

УДК 535.343

## ПИКОСЕКУНДНАЯ КИНЕТИКА СВЕЧЕНИЯ ЭКСИТОНОВ В CdS

Я. Ю. Аавиксоо, Я. Э. Липпмаа, А. М. Фрейберг, С. Ф. Савихин

С пикосекундным временным разрешением исследована люминесценция свободных и локализованных экситонов в кристаллах CdS при гелиевых температурах. Определены времена затухания  $A_2$  и  $B_1$  экситонов ( $\tau=40$  и  $12$  пс соответственно). При внутрizonном возбуждении около дна экситонной зоны  $A_1$  образуется квазиравновесное распределение экситонов (время формирования  $100$  пс). Экспериментально обнаружен быстрый канал заселения экситонных состояний в области дна зоны. Затухание квазиравновесного распределения при длинных временах ( $\tau=0.6$  нс) определяется переходами в локализованные состояния, распад которых имеет радиационный характер ( $\tau=1$  нс для  $I_1$  и  $\tau=0.58$  нс для  $I_2$ ). В случае мелких, локализованных на нейтральных донорах экситонов существует радиационный перенос энергии между отдельными центрами. Локализованные на нейтральных акцепторах экситонные состояния заселяются через промежуточные состояния  $I_{1B}$ .

Исследованный в данной работе кристалл CdS является модельным представителем прямозонных полупроводников типа  $A_2B_6$ , оптические свойства которого в экситонной области спектра хорошо изучены. Наряду со спектральными характеристиками исследовалась также кинетика свечения CdS с субнаносекундным временным разрешением. В [1] впервые измерены времена радиационного распада локализованных экситонных (ЛЭ) состояний. Авторы [2] видели неэкспоненциальную кинетику свечения свободного  $A_1$  экситона (СЭ) и установили зависимость времен затухания от длины волны свечения. Результаты интерпретировались в рамках поляритонной модели, предложенной в [3]; экспериментально установлено существование «бутылочного горла» для релаксации поляритонов. В работе [4] кинетика поляритонной люминесценции исследована с большим временным разрешением и на основе модельных кинетических расчетов объяснены неэкспоненциальность и температурная зависимость его затухания. Ограниченное временное разрешение, однако, не позволяло до последнего времени следить за релаксацией первоначальных зонных возбуждений и исследовать динамику формирования квазистационарного распределения поляритонов около дна нижней экситонной зоны, а также следить за процессами заселения локализованных состояний.

Эффективным методом исследования этих процессов является сочетание высокого спектрального разрешения с пикосекундным временным разрешением — пикосекундная спектхронография [5]. С помощью этого метода ранее изучены сверхбыстрая динамика экситонных поляритонов в кристалле антрацена [6, 7] и кинетика свечения ЛЭ в твердом растворе  $CdS_{1-x}Se_x$  [8].

В данной работе с пикосекундным временным разрешением исследована кинетика свечения свободных и локализованных на нейтральных донорах и акцепторах экситонов в чистом кристалле CdS при гелиевых температурах. Установлены времена жизни высоколежащих экситонных состояний и характерные времена и каналы релаксации зонных возбуждений, обсуждается роль пространственного распределения экситонов на кинетические свойства свечения.

# 1. Экспериментальные результаты

Исследовались чистые, нелегированные пластинчатые ( $d \approx 0.1$  мм) кристаллы CdS. Образцы помещались в иммерсионный гелиевый криостат с откачкой паров и находились при температуре 2 К. Наблюдения проводились в неполяризованном свете, под углом  $90^\circ$  к возбуждению

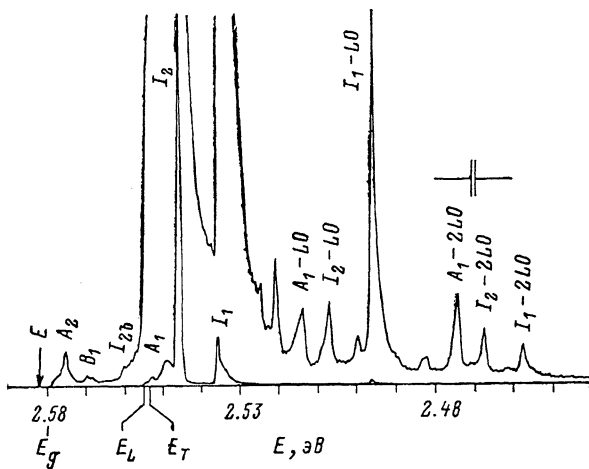


Рис. 1. Стационарный спектр люминесценции CdS при  $T=2$  К и  $E_B=2.5837$  эВ. Интенсивность верхнего спектра умножена на 100.

( $E \perp c$ ,  $k$ ,  $c \approx 30^\circ$ ). Источником возбуждения являлся перестраиваемый квазинепрерывный лазер на красителе кумарин-102, синхронно накачиваемый дугом импульсов криптонового лазера. Длительность импульсов лазера на красителе 3 пс, частота следования около 80 МГц, энергия в импульсе не превышала 0.1 нДж. Кинетика свечения изучалась через двойной монохроматор с вычитанием дисперсии [9] с помощью электронно-оптической камеры. Временная развертка сигнала осуществлялась с частотой следования импульсов (динамический диапазон не менее 2 порядков, временная аппаратная функция 10 пс). Свободный интервал развертки позволяет уверенно анализировать форму кривых затухания длительностью  $\leq 2$  нс. Стационарные спектры регистрировались на той же установке методом счета фотонов.

Таблица 1

Параметры кривых затухания люминесценции свободных экситонов в CdS ( $T=2$ К,  $E_B=2.5837$  эВ,  $\Delta E=0.4$  мэВ)

$E$ , мэВ	$\tau_1$ , пс	$\tau_2$ , пс	$\tau_M$ , пс	$\tau$ , нс
$E_T + 10$	7	(45) *	—	—
$E_T + 5$	25	(80) *	—	—
$E_T + 3$	60	—	—	—
$E_T + 2$	86	—	60	0.08
$E_T + 1$	120	—	90	0.1
$E_T$	215	540	200	0.4

Примечание.  $E$  — частота регистрации;  $\tau_1$  — время затухания;  $\tau_2$  — время затухания, определенное по хвосту кривой затухания (значения в скобках определены по слабому хвосту кинетики при широких щелях  $\Delta E = 2$  мэВ);  $\tau_M$  — оценка времени достижения максимума медленной компоненты затухания. \* Использованное временное разрешение не позволяет уверенно определить длинные времена затухания (рис. 2).

Спектр стационарной люминесценции кристалла при возбуждении около дна зоны проводимости приведен на рис. 1. В спектре наблюдаются линии, соответствующие свободным  $A_2$ ,  $B_1$  и  $A_1$  экситонам. Линия  $B_1$  бесструктурная, линия  $A_2$  имеет коротковолновое плечо. Люминесценция свободных  $A_1$  экситонов имеет характерную дублетную структуру, приписываемую излучению нижней и верхней поляритонным ветвям [10]. В спектре наблюдаются также линии, соответствующие одновременному испусканию одного или двух LO фононов и имеющие характерную асимметричную форму [11]. Наряду с линиями свободных экситонов видны

интенсивные линии свечения экситонов, локализованных на нейтральных донорах  $I_2$  и нейтральных акцепторах  $I_1$  с соответствующими фононными повторениями [12, 13]. У линии  $I_1$  отчетливо видно длинноволновое акустическое фононное крыло. Как известно, форма спектров люминесценции сильно зависит от чистоты образцов [10], что определяет время жизни СЭ. Оценка по спектру исследованного образца дает  $\tau \approx 1$  нс.

В первую очередь мы исследовали зависимость кинетики затухания от частоты регистрации около и выше дна зоны  $A_1$  экситона ( $E_T = 2.5524$  эВ; рис. 2) при возбуждении на  $E_B = 2.5837$  эВ. При кинетических энергиях  $E_T + 10$  мэВ кинетику затухания можно описывать одной экспонентой

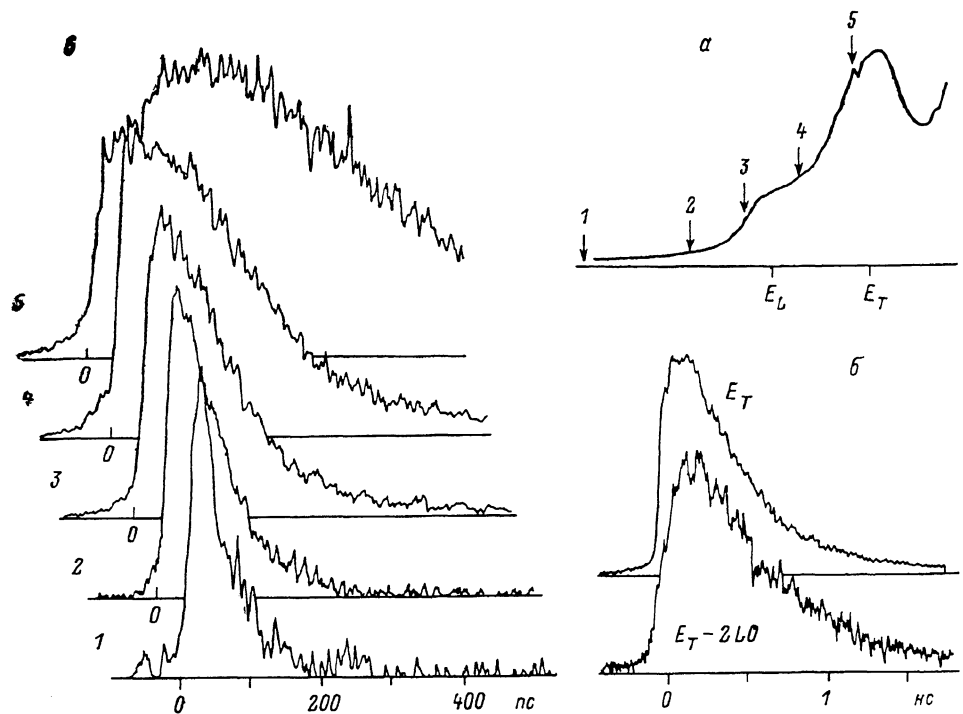


Рис. 2. Кинетика свечения около дна зоны  $A_1$  экситона.

а — спектр люминесценции, б — кинетика свечения максимума линий  $E_T - 2LO$  и  $E_T$ , в — кривые затухания люминесценции на указанных цифрами энергиях.

( $\leq 10$  пс). В указанном временном разрешении аппаратуры время нарастания не наблюдается. При уменьшении частоты регистрации время затухания и интенсивность свечения монотонно растут (табл. 1). Постепенно в кривой затухания появляется слабый, более медленный хвост. Начиная от энергии  $E_T + 2$  мэВ, наряду с компонентой с мгновенным нарастанием, в кинетике четко появляется более медленная компонента, которая имеет отчетливое время нарастания. Затухание при этом можно описать суммой двух экспонент [4]. Около  $E_T$  быстрая компонента видна как выброс на начальном участке кривой затухания. Основные параметры кривых затухания приведены в табл. 1. При перестройке частоты регистрации кинетика свечения меняется плавно, т. е. ни частота продольных экситонов  $E_L$ , ни дно зоны  $E_T$  в кинетике свечения явно не проявляются.

Кроме чистоэкситонного свечения СЭ нами исследованы фононные повторения  $A_1 - LO$  и  $A_1 - 2LO$  с характерными коротковолновыми хвостами. Кинетику свечения в максимуме  $1LO$  линии можно удовлетворительно описывать двухэкспоненциальным законом с временем нарастания 88 пс и временем затухания 250 пс. Максимум линии (смещенный на частоту  $LO$  фона  $E_{LO} = 37.7$  мэВ) попадает на  $\approx 1$  мэВ выше  $E_T$ , и его кинетика заметно длиннее ( $\approx 250$  пс) кинетики свечения на частоте

$E_T+1$  мэВ ( $\approx 120$  пс). Важно, что наблюдаемая в кинетике  $E_T+1$  мэВ компонента с мгновенным нарастанием отсутствует в кинетике  $A_1-1LO$ . Кинетику свечения в максимуме линии  $A_1-2LO$  можно также описывать

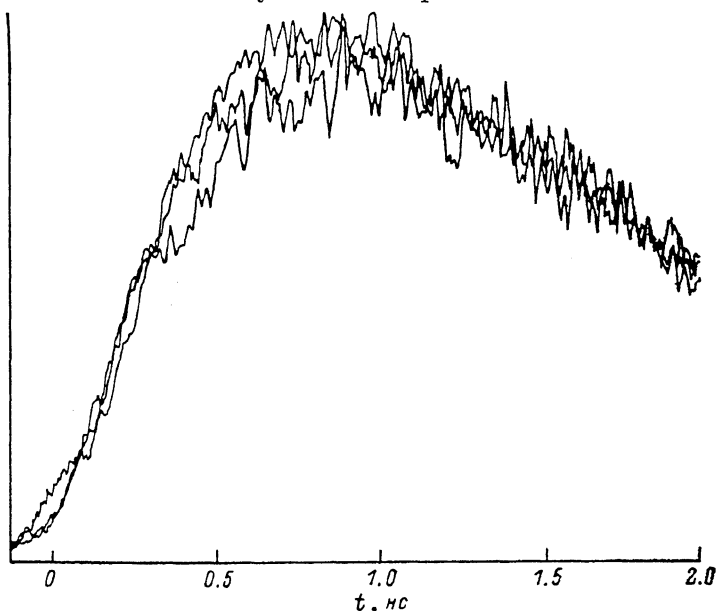


Рис. 3. Кинетика свечения локализованных на нейтральных акцентах  $A_1$  экситонов (линия  $I_1$ ) и соответствующих фоновых повторений ( $I_1-1LO$ ,  $I_1-2LO$ :  $\tau_n=0.1$ ,  $\tau_3=1.03$  нс).  $E_B=2.5837$  эВ.

двумя экспонентами с  $\tau_1=140$  и  $\tau_2=440$  пс, т. е. видно заметное замедление кинетики  $2LO$  линии по сравнению с кинетикой  $1LO$  линии (см.

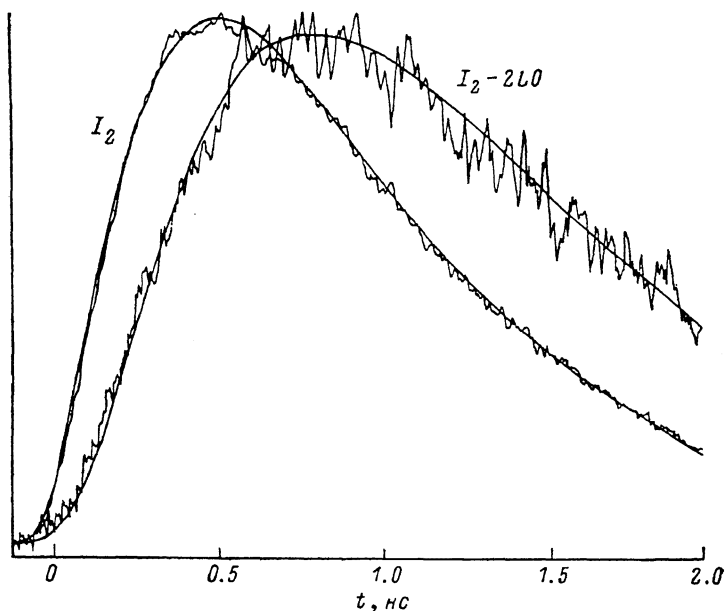


Рис. 4. Кинетика свечения локализованных на нейтральных донорах  $A_1$  экситонов (линия  $I_2$ :  $\tau_3=0.58$  нс) и фонового повторения (линия  $I_2-2LO$ :  $\tau_n=0.13$ ,  $\tau_3=0.88$  нс) с соответствующими вычисленными кривыми.

вставку на рис. 2). Исследована также кинетика свечения по всей  $2LO$  полосе. Изменение кинетики затухания аналогично зависимости по полосе свободного экситона, но времена затухания на каждом участке  $2LO$  линии более длинные, чем соответствующие времена в случае СЭ.

Интенсивность фонового свечения составляет 50 % у линии  $2LO$  и 20 % у линии  $1LO$ . Кинетика фона, измеренная рядом с линией  $2LO$ , более медленная, чем кинетика исследованных линий, и с точностью до шумов совпадает с кинетикой линии  $I_1$ .

Далее измерялась кинетика свечения локализованных экситонов и их фононных повторений. Общие черты кинетики всех линий одинаковые — наблюдается заметное (0.5–1.0 нс) время парастания и время затухания порядка 1–2 нс. Однако в деталях видно существенное различие кинетики  $I_2$  и  $I_1$  и их фононных повторений. Кинетика линии  $I_1$  и ее фононных повторений (рис. 3) не отличается. В то же время в кинетике линии  $I_2-2LO$  отчетливо видно появление времени нарастания и увеличение времени затухания по сравнению с затуханием линии  $I_2$  (рис. 4). Числен-

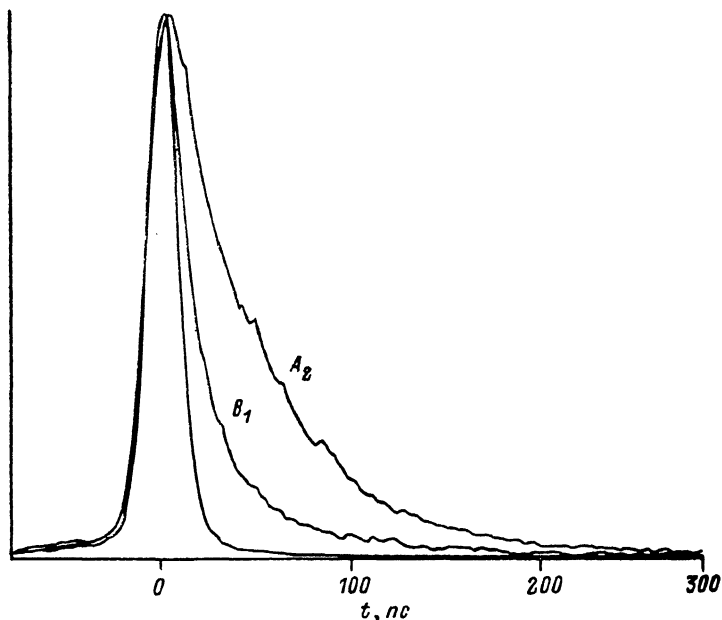


Рис. 5. Кинетика свечения  $A_2$  и  $B_1$  экситонов и временная аппаратная функция нашей системы.  $B_1$ :  $\tau_3=12$  пс;  $A_2$ :  $\tau_3=40$  пс.

ный анализ кривых затухания показывает, что каждую из них можно удовлетворительно описывать одним или двумя параметрами (время нарастания  $\tau_n$  и затухания  $\tau_3$ ) при надлежащем подборе функции возбуждения (см. раздел 2). Результаты обработки и данные работ [1, 2] (для сравнения) приведены в табл. 2.

На рис. 5 показано затухание свечения  $A_2$  и  $B_1$  экситонов вместе с профилем возбуждающего импульса. Кинетику линии  $A_2$  можно описывать одноэкспоненциальным законом затухания с  $\tau=40$  пс. В кинетике линии  $B_1$  видна, кроме быстрой компоненты с  $\tau=12$  пс, слабая (1 : 12) медленная компонента с  $\tau=55$  пс. Появление этой компоненты может быть вызвано частичным перекрытием полос свечения  $A_2$  и  $B_1$  экситонов при используемой ширине щели регистрации ( $\Delta E=2$  мэВ). Все параметры определены с учетом свертки с возбуждающим импульсом.

## 2. Обсуждение результатов

1) Кинетика свечения СЭ. Измеренные нами времена затухания экситонной (поляритонной) люминесценции около дна зоны  $A_1$  экситона при длинных временах хорошо согласуются с результатами работ [2, 4]. Наблюдаемая кинетика свечения на качественном уровне также объясняется известным процессом формирования квазиравно-

ного распределения (КРР) экситонов в области бутылочного горла поляритонов вследствие испускания акустических фононов.

Пикосекундное временное разрешение позволяет, однако, выявить существенно новые черты в динамике экситонов. В первую очередь отметим определение времен распада вышележащих экситонных состояний  $A_2$  и  $B_1$ . Неожиданным при этом является взаимоотношение времен затухания свечения  $A_2$  и  $B_1$  экситонов — более высокоэнергетическое возбужденное экситонное состояние  $A_2$  распадается более чем в 3 раза медленнее  $B_1$  экситона, что, по всей вероятности, вызвано существенно отличным взаимодействием этих экситонов с акустическими фононами. Этот вопрос нуждается в теоретическом рассмотрении. Любопытно также, в какой мере эти экситонные состояния успевают термализоваться до распада в  $A_1$  экситоны.

Пикосекундные времена затухания на коротковолновом хвосте линии СЭ  $A_1$  (табл. 1) определяются релаксацией экситонов по дисперсионной кривой. Скорость релаксации в этой области энергий определяется рассеянием на продольных акустических фононах [14, 15]. Отметим, что времена затухания (табл. 1) согласуются с косвенными данными на основе Ханле-эффекта  $\tau=4$  пс при  $E_T+10.4$  мэВ [16]. Появление участков нарастания в кинетике свечения вблизи дна зоны прямым образом показывает, что для этих состояний существенны процессы заселения в результате релаксации кинетической энергии [4]. Кинетика свечения основной полосы СЭ отражает динамику распределения СЭ в приповерхностном слое толщиной порядка  $1/\alpha$ , где  $\alpha$  — коэффициент поглощения поляритонов. Кинетика фононных повторений свечения СЭ отражает кинетику КРР экситонов (поляритонов) около дна зоны в объеме кристалла [14], что объясняет различие в кинетике  $A_1$  полосы и ее  $LO$  повторений. Ввиду того что вклад в  $A_1-2LO$  линии дают экситоны всего объема кристалла, можно сказать, что кинетика  $2LO$  линии отражает наиболее адекватно динамику экситонного распределения в кристалле. А именно время затухания ( $\tau_3=440$  пс) характеризует вероятность захвата СЭ, а время нарастания ( $\tau_{11}=100$  пс) определяет характерное время формирования КРР экситонных поляритонов.

Особое внимание следует обратить на появление участка первоначального, мгновенного нарастания интенсивности свечения около  $E_T$ . Появление такого свечения не может быть понято в картине ступенчатой релаксации экситонов на акустических фононах, а указывает на необходимость введения такого канала релаксации, в ходе которого за время 1 пс эффективно заселяются экситонные (поляритонные) состояния около  $E_T$ . Возможно, что на поверхности кристалла, где нарушается закон сохранения квазимпульса, существуют процессы неупругого заселения на акустических фононах всей зоны, с участием которых возможно заселение состояний во всей области экситонного резонанса. Отсутствие (или существенное ослабление) такой временной компоненты в фононных повторениях указывает на немалую роль поверхности в этих процессах, а длительность такого свечения определяется диффузией околоповерхностных возбуждений в объем кристалла. Отметим, что измеренные кинетические кривые должны быть сопоставлены с теоретическими кривыми, которые получаются (численным) решением кинетического уравнения [4, 10] с учетом вида экситон-фононного взаимодействия. Разность кинетики бесфононных и  $LO$  полос указывает на необходимость учета пространственного распределения экситонов (поляритонов).

2) К и н е т и к а с в е ч е н и я ЛЭ. В кинетике свечения локализованных экситонов отражаются как процессы (радиационного) распада этих состояний, так и процессы их заселения. В более ранних работах [1, 2] измерялись только времена затухания. В простейшем случае процессы заселения должны проявляться в виде появления времени нарастания. Однако измеренные кривые затухания свечения ЛЭ ( $I_1, I_2$  линии и их фононные повторения) не удается удовлетворительно аппроксимировать сверткой возбуждающего лазерного импульса с суммой двух экс-

новент. При предположении экспоненциального (радиационного) распада это указывает на более сложный (неэкспоненциальный) процесс возбуждения ЛЭ, т. е. вероятность захвата должна зависеть от времени. При этом хорошее совпадение с экспериментом получается, если предположить, что ЛЭ заселяются наиболее эффективно распределением СЭ около дна зоны. Кинетика свечения ЛЭ при этом выражается как свертка экспоненциального распада с кинетикой распределения СЭ около  $E_T$  («возбуждающий импульс»). Это предположение вполне естественно, так как эффективность локализации (радиуса захвата) увеличивается с уменьшением кинетической энергии экситона. На это обстоятельство указывает также вид спектра возбуждения свечения ЛЭ [17]. В качестве «возбуждающего импульса» для численных подгонок мы выбрали кривую затухания при  $E_T$ , так как ее кинетика описывает самым прямым образом динамику энергетического распределения экситонов около дна зоны.

Принятой моделью достигается хорошее совпадение экспериментальных и расчетных кинетик линий  $I_2$  и  $I_1$  (рис. 4). В кинетике линии  $I_2-2LO$  (рис. 4), однако, появляется дополнительное время нарастания  $\tau_{11}=130$  пс (отсутствующее в свечении линии  $I_2$ ) и увеличивается время затухания  $\tau_3=0.88$  пс. Это обстоятельство с учетом заметного поглощения на длине волны ЛЭ [1, 18] может быть объяснено в простой модели реабсорбции. Модельные расчеты показывают, что реабсорбция на длине волны основной линии ( $I_2$  в нашем случае) приведет к замедлению кинетики состояний ( $I_2-2LO$ ), которые заселяются через основные состояния. Различие кинетики этих линий зависит от вероятности реабсорбции. Следовательно, в случае мелких, локализованных на нейтральных донорах, экситонов существен радиационный перенос энергии между отдельными центрами. Совпадение измеренного нами времени затухания состояний  $I_2$  с измеренным и вычисленным в работах [1, 2] подтверждает радиационный характер затухания состояний  $I_2$ .

В отличие от линий в серии  $I_2$  кинетика линии  $I_1$  с точностью шумов совпадает с кинетикой линий  $I_1-1LO$  и  $I_1-2LO$ , а также с кинетикой наблюдаемого в спектре фоновного крыла линии  $I_1$  (рис. 3). Время затухания линии  $I_1$  согласуется с данными работ [1, 2] (табл. 2). Это показывает, что более глубокие локализованные состояния хорошо описываются теорией примесного центра [12]. Отличием поведения ЛЭ  $I_1$  по сравнению с ЛЭ  $I_2$  является то, что для описания кинетики свечения линии  $I_1$  необходимо ввести дополнительное экспоненциальное время нарастания. Это означает, что СЭ сперва заселяют некоторые промежуточные состояния, в ходе релаксации которых заселяются локализованные состояния  $I_1$ . В таком случае время затухания промежуточных состояний входит в кинетику  $I_1$  состояний как дополнительное время нарастания. В качестве актуальных промежуточных состояний могут быть состояния  $I_{1B}$ , которые располагаются немного ниже дна экситонной зоны [17]. Отметим, что авторы работы [1] тоже обнаружили дополнительное запаздывание сигнала при возбуждении выше дна зоны, которое отсутствовало при возбуждении между линиями  $I_1$  и  $I_2$ , что подтверждает наш результат.

Спектрально-селективный анализ пикосекундной кинетики свечения свободных и связанных экситонов в CdS позволяет детально проследить за динамикой этих возбуждений. Спектральные и кинетические свойства вторичного свечения СЭ хорошо описываются в поляритонной модели.

Таблица 2

Параметры кривых затухания люминесценции локализованных экситонов в CdS ( $T=2K$ ,  $E_B=2.5337$  эВ)

	$\tau_B$	$\tau_3$	$\tau [^2]$	$\tau [^1]$
	нс			
$I_1$	0.07	0.92	1.0	$1.03 \pm 0.1$
$I_1-1LO$	0.12	1.06	—	—
$I_1-2LO$	0.12	1.10	—	—
$I_2$	—	0.58	0.6	$0.5 \pm 0.1$
$I_2-2LO$	0.13	0.88	—	—

Примечание.  $E_{возб}$  в [2] 4579 Å и в [1] 4765 Å.

Релаксация первичных зонных возбуждений идет через  $A_2$  и  $B_1$  экситоны ( $\tau_2=40$  и  $12$  пс соответственно). Кинетика свечения в полосе СЭ  $A_1$  отражает формирование и распад КРР поляритонов около бутылочного горла. Время формирования КРР около дна зоны  $A_1$  экситона составляет  $100$  пс и обусловлено релаксацией на  $LA$  фононах. Однако экспериментально обнаружен и другой, быстрый, канал релаксации начальных зонных возбуждений, который может быть обусловлен эффективным рассеянием на поверхностных неоднородностях кристаллов. Для распада КРР существуют два основных канала: выход поляритонов через поверхности кристалла (этот процесс сильно зависит от пространственно-энергетического распределения поляритонов в кристалле) и безызлучательный распад в локализованные состояния. Последний канал определяет затухание в максимуме линий СЭ  $A_1$  ( $0.6$  нс). Кинетика свечения ЛЭ отражает процессы их заселения и распада. ЛЭ состояния заселяются преимущественно через дно экситонной зоны и затухают радиационным образом ( $\tau_3=1$  нс для  $I_1$  и  $\tau_3=0.58$  нс для  $I_2$ ). В случае мелких, локализованных на нейтральных донорах, экситонов существен радиационный перенос энергии между отдельными центрами. Локализованные на нейтральных акцепторах экситонные состояния заселяются через промежуточные состояния  $I_{1B}$ .

Авторы выражают благодарность В. В. Травникову за предоставление высококачественных кристаллов CdS и обсуждение полученных результатов, а также П. М. Саари за стимулирующие дискуссии.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Henry C. H., Nassau K. // *Phys. Rev. B.* 1970. V. 1. N 4. P. 1628—1634.
- [2] Heim U., Wiesner P. // *Phys. Rev. Lett.* 1975. V. 30. N 24. P. 1205—1207; Wiesner P., Heim U. // *Phys. Rev. B.* 1975. V. 11. N 8. P. 3071—3077.
- [3] Toyozawa Y. // *Prog. Theor. Suppl.* 1959. V. 12. N 1. P. 111—121.
- [4] Askary F., Yu P. Y. // *Phys. Rev. B.* 1983. V. 28. N 10. P. 6165—6168; Askary F., Yu P. Y. // *Phys. Rev. B.* 1985. V. 31. N 10. P. 6643—6653.
- [5] Freiberg A., Saari P. // *IEEE J. Quant. Electr.* 1983. V. QE-19. N 4. P. 622—630.
- [6] Freiberg A., Aaviksoo J., Timpmann K. // *J. of Mol. Struc.* 1986. V. 142. N 4. P. 563—566.
- [7] Aaviksoo J., Freiberg A., Reinot T., Savikhin S. // *J. Lumin.* 1986. V. 35. N 5. P. 267—275.
- [8] Аавиксоо Я., Липпмаа Я., Пермогоров С. и др. // *Письма в ЖЭТФ.* 1987. Т. 45. № 8. С. 391—393.
- [9] Saari P., Aaviksoo J., Freiberg A., Timpmann K. // *Opt. Comm.* 1981. V. 39. N 1/2. P. 94—98.
- [10] Травников В. В., Криволапчук В. В. // *ЖЭТФ.* 1983. Т. 12. № 6. С. 2087—2106.
- [11] Гросс Е. Ф., Пермогоров С. А., Разбирин Б. С. // *УФН.* 1971. Т. 103. № 3. С. 431—446.
- [12] Хальдре Т. Ю., Ребане Л. А. // *ФТТ.* 1971. Т. 13. № 3. С. 756—760.
- [13] Hopfield J. J., Thomas D. G. // *Phys. Rev.* 1962. V. 128. N 5. P. 2135—2148.
- [14] Masumoto Y., Shionoya S. // *Phys. Rev. B.* 1984. V. 30. N 2. P. 1076—1079.
- [15] Gross E., Permogorov S., Razbirin B. // *J. Phys. Chem. Sol.* 1966. V. 27. P. 1647—1651.
- [16] Klochikhin A., Morozenko Ya., Travnikov V., Permogorov S. // *Light Scattering in Solids* / Eds. J. L. Birman, H. Z. Cummins, K. K. Rebane. N. Y., 1979. P. 215.
- [17] Panel R., Bonnot A., Benoit a la Guillaume C. // *Phys. St. Sol.* 1973. V. 58. N 1. P. 251—266.
- [18] Excitons. Topics in Current Physics / Ed. K. Cho. N. Y., 1979. V. 14. P. 274.

Институт физики АН ЭССР  
Тарту

Поступило в Редакцию  
11 января 1988 г.  
В окончательной редакции  
10 октября 1988 г.