

УДК 621.315.592

**ЭКСИТОННЫЕ МЕХАНИЗМЫ
В ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫХ ПРОЦЕССАХ
ИДЕАЛЬНЫХ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ
ПОЛУПРОВОДНИКОВ (СИСТЕМА $Zn_xCd_{1-x}Se$, $0 < x < 1$)**

*А. С. Насибов, Л. Г. Суслина, Д. Л. Федоров,
Ю. В. Коростелин, П. В. Шапкин, Л. С. Марков*

Проведено исследование спектров экситонного отражения и люминесценции системы твердых растворов $Zn_xCd_{1-x}Se$ для всей области концентраций $0 < x < 1$. Обнаруженные особенности линии излучения в области основного состояния экситона — концентрационно зависящее возгорание ее интенсивности, высокоэнергетический сдвиг и плавное уширение при повышении температуры и интенсивности накачки — свидетельствуют как о большой эффективности излучательных процессов через локализованные крупномасштабными флуктуациями состава экситоны, так и о непрерывном характере плотности состояний вблизи дна экситонной зоны. Результаты имеют общее значение для «идеальных» твердых растворов, в которых распределение замещающих компонент носит статистический характер.

Твердые растворы полупроводников (ТРП) относятся к слабо неупорядоченным системам, в которых беспорядок связан с флуктуациями состава и, следовательно, флуктуациями потенциального кристаллического поля. В «идеальных» ТРП расположение замещающих атомов по узлам соответствующей подрешетки носит статистический характер. К таким твердым растворам относятся тройные прямозонные ТРП группы A^2B^6 на основе халькогенидов цинка и кадмия с замещением в катионной подрешетке. Эти системы ТРП образуются при любом соотношении компонент, и их электронные характеристики (ширина запрещенной зоны, энергии расщепления валентной зоны, эффективные массы носителей) плавно меняются с составом.

В ТРП соединений A^2B^6 , в которых экситонные состояния являются состояниями большого радиуса ($a_0 = 3 \div 10$ нм), наиболее вероятным является взаимодействие с крупномасштабными флуктуациями состава с размерами $R \geq a_0$. Теоретическое рассмотрение [1, 2] показывает, что такое взаимодействие приводит как к локализации экситонов крупномасштабными флуктуациями состава с образованием хвоста плотности локализованных экситонных состояний (ЛЭС) в запрещенной зоне, которые формируют длинноволновую часть линии поглощения, так и к рассеянию делокализованных экситонных состояний (ДЭС), формирующих коротковолновую часть линии поглощения.

Роль крупномасштабных флуктуаций прослеживается в ТРП соединений A^2B^6 при изучении их оптических спектров. Флуктуационный беспорядок вызывает зависящее от концентрации уширение экситонных спектров отражения [3, 4] и линий излучения экситонных комплексов [5], появление при низких температурах нового канала излучения ЛЭС [6-8], эффективность которого связана с их высокой плотностью вблизи дна экситонной зоны [1, 2] и большой силой осциллятора [9].

В настоящей работе на основании низкотемпературных исследований спектров люминесценции системы ТРП $Zn_xCd_{1-x}Se$ для всей области со-

ставов¹ ($0 < x < 1$) удалось установить общие закономерности излучательной рекомбинации с участием экситонных состояний в идеальных твердых растворах. Полученные результаты дают важную информацию о процессах излучательной рекомбинации в ТРП, что имеет значение для практики. В некоторых лазерных элементах (ЛЭ), изготовленных из монокристаллических образцов $Zn_xCd_{1-x}Se$ с $x=0.95$, на краю основного поглощения была обнаружена серия ярких эквидистантных полос излучения, которая была сопоставлена с рекомбинацией изоэлектронных примесных центров (экситонов, локализованных на изоэлектронных ловушках) — см. Приложение. Полученные результаты представляют значительный практический интерес, поскольку система $Zn_xCd_{1-x}Se$ в настоящее время используется при изготовлении активных элементов, излучающих практически во всем диапазоне видимого спектра. Лазерная генерация в ней возникает как при двухфотонном возбуждении светом рубинового лазера, так и при накачке электронным пучком; генерация находится в области края собственного поглощения и соответствует процессам с участием экситонов и электроно-дырочной плазмы [11–13].

1. Экспериментальная методика, результаты

Кристаллы $Zn_xCd_{1-x}Se$ с $0 < x < 1$ были выращены из газовой фазы методом свободного роста [13]. Они представляли собой объемные довольно совершенные (с плотностью дислокаций 10^5 см^{-2}) монокристаллы кубической (для области составов $0.7 < x < 1$ и $0 < x < 0.5$) гексагональной модификаций; интервал $0.5 < x < 0.7$ является областью структурного фазового перехода,² что было установлено рентгеноструктурными исследованиями и по спектрам экситонного отражения [14].

Для исследований использовались поверхности сколов — плоскости [110] для структуры сфалерита и [1120] для структуры вюрцита. Исследования спектров отражения и излучения проведено фотоэлектрическим методом с помощью спектрометра ДФС-12. Возбуждение спектров люминесценции осуществлялось линиями $\lambda=441.6 \text{ нм}$ He—Cd и $\lambda=514.5 \text{ нм}$ Ag лазеров.

Особенности спектров излучения, связанные с влиянием беспорядка, удобно рассматривать начиная со спектров крайних бинарных соединений ZnSe ($x=1$) и CdSe ($x=0$). В спектрах этих кристаллов вблизи края собственного поглощения при 2 К преобладают линии излучения I_2 , I_1 , I_1^* экситонных комплексов (ЭК) — экситонов, связанных на нейтральных донорах и акцепторах [15, 16]. Собственная экситонная люминесценция этих кристаллов оказывается очень слабой, а соответствующая узкая линия находится в области дисперсионной кривой отражения (рис. 1). Малая интенсивность экситонной люминесценции связана с процессами быстрого захвата экситонов примесями и дефектами с образованием ЭК с гигантскими силами осциллятора [9] и последующим их высвечиванием, а также с механизмом рассеяния экситонов.

При исследовании ТРП $Zn_xCd_{1-x}Se$ было обнаружено, что в их спектрах всегда присутствуют интенсивные линии излучения ЭК. Эти линии по мере увеличения x заметно уширяются и образуют одну широкую полосу излучения $I_{1,2}$, которая из-за разных соотношений интенсивностей линий I_2 и I_1 для различных кристаллов, в том числе для кристаллов одинакового состава x , может существенно изменять свое положение и форму (рис. 1). Для кристаллов со значением x , близким к нулю ($x=0.22$), в спектре преобладает полоса излучения I_2 (что характерно и для спектра CdSe [16]). Быстрое уширение линий излучения ЭК с концентрацией x

¹ Предварительные исследования спектров люминесценции и отражения в системе $Zn_xCd_{1-x}Se$ для области составов $0.8 < x < 1$ приведены в [10].

² Для этой области составов наблюдается дополнительное уширение спектров отражения и излучения, связанное с влиянием одномерного структурного беспорядка. Эти данные будут приведены в следующей работе.

в спектрах ТРП $Zn_xCd_{1-x}Se$ (максимальное уширение наблюдается при промежуточных составах) свидетельствует о флуктуационном механизме неоднородного размытия этих состояний, когда наибольшее влияние на ЭК оказывают крупномасштабные флуктуации состава с размерами порядка их электронного радиуса [5].

Главной отличительной особенностью спектров люминесценции ТРП $Zn_xCd_{1-x}Se$ при 2 К является сильное возгорание излучения в экситонной области спектра (самая коротковолновая линия излучения I_L^i ; рис. 1). Исследование концентрационной, температурной зависимостей и зависимости спектров излучения в экситонной области от интенсивности воз-

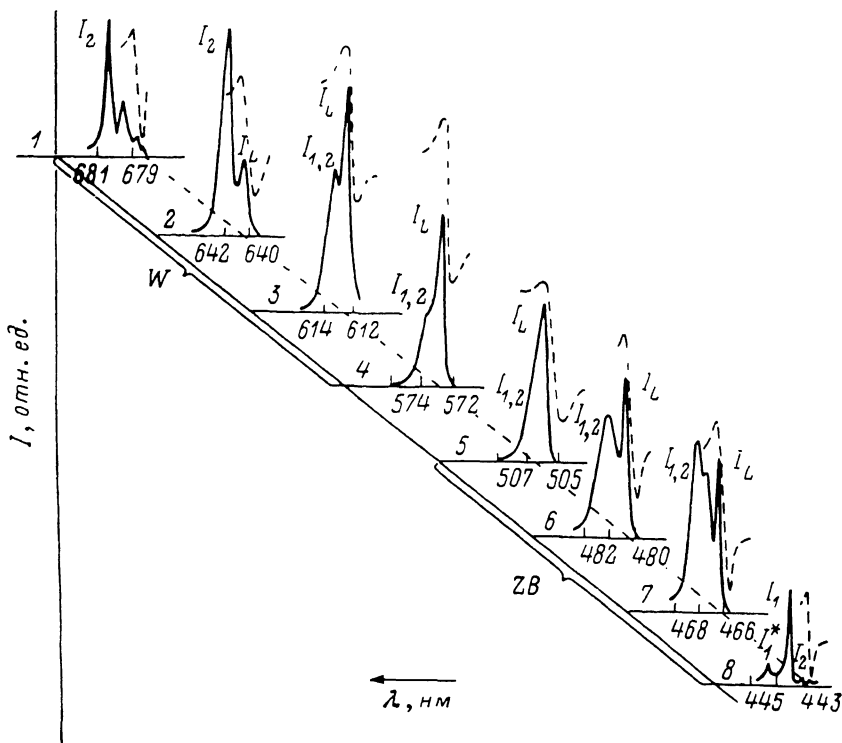


Рис. 1. Спектры люминесценции (сплошные линии) и отражения (штрихи) твердых растворов $Zn_xCd_{1-x}Se$. $0 < x < 1$, $T=2$ К.

I_L — линия излучения локализованных крупномасштабными флуктуациями состава экситонов, $I_{1,2}$ — линии экситонных комплексов, I_s — линия излучения «поверхностного» экситона. x : 1 — 0, 2 — 0.22, 3 — 0.33, 4 — 0.45, 5 — 0.74, 6 — 0.84, 7 — 0.90, 8 — 1.0.

буждающего света позволило обнаружить их характерные особенности, обусловленные флуктуационным размытием дна экситонной зоны ТРП и непрерывным характером распределения ЛЭС и ДЭС в этой области энергий.

1) Концентрационная зависимость спектров экситонной люминесценции. Было обнаружено следующее. 1) Линия излучения I_L по своему положению находится в области дисперсионной структуры линии отражения (ее максимум находится вблизи максимума этой структуры; рис. 1), что свидетельствует о ее экситонной природе. 2) В спектре ТРП она испытывает плавный рост интенсивности с увеличением степени неупорядоченности (т. е. изменении состава x). Если для кристаллов, близких по составу к $ZnSe$ ($x=0.9$) и к $CdSe$ ($x=0.22$), ее интенсивность меньше интенсивности линий излучения ЭК, то при средних составах линия I_L становится доминирующей в спектре излучения в области края собственного поглощения. 3) Линия I_L достаточно узка (существенно уже линий излучения ЭК), ее полуширина изме-

няется с x от 2 мэВ (для больших x) до 4 мэВ (для средних составов), что меньше, чем ширина линии отражения (расстояние между максимумом и минимумом структуры отражения), которая для средних составов (рис. 1; $x=0.45$ и 0.74) составляет 5–7 мэВ.

2) Температурная зависимость спектров экситонной люминесценции. Линия I_L испытывает плавное уширение по мере повышения температуры кристалла. В интервале 2–40 К она уширяется примерно вдвое и ее полуширина становится близкой полуширине линии отражения.³ Следует также отметить, что в этом температурном интервале ее максимум практически не сдвигается, так что по отношению к ширине запрещенной зоны (которая сдвигается с температурой в длинноволновую сторону) она несколько смещается в высоко-

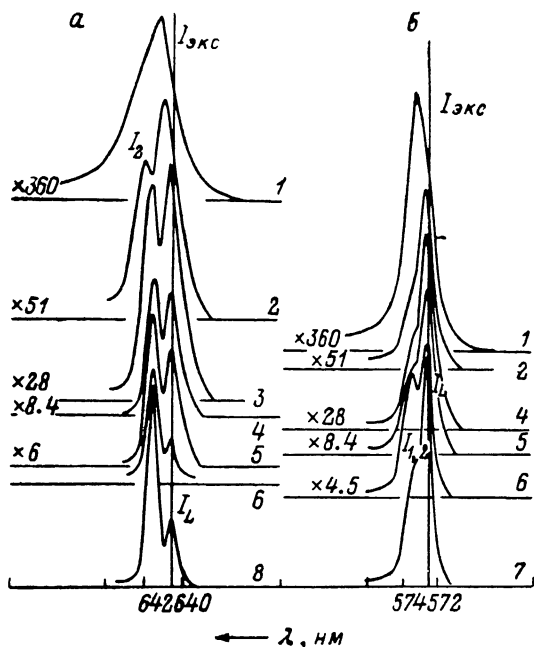


Рис. 2. Спектры излучения кристаллов $Zn_{0.22}Cd_{0.78}Se$ и $Zn_{0.45}Cd_{0.55}Se$ при $T=70$ (1), 60 (2), 50 (3), 40 (4), 30 (5), 10 (6), 4.2 (7) и 2 К (8). $x=0.22$ (a) и 0.45 (б).

энергетическую сторону спектра (рис. 2). При дальнейшем повышении температуры ($T > 40$ К) наблюдаются низкоэнергетический сдвиг ее положения, дальнейшее ее уширение и ослабление интенсивности. После диссоциации линий излучения ЭК в спектре доминирует одна линия экситонной люминесценции $I_{\text{вкс}}$ (рис. 2).

3) Зависимость экситонной люминесценции от интенсивности накачки. В этих опытах спектры люминесценции возбуждались с помощью Аг лазера мощностью 0.3 Вт при фокусировке пучка лазера на образец в пятно диаметром $0.1 \div 0.15$ мм. Максимальная мощность накачки $f \approx 10^{22}$ фотонов $\cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Для исследований были взяты образцы ТРП с $x=0.21$, в которых линия излучения ЭК I_2 имела хорошо выраженную гауссову форму, а полоса люминесценции «поверхностного» экситона I_s была очень слабой, что позволило отделить излучение этих двух полос от полосы I_L (рис. 3).

Было обнаружено, что интенсивность возбуждающего света J_p оказывает существенное влияние на спектр излучения кристаллов $Zn_xCd_{1-x}Se$.

³ Полуширина линии отражения для этой системы не превышает 7 мэВ. Отметим, что она не изменяется с температурой в интервале $2 \leq T \leq 40$ К и дальнейшее ее увеличение с T связано с взаимодействием экситонов с продольными оптическими фононами решетки ТРП [17].

Повышение J_B приводит, во-первых, к сдвигу линии I_L в коротковолновую сторону спектра (рис. 4); во-вторых, к уширению линии I_L ; в-третьих, к перераспределению интенсивности между двумя линиями I_2 и I_L : если при малых J_B интенсивность I_L примерно в два раза слабее, чем I_2 , то при повышении J_B это соотношение изменяется в пользу I_2 (рис. 3), что свидетельствует о разной зависимости интенсивности линий I_2 и I_L от J_B . Как показывают исследования, зависимость пиковой интенсивности I_2 от J_B является линейной,⁴ интенсивность же линии I_L зависит от J_B сублинейно.

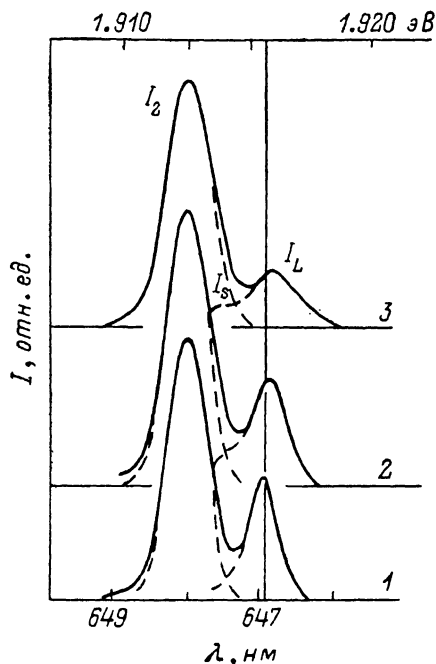


Рис. 3. Спектры люминесценции кристалла $Zn_{0.21}Cd_{0.79}Se$ ($T=2$ К), полученные при различных интенсивностях возбуждающего света J_B .

$\lg J_B=0$ (1), 1.1 (2), 2.8 (3). Разделение контуров линий I_2 и I_L проводилось при учете того, что I_2 описывается симметричным гауссианом с полушириной, не изменяющейся с J_B . Принималось, что $J_{B \min}=1$.

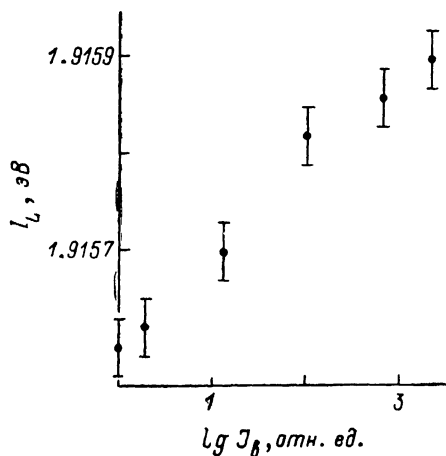


Рис. 4. Зависимость коротковолнового сдвига положения максимума линии излучения I_L в спектре кристаллов $Zn_{0.21}Cd_{0.79}Se$ от интенсивности накачки J_B . $T=2$ К.

В этой связи следует отметить, что для бинарных совершенных кристаллов A^2B^6 (например, CdS , $ZnSe$ и др.) линия экситонной люминесценции демонстрирует совершенно иное поведение: она ослабляется с ухудшением качества кристалла, в температурном интервале 2—40 К не испытывает заметного уширения и с увеличением уровня возбуждения смещается в длинноволновую сторону спектра.

2. Обсуждение результатов

Обнаруженные особенности экситонной люминесценции в ТРП $Zn_xCd_{1-x}Se$ отражают их специфику как неупорядоченных систем и свидетельствуют о появлении нового эффективного канала излучения ЛЭС при низких температурах ($T=2$ К) и процессах миграции возбуждений.

1. Сильный рост интенсивности линии I_L с увеличением степени беспорядка, а также ее малая полуширина находят свое разумное объяснение, если считать, что при низких температурах высвечиваются не все состояния дна зоны, а лишь состояния низкоэнергетического хвоста плотности ЛЭС, для которых характерна гигантская сила осциллятора [9] и плотность которых экспоненциально увеличивается с x [1, 2].

⁴ Линия I_2 при изменении J_B не испытывала смещения, что свидетельствовало об отсутствии нагревания образца. Она обладала гауссовой формой $I=I_0 \exp(-z^2/2\gamma^2)$ с полушириной $\Gamma=2.35\gamma$, не изменяющейся с J_B .

2. По мере повышения температуры кристалла имеют место процессы миграции возбуждений ЛЭС, что можно представить как процессы туннелирования электронных возбуждений из отдельных флуктуационных ям в менее глубокие соседние ямы с поглощением акустических фононов решетки [6, 16, 18]. Процессы пространственной миграции в этом случае сопровождаются процессами спектральной миграции, т. е. уширением линии излучения за счет коротковолновой добавки и небольшим относительным высокоэнергетическим смещением ее максимума. При более высоких температурах, когда kT превышает полуширину неоднородного контура ЛЭС, излучательные процессы протекают с участием ДЭС. Так, при температурах выше 40 К (в интервале 40—70 К) после завершения диссоциации ЭК линия излучения $I_{\text{эк}}$, которую формируют все состояния дна экситонной зоны, полностью доминирует в спектре люминесценции (рис. 2). Следует отметить, что при этих температурах интенсивность экситонной люминесценции примерно на два порядка слабее, чем при $T=2$ К. Это вызывается тем, что в процессе излучения в основном принимают участие ДЭС, для которых становятся актуальными безызлучательные процессы; кроме того, сила осцилляции для ДЭС на три порядка ниже, чем для ЛЭС [9]. Проведенные исследования температурной зависимости спектра излучения этой системы ТРП свидетельствуют об отсутствии энергетической щели между дном экситонной зоны и ЛЭС, т. е. о непрерывном характере хвоста плотности ЛЭС, что является общим свойством флуктуационного уширения дна экситонной зоны в идеальном твердом растворе [1, 2]. Температура, следовательно, является тем фактором, который позволяет провести селекцию различных экситонных состояний в процессе излучения: при низких температурах — это ЛЭС, а при более высоких — это в основном ДЭС дна зоны.

3. Обнаруженный сдвиг I_L с J_B следует связать с процессами диффузии возбуждений ЛЭС в ТРП, когда общее число состояний N , между которыми осуществляется перенос энергии, сопоставимо с числом состояний n , возбуждаемых накачкой J_B . Коротковолновый сдвиг максимума I_L тогда можно представить себе как нелинейный процесс, связанный с заполнением хвоста плотности ЛЭС по мере увеличения J_B .

Число возможных ЛЭС, между которыми осуществляется миграция, определяется плотностью состояний. Хвост плотности ЛЭС для области отрицательных энергий \mathcal{E} выражается как [1, 2]

$$\rho(\mathcal{E}) = 0.1 \left(\frac{M}{\hbar^2}\right)^{3/2} \frac{|\mathcal{E}|^{3/2}}{E_0} \exp\left\{-\left(\frac{|\mathcal{E}|}{E_0}\right)^{1/2}\right\}, \quad (1)$$

где $M = m_e + m_h$ — трансляционная масса экситона; E_0 — характерная энергия, определяющая спад функции $\rho(\mathcal{E})$ в области отрицательных \mathcal{E} . Величина E_0 может быть получена из измерений спектров экситонного отражения [3, 4], при этом $E_0 = 1/14 \Delta$, где Δ — уширение спектра экситонного отражения (расстояние между максимумом и минимумом структуры отражения за вычетом величины продольно-поперечного расщепления экситона).

Для случая ТРП $\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Se}$ с $x=0.21$ можно оценить по [1] $\rho(\mathcal{E})$ (число состояний, приходящихся на единичный интервал энергий 1 мэВ в 1 см^{-3}) в области неоднородного контура ЛЭС на «расстоянии» от дна экситонной зоны $|\mathcal{E}|=2$ мэВ, если взять для $M=0.75 m_0$ (при линейной аппроксимации M от значений $M=0.76 m_0$ для CdSe [16] до $M=0.7 m_0$ для ZnSe [15]), а для $\Delta=2$ мэВ — как на рис. 1. Тогда $\rho(\mathcal{E})=0.4 \times 10^{17} \text{ мэВ}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}$. Число N возможных ЛЭС в интервале $|\Delta\mathcal{E}|=2$ мэВ, соответствующих неоднородному контуру I_L , равно

$$N = \int_{\mathcal{E}}^{\mathcal{E}+\Delta\mathcal{E}} \rho(\mathcal{E}) d\mathcal{E}, \quad N \simeq 10^{17} \text{ состояний} \cdot \text{см}^{-3}. \quad (2)$$

Оценим теперь концентрацию n экситонов, создаваемых при лазерном возбуждении при максимальных значениях накачки $f=10^{22}$ фотонов $\times \times \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, используя соотношение

$$n = f\alpha\tau,$$

где τ — время жизни экситона, α — коэффициент поглощения на длине волны возбуждающего света. Полагая $\tau=10^{-9}$ с [9], $\alpha=10^5$ см $^{-1}$, получаем

$$n \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}. \quad (3)$$

Сравнивая (2) и (3), можно видеть, что они отличаются на порядок, т. е. в ТРП можно создавать число возбуждений, сравнимое с числом ям, на которых локализуются экситоны. Это обстоятельство позволяет представить сдвиг максимума I_L с J_B как процесс частичного заполнения хвоста плотности ЛЭС по мере увеличения накачки. В этом случае при увеличении J_B в рекомбинации начинают принимать участие все более высокоэнергетические экситонные состояния, что приведет к наблюдаемому на эксперименте уширению и сдвигу максимума излучения в коротковолновую сторону спектра.

Экситоны в ТРП локализуются на крупномасштабных флуктуациях состава. Для исследованной здесь системы $\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Se}$ с $x=0.21$ можно оценить характерные размеры ям, на которых локализуются экситоны, и средние расстояния между ними

$$R_L = |\rho(\xi) \Delta\xi|^{-1/3}, \quad (4)$$

если использовать приведенные в [1, 2] выражения для длины локализации экситона

$$R_\Delta = \hbar/\sqrt{2M\Delta} \quad (5)$$

и $\rho(\xi)$ из (1) и подставить в них использованные выше значения для M и Δ . Оценки показывают, что характерные размеры областей локализации экситона $R_\Delta=5$ нм, а среднее расстояние между ними $R_L=30$ нм, т. е. в этом случае справедлив критерий теории [1, 2] $R_\Delta \gg a_0$, когда экситон локализуется как целое потенциалом флуктуаций.

Отметим, что изменение уровня возбуждения позволяет провести селекцию различных экситонных состояний в процессе излучения, что связано с механизмами передачи электронной энергии в ТРП.

Обнаруженные особенности экситонной люминесценции — усиление интенсивности с x , уширение и плавное коротковолновое смещение с повышением температуры и интенсивности накачки — свидетельствуют о том, что эффективностью экситонной люминесценции в ТРП можно управлять путем изменения состава, температуры и интенсивности возбуждения. Полученные результаты свидетельствуют также о большой эффективности излучательного канала ЛЭС при низких температурах и об отсутствии энергетической щели между ЛЭС и дном зоны, т. е. непрерывном характере распределения состояний.

В заключение отметим, что наблюдаемые закономерности спектра экситонной люминесценции в системе $\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Se}$ имеют близкое соответствие с тем, что наблюдалось ранее для другой системы ТРП с катионным замещением ($\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{S}$ с $0 < x < 0.15$ [6-8]), что указывает на их общий характер.⁵ Они являются непосредственным доказательством флуктуационного размытия дна экситонной зоны, которое, согласно современным теоретическим представлениям [1, 2], характерно для идеальных твердых растворов.

⁵ Можно заметить, что влияние флуктуаций состава на экситонные спектры исследуемой системы ТРП $\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Se}$ выражено более слабо, чем для системы $\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{S}$, что спектроскопически проявляется в меньшем уширении спектров отражения и линии излучения ЭК, меньшей величине сдвига I_L с J_B . Это обстоятельство вызвано меньшими значениями параметров dE_g/dx (градиент ширины запрещенной зоны) и M (трансляционной массы экситона), которые используются в теории [1, 2] для описания флуктуационного размытия дна экситонной зоны.

В этой части работы рассмотрены интенсивные каналы излучения, которые имеют примесное происхождение и которые вносят изменения в процессы лазерной генерации, приводя к увеличению пороговой мощности лазера. Эти полосы излучения были обнаружены в спектрах лазерных элементов (ЛЭ), изготовленных из монокристаллов $Zn_xCd_{1-x}Se$ с составами $x=0.95$. Они представляют собой серию эквидистантных полос люминесценции высокой интенсивности с полушириной 20 мэВ с головной линией I_k , с периодом повторения, равным энергии продольного оптического фонона решетки $LO=310 \text{ см}^{-1}$. При $T=2 \text{ К}$ эта серия расположена с длинноволновой стороны от линий излучения I_L и $I_{1,2}$, причем интенсивность полос слабо спадает с длиной волны (рис. 5). Таких спектров не наблюдалось в ЛЭ других составов ($x=0, x=0.9$), что свидетельствует о том, что они обязаны своим происхождением каким-то неконтролируемым примесям. Судя по расположению этих полос в спектре («расстояние» между I_k и линией I_L составляет 11 мэВ), энергии связи комплексов невелики. В пользу этого свидетельствуют также проведенные температурные измерения. По мере повышения температуры ЛЭ, начиная с 2 К, интенсивность этой люминесценции быстро уменьшается, и при $T=60 \text{ К}$

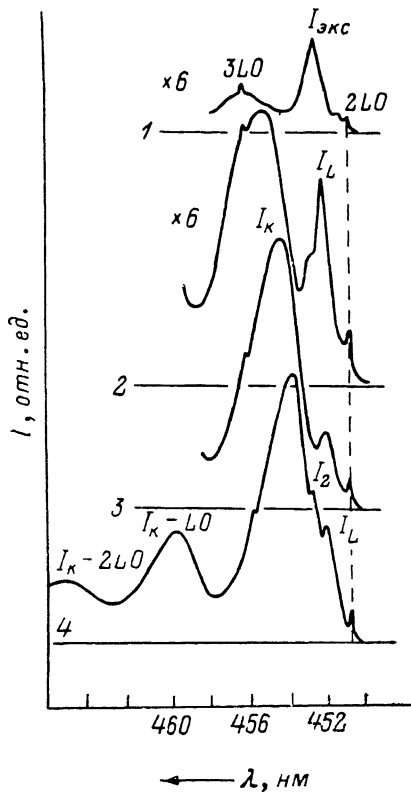


Рис. 5. Спектры люминесценции кристаллов $Zn_{0.95}Cd_{0.05}Se$ при $T=55$ (1), 27 (2), 15 (3) и 2 К (4).

Серия эквидистантных полос излучения с головной линией I_k соответствует ИЗК с испусканием LO фононов решетки. Спектры возбуждались $\lambda=441.6 \text{ нм}$ He—Cd лазера, узкие линии $2LO$ и $3LO$ соответствуют линиям РКРС 2-го и 3-го порядков.

она становится слабой. В то же время наблюдается относительный рост интенсивности излучения в экситонной области спектра (линия $I_{экс}$), а также излучения в более длинноволновой области в виде такого же рода, как I_k , широкой полосы с LO -фононными повторениями. При более высоких температурах ($T > 60 \text{ К}$) эта длинноволновая серия быстро затухает с T .

Наблюдаемую серию эквидистантных полос с головной линией I_k следует сопоставить с излучательной рекомбинацией изоэлектронных комплексов (ИЭК), что основано на следующих ее особенностях. Во-первых, характерный спад интенсивности этих полос в электронно-колебательной серии, который для ИЭК как центров малого радиуса вызван их сильным взаимодействием с фононами решетки [19]. Во-вторых, большая полуширина линий излучения (20 мэВ; рис. 5), которая для ИЭК в твердых растворах связана с тем, что для этих центров вследствие сильной локализации их волновой функции в пределах центральной ячейки влияние флуктуаций в ближайшем окружении может значительно сказываться на их свойствах. В-третьих, активационный характер температурной зависимости интенсивности этих полос, который определяется энергетическим различием положений линий I_k и $I_{экс}$ в спектре (рис. 5).

Относительно ИЗК существует обширная литература. Изовалентные примеси в полупроводниках образуются при замещении атомов на элементы из той же группы периодической системы. Для достаточно различающихся значений электроотрицательности замещаемых и замещающих атомов короткодействующий потенциал изоэлектронной примеси позволяет нейтральному центру захватить носитель, после чего тот становится заряженным и легко захватывает носитель противоположного знака [19, 20]. Заметим, что первый носитель связывается короткодействующими силами, а второй — кулоновскими, далекодействующими. По своим свойствам ИЗК ближе к глубоким центрам, чем к мелким, несмотря на то что величина энергии связи может быть даже меньше энергии ионизации водородоподобной примеси.

Что касается ИЗК в системе $Zn_xCd_{1-x}Se$, то, поскольку ТРП образуются при любом соотношении x , эти комплексы имеют чисто примесную природу. Тем не менее из-за их большой силы осциллятора, небольшой их концентрации (10^{15} — 10^{16} см⁻³) достаточно, чтобы вызвать появление нового сильного канала излучения при низких температурах. Соответствующая примесь не является собственной, поскольку в кристаллах одного и того же состава x она может отсутствовать. Она может внедряться как в процессе выращивания кристаллов, так и при изготовлении из них ЛЭ (при клейке, нанесении диэлектрических покрытий, серебрении). Как показывают данные работы [11], такого вида спектры (рис. 5), характерные для ИЗК, наблюдались при низких температурах для этой системы $Zn_xCd_{1-x}Se$ для всей области составов $0 < x < 1$, что свидетельствовало о том, что примесь внедрялась в процессе выращивания кристаллов.

В заключение отметим, что идентификация такого рода спектров фотолюминесценции имеет прямое отношение к лазерной генерации, поскольку ИЗК создают конкурирующий с лазерным канал излучения и ухудшают характеристики лазерных приборов [13].

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Барановский С. Д., Эфрос А. Л. // ФТП. 1978. Т. 12. № 11. С. 2233—2237.
- [2] Аблясов Н. Н., Райх М. Э., Эфрос А. Л. // ФТТ. 1983. Т. 25. № 2. С. 353—358.
- [3] Суслина Л. Г., Плюхин А. Г. // ФТП. 1978. Т. 12. № 11. С. 2238—2243.
- [4] Ablyasov N. N., Areshkin A. G., Melekhin V. G., Suslina L. G., Fedorov D. L. // Phys. St. Sol. (b). 1986. V. 134. N 2. P. 157—165.
- [5] Suslina L. G., Plyukhin A. G., Goede O., Hennig D. // Phys. St. Sol. (b). 1979. V. 94. P. 185—189.
- [6] Арешкин А. Г., Суслина Л. Г., Федоров Д. Л. // Письма в ЖЭТФ. 1982. Т. 35. № 10. С. 427—429.
- [7] Суслина Л. Г., Федоров Д. Л. // ФТТ. 1983. Т. 25. № 11. С. 3215—3224.
- [8] Суслина Л. Г., Арешкин А. Г., Мелехин В. Г., Федоров Д. Л. // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 39. № 2. С. 48—51.
- [9] Рашба Э. И. // ФТП. 1974. Т. 8. № 7. С. 1241—1256.
- [10] Коростелин Ю. В., Шапкин П. В., Суслина Л. Г., Марков Л. С., Арешкин А. Г., Федоров Д. Л. // Кр. сообщ. по физике ФИАН. 1988. № 4. С. 12—14.
- [11] Бродин М. С., Витриховский Н. И., Гоерд Д. Б. // УФЖ. 1970. Т. 15. № 4. С. 587—593.
- [12] Богданкевич О. В., Борисов Н. А. // Квант. электр. 1975. Т. 2. № 10. С. 2231—2237.
- [13] Ахекин А. М., Козловский В. И., Коростелин Ю. В., Насибов А. С., Попов Ю. М., Шапкин П. В. // Квант. электр. 1985. Т. 12. № 5. С. 1113—1115.
- [14] Арешкин А. Г., Пекарь Г. С., Полицкий Г. Н., Попова Т. Б., Суслина Л. Г., Федоров Д. Л. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 12. С. 3743—3745.
- [15] Röpischer H., Jacobs J. J., Novikov V. V. // Phys. St. Sol. (a). 1975. V. 27. N 1. P. 123—127.
- [16] Cohen E., Sturge M. D. // Phys. Rev. 1982. V. B25. N 6. P. 3828—3840.
- [17] Плюхин А. Г., Суслина Л. Г. // ФТТ. 1982. Т. 24. № 10. С. 2738—2746.
- [18] Агранович В. М., Галакин М. Д. Перенос энергии электронного возбуждения в конденсированных средах. М.: Наука, 1978. 383 с.
- [19] Nelson R. J. Excitons in Semiconductor alloys, Excitons / Ed. E. I. Rashba, M. D. Sturge. North—Holland, Amsterdam, 1982. P. 319—348.
- [20] Goede O., Hennig D. // Phys. St. Sol. (b). 1983. V. 119. N 1. P. 261—268.