфононного процесса.

В чистых бинарных кристаллах II-VI процесс резонансного излучения экситонов может быть описан в поляритонной модели [13]. При этом относительно малая интенсивность бесфононного излучения определяется процессами диффузии экситонов в глубину кристалла. Наблюдение бесфононного излучения из внутренних областей кристалла затруднено вследствие сильного рассеяния соответствующих поляритонов на акустических фононах, аналогией которого является процесс самопоглощения резонансного излучения [14].

Можно предположить, что в случае твердых растворов  $Zn_{1-x}Cd_xSe$  наличие неупорядоченности приводит к существенному уменьшению длины диффузии для экситонов с малыми групповыми скоростями вблизи дна зоны, следствием чего является повышение интенсивности бесфононного излучения. Однако процессы рассеяния, сокращающие длину диффузии, актуальны, по-видимому, только в области самых малых кинетических энергий, поскольку проведенный нами анализ формы линий  $I_{1LO}$  и  $I_{2LO}$ , затрагивающий в основном область более высоких кинетических энергий, не обнаруживает интенсивного упругого рассеяния экситонов.

С ростом температуры средняя кинетическая энергия квазиравновесного распределения экситонов повышается, что может сопровождаться увеличением длины диффузии экситонов. Одновременно наблюдается уменьшение интенсивности линии  $I_L$  по отношению к линиям  $I_{1LO}$  и  $I_{2LO}$  (рис. 2), так что спектры излучения свободных экситонов твердых растворов  $Zn_{1-x}Cd_xSe$  становятся полностью аналогичными спектрам чистых бинарных кристаллов II-VI.

Сходное увеличение интенсивности линии бесфононного излучения экситонов наблюдалось в низкотемпературных спектрах люминесценции целого ряда твердых растворов II-VI с катионным замещением  $Cd_{1-x}Zn_xS$  [15],  $Zn_{1-x}Mg_xTe$  и  $Cd_{1-x}Zn_xTe$  [16]. Можно предположить, что и в этих случаях эффект связан с влиянием рассеяния на флуктуациях состава на пространственное распределение свободных экситонов.

Наличие свободного движения экситонов делает твердые растворы с катионным замещением перспективными материалами для создания транспортных слоев в лазерных гетероструктурах.

Работа выполнена при частичной поддержке Международного научного фонда (грант R41000).

#### Список литературы

- [1] Permogorov S., Reznitsky A. J. *Lumin.* **52**, 1-4, 201 (1992).
- [2] Naumov A., Permogorov S., Reznitsky A., Verbin S., Klochikhin A. J. *Cryst. Growth.* **101**, 1-4, 713 (1990).
- [3] Nurmikko A.V., Gunshor R.L. *IEEE J. Quant. Electr.* **30**, 2, 619 (1994).
- [4] Арешкин А.Г., Пекарь Г.С., Полицкий Г.Н., Попова Т.Б., Суслина Л.Г., Федоров Д.Л. *ФТТ* **28**, 12, 3743 (1986).
- [5] Пермогоров С.А., Федоров Д.Л., Насибов А.С., Шапкин П.В., Коростелин Ю.А. *ФТТ* **35**, 8, 2142 (1993).
- [6] Пермогоров С.А. *Экситоны* / Под ред. Э.И. Рашба и М.Д. Стурж М. (1985). С.130.
- [7] Гросс Е.Ф., Пермогоров С.А., Разбирин Б.С. *УФН* **103**, 2, 431 (1971).
- [8] Пермогоров С.А., Клочихин А.А., Резницкий А.Н. *ЖЭТФ* **71**, 6, 2230 (1976).
- [9] Abramov V.A., Permogorov S.A., Razbirin B.S., Ekimov A.I. *Phys. Stat. Sol.* **42**, 2, 627 (1970).
- [10] Ансельм А.И., Фирсов Ю.А. *ЖЭТФ* **30**, 2, 719 (1956).
- [11] Вербин С.Ю., Клочихин А.А., Пермогоров С.А., Резницкий А.Н. *ФТТ* **22**, 7, 2095 (1980).
- [12] Пермогоров С.А., Вербин С.Ю., Резницкий А.Н., Старухин А.Н. *ФТТ* **19**, 11, 3468 (1977).
- [13] Абдукадыров А.Г., Сажин М.И., Селькин А.В., Юлдашев Н.Х. *ЖЭТФ* **97**, 2, 644 (1990).
- [14] Яблонский Г.П., Ракович Ю.П., Гладышук А.А. *ФТП* **28**, 4, 625 (1994).
- [15] Suslina L.G., Arshkin A.G., Melekhin V.G., Fedorov D.L. *Solid State Commun.* **55**, 4, 345 (1985).
- [16] Mariette H., Marfaing Y., Camassel J. *Proc. 18th Int. Conf. Phys. Semiconductors.* (1986), v. 2. P. 1405.