

УДК 535.343.2; 535.548

© 1991

## ОСОБЕННОСТИ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ КОНСТАНТЫ ЗАТУХАНИЯ 1А-ЭКСИТОНОВ В КРИСТАЛЛЕ CdS

*М. И. Страшникова, В. В. Черный*

Построена температурная зависимость константы затухания экситонов  $\Gamma$  в кристалле CdS на основании температурного изменения кривых дисперсии показателя преломления. Результаты сравниваются с данными других работ, в которых  $\Gamma(T)$  получены иными методами измерения. Проведено сравнение зависимостей  $\Gamma(T)$  с температурным уширением полосы поглощения.

Пространственно-временная релаксация экситонов играет важную роль в формировании оптических спектров поглощения, люминесценции и рассеяния света кристаллами, и поэтому ее исследование уже в течение многих лет остается одной из актуальных задач физики твердого тела. Особенно усилился интерес к исследованию релаксационных процессов в связи с появлением сверхкоротких лазерных импульсов пико- и фемто-секундной длительности и открывшимися в связи с этим новыми экспериментальными методиками.

Количественной характеристикой релаксации является константа затухания  $\gamma$ , которая соответствует полной вероятности рассеяния свето-экситона с энергией  $E$  и волновым вектором  $k$  в другие состояния из-за столкновения с фононами, примесями, дефектами и т. д.;  $\gamma$  характеризует естественную ширину энергетического уровня и связано с  $\tau$  — временем жизни (на данном уровне) соотношением неопределенности  $\gamma = 1/\tau$ .

В настоящей работе исследована температурная зависимость затухания 1А-экситона в кристалле CdS на основании измерения кривых дисперсии показателя преломления  $n(\omega)$ . Они были измерены методом призмы на тончайшем клинообразном кристалле (средняя толщина  $d = 0.5$  мкм, преломляющий угол  $\approx 50''$ ) с помощью перестраиваемого лазера [1-3]. Величина затухания определялась путем сравнения измеренных в [3] кривых  $n(\omega)$  с рассчитанными по теории Пекара [4], в которой учтена пространственная дисперсия (ПД)  $\epsilon(\omega, k)$  и возникают добавочные световые волны или волны Пекара [5]. В [4] в качестве параметра затухания обозначена величина  $\Gamma = \gamma/2$ , которая и используется в наших расчетах.

### 1. Результаты эксперимента

Прежде чем перейти непосредственно к описанию температурной зависимости  $\Gamma(T)$ , вкратце напомним результаты, полученные в [6], о частотной зависимости  $\Gamma(\omega)$  при  $T = 1.8$  К. Поскольку метод призмы дает возможность пространственно разделить пекаровские волны, то в [1] наряду с дисперсией  $n(\omega)$  (рис. 1а) удалось измерить и спектральные зависимости интенсивности  $I(\omega)$  каждой из них в отдельности (рис. 1, б). Сравнивая эти зависимости с рассчитанными по теории, развитой в [7] для прохождения пекаровских волн через клинообразный кристалл, удалось восстановить дисперсию затухания 1А-экситонов  $\Gamma(\omega)$  (рис. 1, в). Как видно, при возрастании  $\omega$  от области прозрачности кристалла до продольной частоты

$\omega_L$  и выше  $\Gamma(\omega)$  разделяется от  $2 \cdot 10^{-5}$  до  $2 \cdot 10^{-4}$  эВ. В области продольно-поперечного расщепления  $\Delta_{LT}$  зависимость  $\Gamma(\omega)$  описывает узкую  $\delta$ -образную кривую, а затем вблизи  $\omega_L$  ступенчато выходит на постоянное значение. В [6] появление  $\delta$ -образного пика было интерпретировано как результат смешивания состояний разрешенных и запрещенных переходов. Резкое возрастание  $\Gamma(\omega)$  вблизи  $\omega_L$  было связано с межзонными перебросами: именно начиная с  $\omega_L$  в кристалле возможно распространение двух поперечных одинаково поляризованных волн и одной продольной и их взаимные превращения друг в друга при столкновении с любым препятствием и поверхностью.

Важно подчеркнуть, что зависимость  $\Gamma(\omega)$  удалось восстановить лишь на основании данных об интенсивности прошедших волн. Кривые дисперсии  $n(\omega)$  практически не чувствительны к таким малым изменениям величины  $\Gamma$  в широком спектральном интервале. Только незначительное изменение  $n(\omega)$  было зарегистрировано в области всплеска кривой  $\Gamma(\omega)$  в [8] и подтверждено в [2]. Разные значения  $\Gamma$  в спектральных областях ниже и выше резонансной области были зафиксированы

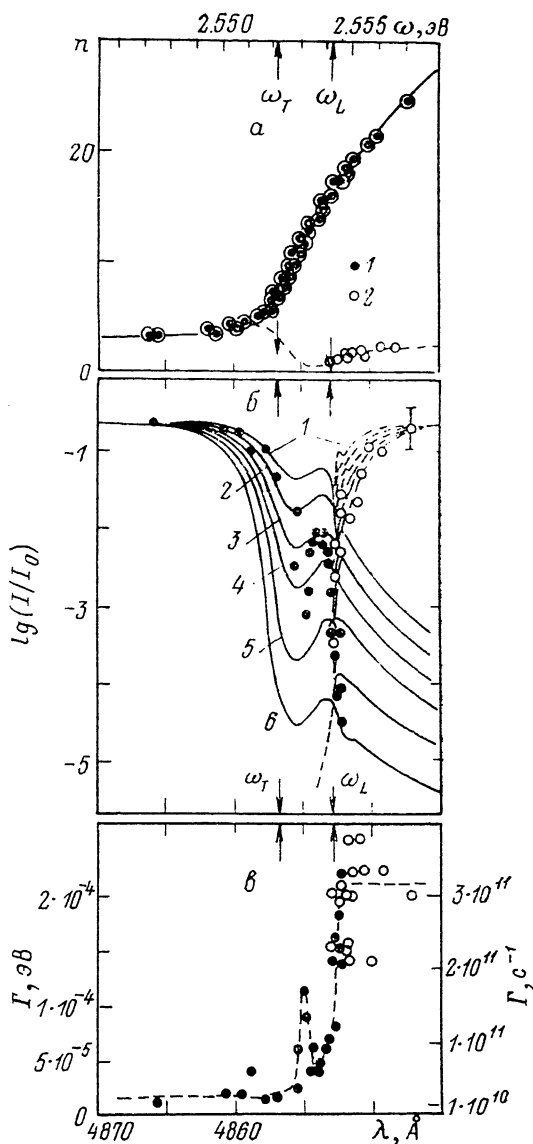


Рис. 1.

а — измеренные кривые дисперсии показателя преломления волн «+» (1) и «-» (2) и рассчитанные теоретически при  $\Gamma = 5 \cdot 10^{-5}$  эВ. Штриховая линия — эффективный показатель преломления  $n_{\text{эфф}}(\omega)$ ; б — спектральные зависимости интенсивности этих же волн, измеренные после прохождения через клинообразный кристалл и рассчитанные теоретически для значений  $\Gamma = 1 \cdot 10^{-5}$  (1),  $2 \cdot 10^{-5}$  (2),  $4 \cdot 10^{-5}$  (3),  $8 \cdot 10^{-5}$  (4),  $1.4 \cdot 10^{-4}$  (5),  $2.2 \cdot 10^{-4}$  (6) эВ. Сплошные линии — волны «+», штриховые — волны «-»; в — дисперсия затухания  $\Gamma(\omega)$ .

также в [9] по спектрам пропускания и [10] по спектрам интерференции Фабри—Перо.

На рис. 2 представлено изменение кривых дисперсии  $n(\omega)$  по мере возрастания температуры [3]. Наиболее характерной особенностью является пороговое просветление кристалла для волны «-» (верхней поляритонной ветви) ниже продольной частоты при достижении температуры  $T = 7.7$  К (рис. 2, а). Это происходит тогда, когда действительная часть показателя преломления этой волны  $n_-$  становится равной 1. Поэтому значение  $\Gamma = 0.35$  мэВ, при котором в рассчитанных зависимостях  $n_- = 1$ , однозначно связывается с экспериментально зарегистрированным просветлением кристалла ниже  $\omega_L$  при  $T = 7.7$  К. Соответствующая точка четко зафиксирована на кривой  $\Gamma(T)$ .

Характерно, что дисперсионные ветви волны «+» во всем измеренном частотном диапазоне и волны «-» выше  $\omega_L$  остаются для  $\Gamma=0.35$  мэВ почти такими же, как при  $T=1.8$  К. Поэтому ход обеих ветвей хорошо описывается  $\Gamma=\text{const}$ , не зависящим от частоты. Что же касается ветви  $n_-$  ниже  $\omega_L$ , то она чувствительна к величине  $\Gamma$ , особенно в области  $\omega_T$ , где по мере роста  $\Gamma$  увеличивается высота максимума всплеска. Значение  $n_+=1$  на частоте  $\omega_T$  достигается при меньших значениях  $\Gamma$ , чем во всей области  $\Delta_{LT}$ , а именно при  $\Gamma=0.17$  мэВ. Поэтому не исключено, что и при  $T=7.7$  К имеет место частотная зависимость  $\Gamma(\omega)$  в пределах полосы по-

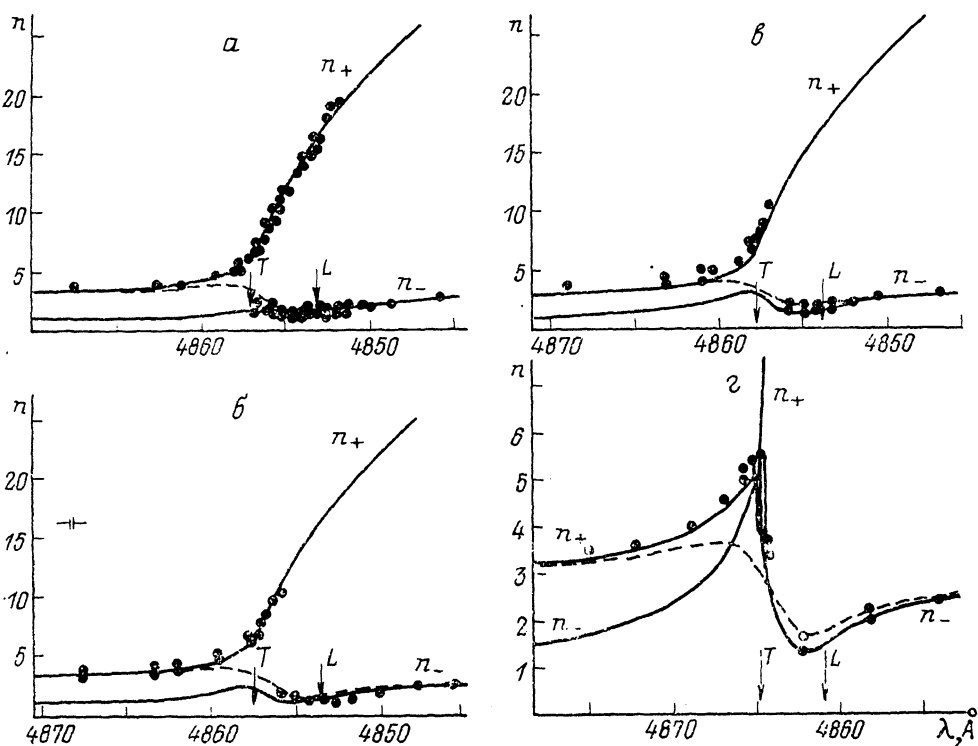


Рис. 2. Измеренные (точки) и рассчитанные (сплошные линии) зависимости  $n(\omega)$  при разных  $T$  и  $\Gamma$ .

Штриховые линии —  $n^{\text{эфф}}(\omega)$ .  $T$  (К),  $\Gamma$  (мэВ): а — 7.7, 0.35; б — 15.7, 0.4; в — 22.5, 0.5; г — 57, 0.71.

глощения от значения 0.17 до 0.35 мэВ. Однако мы не смогли надежно установить эту зависимость из-за недостаточной точности измерения дисперсии показателя преломления при малых углах отклонения в призматическом кристалле.

При дальнейшем возрастании температуры постепенно уменьшается частотный интервал, в котором волны «+» и «-» удастся одновременно зарегистрировать в проходящем через кристалл свете (рис. 2, б, в). Затем их дисперсионные ветви смыкаются на критической частоте  $\omega_{\text{кр}} = \omega_T + \hbar\omega_T \epsilon_0 / 2Mc^2$  (обозначения традиционные), практически совпадающей с частотой поперечного экситона  $\omega_T$ , и образуют единую кривую дисперсии с аномальным участком (рис. 2, г). Это происходит при достижении температуры  $T=57$  К, соответствующей критическому значению  $\Gamma_{\text{кр}}=0.71$  мэВ. Момент образования единой кривой дисперсии также четко фиксирует точку на зависимости  $\Gamma(T)$ , поскольку и теоретическое значение  $\Gamma_{\text{кр}} = (\hbar\omega_T^2 \epsilon_0 \Delta_{LT} / 2Mc^2)^{1/2}$ , и экспериментально наблюдаемое слияние двух ветвей определяются однозначно. Данные рис. 2, б, в, г, так же как и рис. 2, а, удалось хорошо аппроксимировать при значениях  $\Gamma$ , не зависящих от частоты.

Температурное изменение затухания в двойном логарифмическом масштабе, полученное на основании рис. 1, 2, представлено на рис. 3. На левой и правой шкалах приведены соответственно величины  $2\Gamma$  и  $\tau$ , связанные соотношением  $\tau=1/2\Gamma$ . Как видно, экспериментальные точки, соединенные двойной сплошной линией (кривая 1), укладываются на прямую с наклоном, несколько большим  $1/3$ , но меньшим, чем  $1/2$ . Двойной штриховой линией (кривая 1') изображен интервал частотного изменения  $2\Gamma(\omega)$  при  $T=1.8$  К. Кривая 1'' — оцененное изменение  $2\Gamma(\omega)$  в пределах  $\Delta_{LT}$  при  $T=7.7$  К; нижнее значение соответствует  $2\Gamma=0.34$  мэВ, при котором  $n_{-}=1$  на частоте  $\omega_T$ , верхнее соответствует  $2\Gamma=0.7$  мэВ, при котором

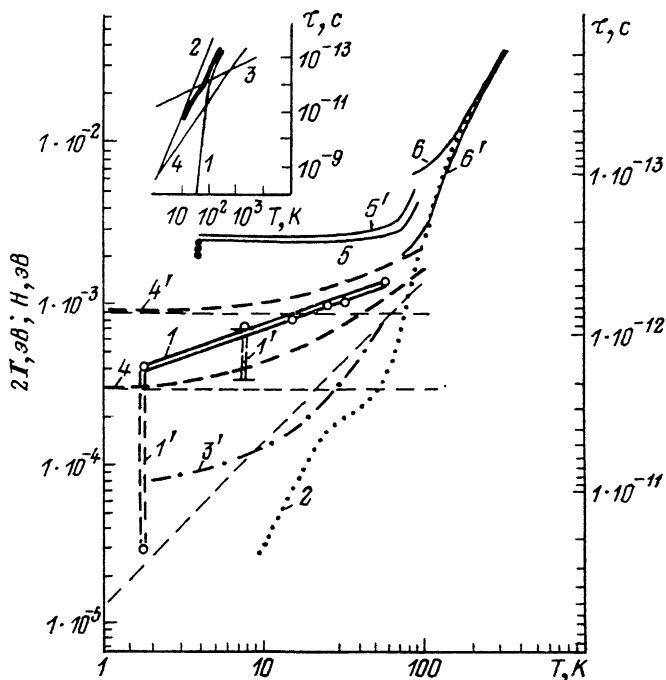


Рис. 3. Зависимости  $2\Gamma(T)$  и  $H(T)$ , полученные в наст. раб. (1), [ $^{13}$ ] (2), [ $^{26}$ ] (3), [ $^{26}$ ] (4, 4'), [ $^{21}$ ] (5, 5'), [ $^{33}$ ] (6), [ $^{34}$ ] (6') (6''), [ $^{32}$ ] (точки).

На вставке — теоретически рассчитанные в [ $^{18}$ ] зависимости  $\tau(T)$  для разных механизмов релаксации. 1 — LO, 2 — ПЭ (ex), 3 — ПП (e), 4 — ДП.

$n_{-} \geq 1$  во всей области  $\Delta_{LT}$ . Именно при этом значении и построены зависимости  $n_{+}(\omega)$  и  $n_{-}(\omega)$  на рис. 2, а.

Характерно, что температурная зависимость  $2\Gamma(T)$ , соответствующая наилучшему совпадению измеренных кривых дисперсии с рассчитанными при  $\Gamma=\text{const}$ , выходит на максимальное значение частотной зависимости  $2\Gamma(\omega)$  при  $T=1.8$  К. Это значение приходится на продольную частоту и выше нее, т. е. на спектральную область, где обе волны проходят через кристалл, и помимо внутризонного имеет место межзонное рассеяние. Ниже  $\omega_L$  при  $T=1.8$  К распространяется лишь волна «+» и рассеяние происходит на состояниях одной зоны (нижней поляритонной ветви). Поэтому можно считать, что температурная зависимость  $2\Gamma(T)$  (рис. 3) характеризует по сути изменение с температурой сложного процесса затухания светоэкситонов, включающего в себя внутризонные и межзонные перебросы. Это в значительной степени затрудняет сравнение полученных результатов с теорией, поскольку часто теоретические модели не только не учитывают межзонных взаимодействий, но и светоэкситонного смешивания.

При сравнении надо иметь в виду, что величина  $\Gamma$  существенно зависит от качества кристалла, на котором проводились измерения, количества в нем примесей, дефектов и т. д., а также от толщины [10, 11]. Поэтому данные разных авторов могут значительно отличаться по абсолютной величине. Однако закономерности температурного изменения  $\Gamma$  должны все же иметь общую тенденцию.<sup>1</sup>

Очень подробно температурная зависимость релаксации импульса 1А-экситонов в кристалле CdS исследована в работе [13]. Аналогично [14], отметим, что полная вероятность рассеяния экситона  $2\Gamma = 1/\tau_p + 1/\tau_E$ , где  $\tau_p$  — время релаксации импульса, а  $\tau_E$  — время энергетической релаксации, характеризующее уменьшение заселенности данного состояния. Поскольку обычно  $\tau_E = 10^{-9} \div 10^{-10}$  с, то с достаточной степенью точности можно считать  $2\Gamma = 1/\tau_p$ , а следовательно, провести сравнение с результатами [13]. В ней регистрировалась временная кинетика экситонного излучения в бесфононной линии люминесценции, а также в линиях фононных повторений при наблюдении в отраженном и прошедшем через кристалл свете (рис. 3, кривая 2). Температура изменялась от 300 до 10 К. Как видно, при понижении температуры эта кривая спадает значительно быстрее, чем полученная нами зависимость. Уже при  $T = 10$  К время релаксации импульса составляет примерно 20 пс.  $\Gamma$ , соответствующее такому  $\tau$ , получено нами лишь при  $T = 1.8$  К, причем в спектральной области ниже  $\omega_T$ . Нам представляется, что такое быстрое уменьшение  $\Gamma$  с понижением температуры в [13] связано с тем, что при расчетах для определения концентрации экситонов использовалось уравнение диффузии. При этом естественно предполагалось, что диффундируют только экситоны с эффективной массой  $M$ , которая по сути соответствует нижней поляритонной ветви или волне «+». На самом деле, как видно из рис. 2, начиная с  $T = 7.7$  К и выше энергия через кристалл переносится, кроме волны «+», еще и волной «-», которая имеет значительно большую скорость распространения. Этот второй механизм передачи энергии не учтен в [13].

Интересно также сравнить наши данные с результатами, полученными из спектров отражения. Таких работ к настоящему времени имеется очень много (см. обзор [15]), особенно выполненных при  $T = 1.8$  и 4.2 К. Контур спектра отражения  $R(\omega)$  в большинстве случаев удается хорошо описать в модели однородного безэкситонного мертвого слоя на поверхности кристалла [12] с использованием  $\Gamma$ , не зависящим от  $\omega$ . В разных работах, а следовательно, на разных кристаллах CdS были получены значения  $2\Gamma$  в пределах  $2 \cdot 10^{-5} - 4 \cdot 10^{-4}$  эВ. В связи с этим хотелось бы подчеркнуть два момента.

Во-первых, определение  $\Gamma$  по спектрам  $R(\omega)$ , имеющим «спайковую» структуру, может дать заниженное его значение. Так, в модели [12] «спайк» появляется лишь при очень малых величинах  $2\Gamma \leq 10^{-4}$  эВ [16, 17]. В то же время, согласно теории Киселева [18], когда образуется сложный приповерхностный барьер типа Шоттки с изменяющимися в зависимости от расстояния до поверхности резонансной частотой  $\omega_0(x)$  и  $\Gamma(x)$ , «спайковая» структура в кривых  $R(\omega)$  может образовываться и при значительно больших  $\Gamma$  [15].

Во-вторых, иногда определяют  $\Gamma$  из кривых  $R(\omega)$  при повышении температуры, игнорируя эффекты ПД [19]. Такая аппроксимация должна давать завышенные значения  $\Gamma$ . Наибольшее расхождение значений, полученных без учета и с учетом ПД, продемонстрировано при  $T = 4.2$  К еще в работе [12]. Однако несоответствие должно иметь место и при более высоких температурах, вплоть до азотных [8]. Дело в том, что для под-

<sup>1</sup> Многие авторы при расчетах используют соотношения теории [12], в которой константа затухания обозначает в два раза большую величину, чем в теории [4], поэтому при сравнении полученное в этих работах значение обозначено  $2\Gamma$ .

тонких спектров  $R(\omega)$  используются значения эффективного показателя преломления  $n^{\text{эфф}}$ , являющегося сложной функцией  $n_+$  и  $n_-$ . Частотные зависимости действительной части  $n^{\text{эфф}}(\omega)$  (штриховые линии на рис. 1, а и 2) сильно отличаются от аналогичных зависимостей показателей преломления пекаровских волн, распространяющихся в среде, и очень похожи на классические кривые с аномальным участком. Лишь при  $\Gamma > \Gamma_{\text{кр}}$   $\text{Re}[n^{\text{эфф}}(\omega)]$  приближается к истинному показателю преломления волны, распространяющейся внутри кристалла с большей амплитудой [20]. Когда обе дисперсионные кривые совпадут, значения  $\Gamma$ , определенные без учета и с учетом ПД, будут равны.

При  $\Gamma < \Gamma_{\text{кр}}$  не выполняются и соотношения Крамерса—Кронига, устанавливающие связь между действительной и мнимой частями диэлектрической проницаемости  $\epsilon(\omega, k)$ . Теоретически это было предсказано еще в [4], а экспериментально для кристалла CdS обнаружено в [21, 22]. Подробно вопрос проанализирован в [23]. Учитывая сказанное, подчеркнем, что определение оптических параметров среды из спектров отражения значительно менее однозначно, чем из характеристик световой волны, прошедшей через объем кристалла. Ведь для описания контура кривой  $R(\omega)$  необходимо знание параметров приповерхностного слоя, тогда как влиянием этого слоя на проходящую волну по сравнению с влиянием объема образца практически всегда можно пренебречь.

Наиболее подробно изменение контура  $R(\omega)$  с температурой исследовалось в [24, 25]. В [24] наблюдалось аномальное изменение амплитуды кривой  $R(\omega)$  с температурой, связанное авторами с перезарядкой и опустошением центров при нагревании кристалла. Такое поведение является нетипичным. Поэтому мы провели сравнение с данными работы [25], в которой помимо отражения измерено также температурное уширение полосы поглощения продольного экситона  $A_L$  (рис. 3, кривая 3). Зависимость  $2\Gamma(T)$ , полученная в [25], расположена значительно ниже нашей, что свидетельствует, по-видимому, о большей степени совершенства использованного для измерений кристалла. Кроме того, расхождение результатов, возможно, связано и с зависимостью  $\Gamma$  от размеров кристаллов. При  $T=1.8$  К такая зависимость зафиксирована в [10], но не исключено, что она проявляется и при более высоких температурах. Эта зависимость, вероятно, возникает, когда  $\tau=1/2\Gamma$  становится сравнимым со временем прохождения светоэкситона через кристалл, т. е. оно ограничено временем между столкновениями с поверхностями образца  $\Delta\tau \sim d/V_{\text{сп}}$ .

В работе [26] температурное изменение константы затухания светоэкситонов в области 1А-резонанса исследовалось на основании измерения интегрального спектра экситонного поглощения. Полученные авторами результаты на двух образцах толщиной 0.9 и 0.5 мкм при изменении температуры от 3 до 100 К представлены на рис. 3 кривыми 4, 4' соответственно. Эти кривые мы рассчитали по соотношениям работы [26], используя приведенные там параметры  $\gamma = AT/\omega_0 + B \equiv \gamma_1 + \gamma_2$ , где  $\gamma_1$  — затухание, определяемое рассеянием экситонов на фононах, а  $\gamma_2$  — на примесях и дефектах. Два слагаемых (фононное и примесное) изображены на графике тонкими штриховыми линиями. Указанные в [26] параметры были получены на основании анализа уменьшения интегрального поглощения по мере охлаждения кристалла. При этом характерно, что для кристалла толщиной 0.9 мкм оно начинается с  $T \simeq 80$  К, а 0.5 мкм — с  $T \simeq 40$  К. На приведенных для этих кристаллов кривых  $2\Gamma(T)$  этим температурам соответствуют близкие значения  $2\Gamma \simeq 1.2$  мэВ ( $\tau \simeq 0.5$  пс), несколько меньшие, чем  $2\Gamma_{\text{кр}}$ . Далее при очень низких температурах зависимость  $2\Gamma(T)$  выходит на постоянное значение, довольно большое по абсолютной величине, причем тем большее, чем тоньше образец (0.3 и 0.9 мэВ).

Интересно, что наша зависимость  $2\Gamma(T)$  расположена между двумя кривыми работы [26]. Это существенно подчеркнуть, поскольку в обоих экспериментах анализировался свет, прошедший через объем тонкого

кристалла. Температурные зависимости этих кривых, так же как и кривой 3 при низких температурах, резко отличаются от кривой 2 работы [13].

Заключая сравнение с работой [26], хотелось бы указать на трудности при исследовании интегрального поглощения. Во-первых, в [27] на основании выполненных расчетов было показано, что при толщинах кристаллов CdS, больших 0.5 мкм, «невозможно получить экспериментально корректные значения ИКЭП в актуальной области изменения  $\gamma$  вследствие полного поглощения света в окрестности максимума коэффициента поглощения». Во-вторых, при измерении резко поляризованных полос поглощения незначительное несоответствие вектора поляризации света  $E$  с направлением, перпендикулярным оптической оси кристалла  $C$ , приводит к засветке полосы поглощения и, следовательно, к неточному измерению коэффициента поглощения [28].

К сожалению, мы не смогли нанести на рис. 3 результаты работы [27], в которой тоже исследовалась температурная зависимость интегрального поглощения, из-за отсутствия в работе полной информации. Не нанесены также результаты работ [29, 30], в которых получены частотная и температурная зависимости  $\Gamma$ , поскольку мы считаем эти результаты не вполне корректными из-за практической невозможности правильно измерить контур полосы поглощения в кристалле толщиной  $d \approx 12$  мкм [28].

### 3. Температурное уширение полос поглощения

В заключение интересно сравнить температурную зависимость  $2\Gamma(T)$  с температурным уширением соответствующей полосы поглощения. При  $\Gamma \gg \Gamma_{кр}$  полуширина  $H$  (ширина на половине высоты полосы поглощения) определяется главным образом величиной  $\Gamma$ , тогда как при  $\Gamma \ll \Gamma_{кр}$ , как видно из рис. 1, б, продольно-поперечным расщеплением  $\Delta_{LT}$  и не зависит от  $\Gamma$ . В случае однородного уширения и неучета ПД в [31] предложена эмпирическая формула для  $H$

$$H = \sqrt{(a\Delta_{LT})^2 + (b2\Gamma)^2}, \quad a = 0.8, \quad b = 1. \quad (1)$$

Если учесть ПД, то, согласно расчетам [27], полоса начинает уширяться, когда  $\Gamma$  достигает значения  $\Gamma_{кр}$ , и ведет себя подобно классическому осциллятору —  $H$  растет, коэффициент поглощения в максимуме падает. Поэтому при существенности эффектов ПД по началу температурного уширения экситонной полосы поглощения можно грубо оценить  $T_{кр}$  данного кристаллического образца, при которой достигается его  $\Gamma_{кр}$ .

Экспериментальные результаты температурного уширения  $H(T)$ , полученные в разных работах, представлены в верхней части рис. 3. Кривые 5, 5' — данные работы [21] для  $H(T)$  полос поглощения соответственно  $A$ - и  $B$ -экситонов в тонком кристалле CdS ( $d=0.095$  мкм), посаженном на оптический контакт с подложкой, т. е. деформированном при глубоком охлаждении. Точки возле кривых — полуширины  $A$ ,  $B_{\perp}$  и  $B_{\parallel}$  экситонов при  $T=4.2$  К в «свободном» кристалле CdS толщиной 0.18 мкм [32]. Кривые 6, 6' — соответственно данные работ [33, 34] для  $H(T)$  полосы поглощения  $B_{\parallel}$ -экситона в поляризации  $E \parallel C$ . Выбрана именно эта полоса, поскольку в поляризации  $E \perp C$  при значительном повышении температуры из-за перекрытия полос  $A$ - и  $B$ -экситонов невозможно корректно измерить их полуширины. Поскольку по абсолютной величине полуширины  $A$ - и  $B$ -полос поглощения при низких температурах практически одинаковы, можно считать зависимости их уширений  $H(T)$  очень близкими. Как видно, данные работ [33, 34] хорошо совпадают при самых высоких температурах, но расходятся вблизи азотных. Наши данные попадают в «вилочку» между ними. Согласно [21], уширение полосы поглощения  $A_{\perp}$  начинается примерно с 60 К, а  $B_{\perp}$  и  $B_{\parallel}$  — с 50 К. Данные [34] говорят

о, то, что уже при  $T = 77$  К ширина стабилизируется и составляет  $\approx 2$  мэВ, т. е. равна  $\Delta_{LT}$ .

Разные данные о начале уширения в разных работах свидетельствуют о том, что  $\Gamma_{кр}$  достигается в разных кристаллах при разных температурах, тем более высоких, чем совершеннее образец. При этом надо иметь в виду, что  $H$  при  $T \gg 77$  К практически равна  $2\Gamma$ , тогда как в промежуточной переходной области, вблизи  $T_{кр}$ ,  $H$  больше, чем  $2\Gamma_{кр}$  за счет  $\Delta_{LT}$ . Поэтому при повышении температуры кривая  $2\Gamma(T)$  постепенно асимптотически стремится к  $H(T)$ . При  $T < T_{кр}$  значения  $\Gamma$  становятся на один-два порядка меньше, чем  $\Delta_{LT}$ .

#### 4. Обсуждение механизмов релаксации

Вопросы экситон-фононного взаимодействия очень давно обсуждаются в литературе, еще начиная с теоретических работ [35, 36]. При анализе экспериментальных данных и сравнении их с теорией сначала отождествляли полуширину экситонной полосы поглощения  $H$  с константой затухания  $\Gamma$  [21, 32-34], поэтому выход  $H$  на «полочку» при понижении температуры приписывался стабилизации  $\Gamma$  из-за рассеяния на примесях. На этом же основании формула для полуширины экситонной полосы поглощения в наиболее общем виде записана в [33, 37] в виде

$$\Gamma(T) = \Gamma_0 + \Gamma_{ак} + \Gamma_{LO}(T) = \Gamma_0 + \alpha T + \gamma N(\hbar\omega_{LO}), \quad (2)$$

где  $\Gamma_0$  обусловлено рассеянием экситонов на примесях,  $\Gamma_{ак}$  — на акустических фононах,  $\Gamma_{LO}(T)$  — на оптических фононах;  $\alpha$ ,  $\gamma$  — константы;  $N(\hbar\omega_{LO}) = [\exp(\hbar\omega_{LO}/kT) - 1]^{-1}$ . В свою очередь  $\Gamma_{ак} = \Gamma_p + \Gamma_{dp}$ , где  $\Gamma_p$  и  $\Gamma_{dp}$  соответствуют вкладам в рассеяние на акустических фононах взаимодействий через пьезополе и через деформационный потенциал [38]. Как следует из соотношения (2), при  $T > 80$  К преобладающий вклад в ширину полосы начинают давать  $LO$ -фононы. При этом, как видно из предыдущего рассмотрения,  $H$  действительно сравнимо с  $2\Gamma$ . Поэтому правы авторы работ [13, 33, 34, 37], что преобладающий механизм рассеяния при  $T > 100$  К — это рассеяние на  $LO$ -фононах. Что же касается более низких температур, когда  $2\Gamma < H$ , здесь вопрос более сложен.

Наиболее подробно температурные зависимости разных механизмов затухания экситонов в кристалле CdS рассмотрены теоретически в [13]. Результаты расчетов для наиболее характерных из них приведены на вставке к рис. 3, а именно для рассеяния на  $LO$ -фононах, на  $A$ -фононах через деформационный потенциал ДП и на  $A$ -фононах через пьезоэлектрическое взаимодействие ПЭ (ex), а также электронов через пьезополе ПП (e). Они получены в предположении термодинамического равновесия экситонов с решеткой. Результирующая зависимость с учетом преимущественных каналов рассеяния при разных  $T$  изображена жирной линией. Как видно, наклоны прямых для разных механизмов значительно отличаются друг от друга и ни одна из зависимостей не пропорциональна просто  $T$ , как это следует из формулы (2) и получено в [28] для акустических фононов. Линейная зависимость от  $T$  приведена также в [39], где рассмотрено затухание светоэкситонов с учетом внутризонного и межзонного рассеяния.

Как видно из вставки на рис. 3, при очень низких температурах  $\sim 2$  К рассеяние экситонов на  $A$ -фононах через деформационный потенциал и пьезополе одинаково. При этом оно значительно меньше, чем рассеяние на примесях при очень малых концентрациях: по оценке авторов [13], при концентрации примесей  $\sim 10^{15}$  см $^{-3}$   $\tau$  составляет  $\sim 3.3 \cdot 10^{-11}$  с. Такие же примерно значения для рассеяния экситонов на заряженных донорах и акцепторах в компенсированном полупроводнике получены нами на основании теории [40]. Поэтому в [6] и был сделан вывод о преимущественном рассеянии светоэкситонов на примесях при  $T = 1.8$  К.



Однако дальнейшая интерпретация полученной нами температурной зависимости встречает серьезные затруднения, поскольку ни одна из теоретических кривых не описывает экспериментальные данные. Ближе всего подходит зависимость, рассчитанная для рассеяния электронов на пьезополе, но это трудно понять, поскольку при понижении температуры должна происходить компенсация взаимодействия электрона и дырки с акустическими фононами через пьезополе из-за увеличения длины волны взаимодействующих с экситоном фононов. Поэтому температурное уменьшение взаимодействия должно происходить для экситонов значительно быстрее, чем для электронов. Кстати, такая же трудность возникает и для интерпретации результатов работы [26], поскольку эмпирически полученная прямая для рассеяния экситонов на фононах  $\gamma_1(T)$  не согласуется с зависимостями, рассчитанными в [18]. Не конкретизирован также механизм рассеяния на  $A$ -фононах: через ДП или пьезополе.

По-видимому, сравнение наших данных с результатами работы [13] затруднено по следующим причинам: во-первых, в [13] не учтены ПД и распространение пекаровских добавочных волн; во-вторых, рассмотрен случай термодинамического равновесия экситонов с решеткой, тогда как в нашем случае имеет место существенно неравновесный процесс.

Нам кажется, что для объяснения полученной зависимости  $\Gamma(T)$  обязательно рассмотрение, которое учитывает особенности распространения и взаимодействия пекаровских волн при наличии в кристалле примесей, дефектов и т. д. Процессы взаимных превращений волн «+» и «-», а также продольной волны на сферических включениях рассмотрены теоретически в [41] и привлекались нами для объяснения частотной зависимости  $\Gamma(\omega)$  при  $T=1.8$  К выше  $\omega_L$ . Возможно, учет всех процессов рассеяния поможет объяснить полученную зависимость  $\Gamma(T)$ .

#### Список литературы

- [1] Лебедев М. В., Страшникова М. И., Тимофеев В. Б., Черный В. В. // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 39. № 8. С. 366—369.
- [2] Демиденко А. А., Лебедев М. В., Пекар С. И., Страшникова М. И., Тимофеев В. Б., Цеквава Б. Е. // ЖЭТФ. 1985. Т. 89. № 1. С. 330—335.
- [3] Лебедев М. В., Страшникова М. И., Тимофеев В. Б., Черный В. В. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 7. С. 1948—1954.
- [4] Пекар С. И. Кристаллооптика и добавочные световые волны. Киев: Наукова думка, 1982. 292 с.
- [5] Пекар С. И. Диплом на открытие 323. ОТ-11003, заявл. 27.09.84. Открытия. Изобрет. 1987. № 32. С. 3.
- [6] Резниченко В. Я., Страшникова М. М., Черный В. В. // Письма в ЖЭТФ. 1989. Т. 49. № 10. С. 554—556.
- [7] Демиденко А. А., Пекар С. И., Цеквава Б. Е. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 3. С. 741—747.
- [8] Kiselev V. A., Rasbirin B. S., Uraltsev I. N. // Phys. Stat. Sol. (b). 1975. V. 72. N 1. P. 161—172.
- [9] Dagenais M., Sharfin W. E. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. N 17. P. 1776—1779.
- [10] Makarenko I. V., Uraltsev I. N., Kiselev V. A. // Phys. Stat. Sol. (b). 1980. V. 98. N 2. P. 773—779.
- [11] Voigt J. // Phys. Stat. Sol. (b). 1974. V. 64. N 2. P. 549—556.
- [12] Hopfield J. J., Thomas D. G. // Phys. Rev. 1963. V. 132. N 2. P. 563—572.
- [13] Зиновьев Н. Н., Иванов Л. П., Ланг И. Г., Павлов С. Т., Проказников А. В., Ярошецкий И. Д. // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. № 6. С. 2153—2167.
- [14] Михайлов Г. В., Разбирин Б. С., Нельсон Д. К. // ФТП. 1983. Т. 17. № 6. С. 1060—1064.
- [15] Киселев В. А., Новиков Б. В., Чередниченко А. Е. Экситонная спектроскопия приповерхностной области полупроводников. Л.: Изд-во ЛГУ, 1987.
- [16] Бенеманская Г. В., Новиков Б. В., Чередниченко А. Е. // ФТТ. 1977. Т. 19. № 5. С. 1389—1394.
- [17] Комаров А. В., Рябченко С. М., Страшникова М. И. // ЖЭТФ. 1978. Т. 74. № 1. С. 251—259.
- [18] Киселев А. В. // ФТТ. 1978. Т. 20. № 7. С. 2173—2176.
- [19] Дмитренко К. А., Тараненко Л. В., Шевель С. Г., Маривченко А. В. // ФТП. 1985. Т. 19. № 5. С. 788—794.
- [20] Страшникова М. И., Бессонов Е. В. // ЖЭТФ. 1978. Т. 74. № 6. С. 2206—2214.
- [21] Бродин М. С., Страшникова М. И. // ФТТ. 1962. Т. 4. № 9. С. 2454—2460.
- [22] Страшникова М. И. // ФТТ. 1975. Т. 17. № 3. С. 729—734.

- [23] Московский С. Б., Соловьев Л. Е. // ЖЭТФ. 1984. Т. 86. № 4. С. 1419—1430.
- [24] Новиков Б. В., Убушиев Е. А., Чередииченко А. Е. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 5. С. 1359—1363.
- [25] Певцов А. Б., Пермогоров С. А., Селькин А. В. // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 39. № 6. С. 261—263.
- [26] Ахмедиев Н. Н., Голубев Г. П., Днепровский В. С., Жуков Е. А. // ФТТ. 1983. Т. 25. № 7. С. 2225—2227.
- [27] Новиков А. Б., Соловьев Л. Е., Талалаев В. Г. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 6. С. 1931—1934.
- [28] Бродин М. С., Страшникова М. И., Черный В. В. // УФЖ. 1989. Т. 34. № 11. С. 1700—1705.
- [29] Broser I., Pantke K., Rosenzweig M. // Phys. Stat. Sol. (b). 1985. V. 132. N 1. P. K117—K120.
- [30] Pantke K., Broser I. // J. Luminescence. 1988. V. 40—41. P. 499—500.
- [31] Тараненко Л. В., Рябченко С. М., Шевель С. Г. // УФЖ. 1986. Т. 31. № 1. С. 79—82.
- [32] Страшникова М. И., Рудчик А. Т. // ФТТ. 1972. Т. 14. № 4. С. 984—988.
- [33] Gutsche E., Voigt J. // Proc. Intern. Conf. II—VI Semiconducting Compounds. Providence, 1967. P. 360.
- [34] Spiegelberg F., Gutsche E., Voigt J. // Phys. Stat. Sol. (b). 1976. V. 77. N 1. P. 233—242.
- [35] Ансельм А. И., Фирсов Ю. А. // ЖЭТФ. 1956. Т. 30. № 4. С. 719—723.
- [36] Toyozawa T. // Progr. Theor. Phys. 1958. V. 20. N 1. P. 53—81.
- [37] Сегалл Б. // Междунар. конф. по физике полупроводников. М., 1968. С. 450—455.
- [38] Segall B., Mahan G. D. // Phys. Rev. 1968. V. 171. N 3. P. 935—948.
- [39] Tait W. C., Weiher R. L. // Phys. Rev. 1968. V. 166. N 3. P. 769—775.
- [40] Зинец Ш. С., Скайтис Э. // Лит. физ. сб. 1976. Т. 16. № 6. С. 874—879.
- [41] Kryuchenko Ju. V., Sugakov V. I. // Phys. Stat. Sol. (b). 1982. V. 111. N 1. P. 177—185.

Институт физики АН УССР  
Киев

Поступило в Редакцию  
1 октября 1990 г.