

УДК 535.343.2;535.548

©1994

## ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СПЕКТРОВ ПРОПУСКАНИЯ КРИСТАЛЛА CdS В ГЕОМЕТРИИ ВОЗБУЖДЕНИЯ СМЕШАННОЙ МОДЫ ЭКСИТОННЫХ ПОЛЯРИТОНОВ

*М.В.Лебедев, Е.В.Лебедева*

Измерены спектры пропускания кристалла CdS в геометрии возбуждения смешанной моды при различных температурах. Получено хорошее соответствие между экспериментом и расчетом, основанным на теории Пекара. Обсуждается интерпретация температурной зависимости затухания поляритонов в рамках механизма рассеяния на акустических фононах.

Предложенная С.И.Пекаром теория добавочных световых волн (ДСВ), основанная на учете пространственной дисперсии диэлектрической проницаемости кристалла, позволяет в настоящее время весьма успешно описывать ход показателя преломления вблизи экситонных резонансов [1,2]. В то же время описание спектров пропускания дает обычно значительно худшее совпадение теории и эксперимента. Дело здесь в том, что дисперсия показателя преломления в меньшей степени, чем спектр пропускания, чувствительна к величине константы затухания поляритонов. Для достижения удовлетворительного согласия теории и эксперимента приходится постулировать или находить экспериментально частотную зависимость затухания. В работах [3,4] было показано, что в сульфиде кадмия для нижайшего экситонного резонанса  $A_{n=1}$  в разрешенной поляризации  $E \perp C$  согласованное описание спектров пропускания и отражения требует довольно сложной спектральной зависимости затухания  $\Gamma(\omega)$ . На нижней поляритонной ветви (НПВ) при достаточно низких температурах затухание определяется при этом в основном рассеянием поляритонов на примесях и дефектах кристалла, в то время как на верхней поляритонной ветви (ВПВ) основной вклад в затухание дают переходы на НПВ с испусканием акустического фонона. В отличие от примесного рассеяния переходы с участием акустических фононов весьма чувствительны к температуре кристалла, что позволяет объяснить асимметричное уширение линии пропускания, наблюдаемое экспериментально при повышении температуры [3].

В данной работе рассматривается пропускание кристалла в геометрии возбуждения поляритонов так называемой смешанной моды [5]. Электрический вектор падающей на кристалл световой волны составляет при этом небольшой угол с направлением оптической оси кристалла  $C$ . Дисперсионные кривые поляритонов смешанной моды и по-

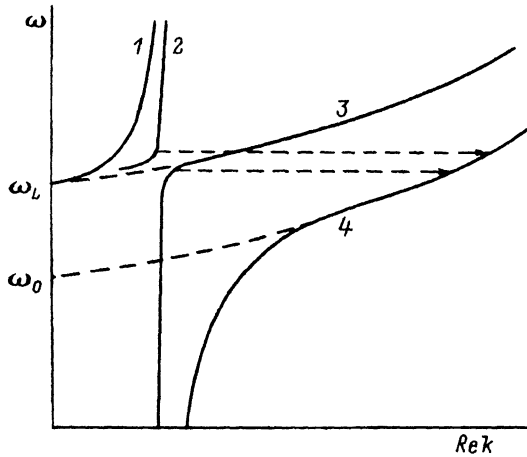


Рис. 1. Дисперсионные кривые поляритонов разрешенной поляризации  $E \perp C$  и смешанной моды. Штриховыми стрелками показаны переходы с испусканием акустического фона с дисперсионных ветвей поляритонов смешанной моды в состоянии нижней поляритонной ветви разрешенной поляризации. 1 —  $VVP_{E \perp C}$ , 2 —  $VVP_{CM}$ , 3 —  $NVP_{CM}$ , 4 —  $NVP_{E \perp C}$ .

ляритонов в разрешенной поляризации  $E \perp C$  показаны схематично на рис. 1. Из этого рисунка видно, что в отличие от случая, рассмотренного в [3], для обеих ветвей поляритонов смешанной моды возможны переходы с испусканием акустического фона в состоянии нижней ветви поляритонов разрешенной поляризации. Линия пропускания смешанной моды испытывает симметричное уширение с ростом температуры. Это позволяет надеяться, что затухание обеих ветвей поляритонов смешанной моды определяется в основном переходами с испусканием акустического фона и теория Пекара в ее первоначальном варианте, в котором затухание поляритонов полагается постоянной величиной, не зависящей от частоты, окажется адекватной экспериментальной ситуации.

### 1. Теоретическая часть

Задача расчета спектра пропускания для поляритонов смешанной моды может быть решена аналогично рассмотренной в [6, с.234] задаче для разрешенной поляризации.

Пусть на плоскопараллельную пластинку кристалла толщиной  $l$  из полупространства  $Z < 0$  (рис. 2) падает под углом  $\varphi$  к нормали к поверхности пластинки плоская монохроматическая волна частоты  $\omega$ , поляризованная в плоскости падения. Будем считать, что оптическая ось кристалла  $C$  также лежит в этой плоскости и параллельна поверхности пластинки. В кристалле возникают четыре косоугольные волны, электрические поля которых будем обозначать следующим образом:

$$E_+ e^{i(k_+ r - \omega t)}, \quad E_- e^{i(k_- r - \omega t)}, \quad E'_+ e^{i(k'_+ r - \omega t)}, \quad E'_- e^{i(k'_- r - \omega t)}.$$

Здесь  $E_+, E_-, E'_+, E'_-$  — амплитуды;  $k_+, k_-, k'_+, k'_-$  — волновые векторы соответствующих волн;  $r$  — радиус-вектор.

Электрические поля падающей волны, отраженной в область  $Z < 0$ , и волны, прошедшей в область  $Z > l$ , обозначим соответственно

$$A e^{i(k_A r - \omega t)}, \quad R e^{i(k_R r - \omega t)}, \quad D e^{i(k_D r - \omega t)},$$

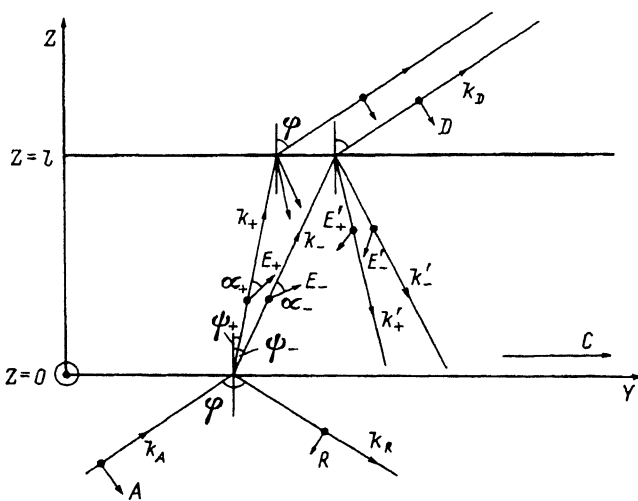


Рис. 2. Геометрия расчета пропускания плоскопараллельной пластинки кристалла для поляритонов смешанной моды.

$$|k_A| = |k_R| = |k_D| = k_0 = \frac{\omega}{c},$$

кроме того,  $k_A = k_D$  в силу плоскопараллельности пластинки. Ввиду симметрии направлений распространения  $E_{+}$ - и  $E'_{+}$ -волн относительно оси  $C$  и главных осей тензора эффективной массы обе волны будут характеризоваться одним и тем же значением показателя преломления  $n_{+}$ . Сказанное, разумеется, справедливо также для  $E_{-}$ - и  $E'_{-}$ -волн. Таким образом, для показателей преломления имеем [6, с. 228]

$$N_{\pm}^2 = \frac{1}{2}(\mu_{\pm} + \varepsilon_0) \pm \sqrt{\frac{1}{4}(\mu_{\pm} - \varepsilon_0)^2 b_{\pm} \sin^2 \psi_{\pm}}, \quad (1)$$

где

$$\mu_{\pm} = \frac{2M_{\pm}c^2}{\hbar\omega_0} \left( \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} + i\frac{\Gamma}{\omega_0} \right),$$

$$b_{\pm} = \frac{2M_{\pm}c^2}{\hbar\omega_0^2} \varepsilon_0 \Delta_{LT},$$

$$\Delta_{LT} = \omega_L - \omega_0,$$

$\omega_0$  — резонансная частота поперечного экситона (в поляризации  $\mathbf{E} \perp C$ ),  $\omega_L$  — частота продольного экситона,  $\Delta_{LT}$  — продольно-поперечное расщепление,  $M_{\pm}$  — эффективная масса для «+» и «-» волн соответственно,  $\varepsilon_0$  — фоновая диэлектрическая проницаемость кристалла,  $c$  — скорость света.

Величина  $\sin \psi_{\pm}$  находится из закона Снеллиуса

$$\sin \varphi = n_{\pm} \sin \psi_{\pm} \quad (2)$$

и является в общем случае комплексной (см. по этому поводу [7]).

Преломление света на границе кристалла в геометрии возбуждения смешанной моды имеет некоторые специфические особенности, которые следует рассмотреть подробнее. Эффективное продольно-поперечное расщепление ее

$$\Delta_{LT}^* = \Delta_{LT} \sin^2 \psi_{\pm}$$

зависит от направления  $S_{\pm}$  распространения поляритонной волны в кристалле. При этом преломление плоской волны, падающей из глубины кристалла на его поверхность под некоторым фиксированным углом, будет, очевидно, аналогичным преломлению поляритонов разрешенной поляризации в том смысле, что коэффициент преломления будет однозначно определяться соответствующим дисперсионным уравнением с фиксированной величиной эффективного продольно-поперечного расщепления [8]. В то же время для нахождения показателя преломления для плоской монохроматической световой волны, падающей на поверхность кристалла из вакуума, необходимо решить самосогласованную задачу, поскольку сама величина продольно-поперечного расщепления зависит от угла преломления света. Математически это приводит к задаче нахождения решения системы уравнений (1)–(2) для показателя преломления или, другими словами, к повышению степени «дисперсионного уравнения». Такое повышение степени не будет, разумеется, означать появления новых добавочных волн, а приведет к появлению лишнего уровня, не имеющего физического смысла.

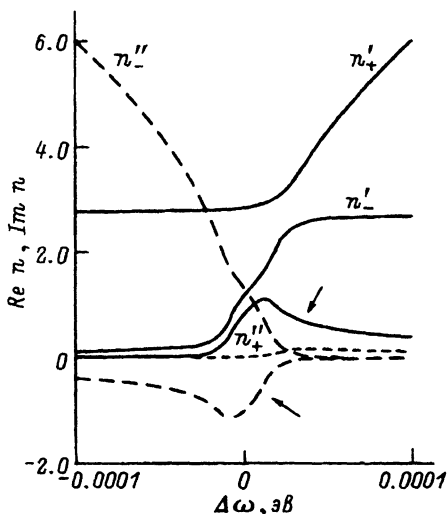


Рис. 3. Решения системы уравнений (1)–(2) для показателей преломления в случае малого, но конечного затухания  $\Gamma = 0.01$  мэВ.

$\varphi = 8^\circ$ .  $\Delta\omega$  отсчитывается от резонансной частоты смешанной моды  $\omega_R = \omega_0 + \Delta_{LT}$  ( $\lambda_R = 485.3$  нм — соответствующая резонансная длина волны). Сплошные кривые — реальная часть, штриховые кривые — мнимая часть показателей преломления. Стрелками указано решение, не имеющее физического смысла.

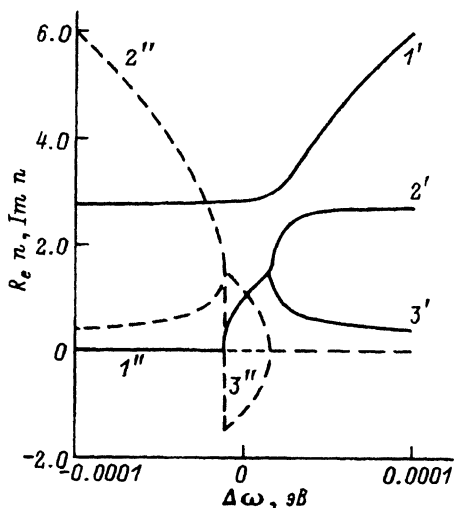


Рис. 4. Решения системы уравнений (1)–(2) в случае  $\Gamma = 0$ .

Остальные параметры те же, что и на рис. 3. Мнимая часть решения 1 всюду равна нулю. В окрестности резонансной частоты решения 2 и 3 становятся комплексно-сопряженными, что соответствует неоднородным плоским волнам.

Сказанное выше проиллюстрировано на рис. 3, на котором показаны все решения системы (1)–(2) при малом, но конечном значении константы затухания. Упомянутое нефизическое решение имеет отрицательную величину мнимой части показателя преломления, что означало бы неограниченное возрастание амплитуды соответствующей волны в равновесной среде.

Ситуация  $\Gamma = 0$  представляет собою в некотором смысле особый случай (рис. 4). Решение 2, «произшедшее» из  $n_-$  и «лишнее» решение 3 становятся при этом комплексно-сопряженными в окрестности резонансной частоты. Это означает, что система уравнений (1)–(2) в этой окрестности не имеет решений в виде однородных плоских волн. Решения в виде неоднородных волн существуют, однако в силу отличной от нуля мнимой части показателя преломления такие решения должны бы приводить к изменению амплитуды соответствующих волн при отсутствии диссипации энергии в среде, что невозможно. Комплексная сопряженность решений 2 и 3 в этой области как раз и означает, что при вполне определенном значении реальной части показателя преломления имеются одновременно два значения мнимой части, отличающиеся знаком, т.е. соответствующая волна должна и нарастать и затухать одновременно. Появление конечного затухания делает все преломленные волны неоднородными и позволяет однозначно выбрать правильные решения для показателей преломления.

Заметим, что картина изменения рассчитанных показателей преломления «+» и «-» волн с ростом  $\Gamma$  аналогична результатам, полученным для поляритонов разрешенной поляризации [9]. Отсутствующий при малых затуханиях участок аномальной дисперсии постепенно формируется на дисперсионной кривой  $n_-$ -волны, и после пересечения ветвей при некотором критическом значении затухания  $\Gamma = \Gamma_{кр}$  складывается единая дисперсионная кривая, характерная для классического осциллятора без пространственной дисперсии. Дополнительные граничные условия (ДГУ) обеспечивают значительное преобладание амплитуды волн, отвечающих этой классической дисперсионной кривой, так что добавочные волны перестают играть сколько-нибудь существенную роль при большом затухании.

Запишем теперь систему уравнений, позволяющую определить амплитуду выходящей из пластинки световой волны

$$E_+ \sin(\psi_+ + \alpha_+) + E_- \sin(\psi_- + \alpha_-) + E'_+ \sin(\alpha_+ - \psi_+) + E'_- \sin(\alpha_- - \psi_-) = (A + R) \cos \varphi, \quad (3)$$

$$(E_+ - E'_+)n_+ \sin \alpha_+ + (E_- - E'_-)n_- \sin \alpha_- = A - R, \quad (4)$$

$$E_+ \sin(\psi_+ + \alpha_+)e^{ik_+ \cos \psi_+ l} + E_- \sin(\psi_- + \alpha_-)e^{ik_- \cos \psi_- l} + E'_+ \sin(\alpha_+ - \psi_+)e^{-ik_+ \cos \psi_+ l} + E'_- \sin(\alpha_- - \psi_-)e^{-ik_- \cos \psi_- l} = De^{ik_0 \cos \varphi l} \cos \varphi, \quad (5)$$

$$(E_+ e^{ik_+ \cos \psi_+ l} - E'_+ e^{-ik_+ \cos \psi_+ l})n_+ \sin \alpha_+ + (E_- e^{ik_- \cos \psi_- l} - E'_- e^{-ik_- \cos \psi_- l}) \times n_- \sin \alpha_- = De^{ik_0 \cos \varphi l}, \quad (6)$$

$$q(E_+ + E'_+) + E_- + E'_- = 0, \quad (7)$$

$$q(E_+ e^{ik_+ \cos \psi_{+l}} + E'_+ e^{-ik_+ \cos \psi_{+l}}) + E_- e^{ik_- \cos \psi_{-l}} + E'_- e^{-ik_- \cos \psi_{-l}} = 0, \quad (8)$$

$$\varepsilon_0 \sin \psi_{\pm} \sin(\psi_{\pm} + \alpha_{\pm}) + \left( \varepsilon_0 + \frac{b_{\pm}}{n_{\pm}^2 - \mu_{\pm}} \right) \cos \psi_{\pm} \cos(\psi_{\pm} + \alpha_{\pm}) = 0. \quad (9)$$

Первые четыре уравнения следуют из максвелловских граничных условий непрерывности тангенциальных составляющих электрического и магнитного полей на обеих поверхностях пластинки. Два следующих уравнения выражают ДГУ Пекара, определяющие обращение в нуль экситонного вклада в поляризацию на границах кристалла. Наконец, последнее уравнение получается из условия поперечности электрической индукции волны

$$(S_{\pm}, \tilde{\varepsilon} E_{\pm}) = 0, \quad (10)$$

где  $S_{\pm}$  — лучевой вектор (единичный вектор нормали к волновому фронту) соответствующей волны,  $\tilde{\varepsilon}$  — тензор диэлектрической проницаемости [6, с. 228].

Коэффициент  $q$ , входящий в ДГУ и определяющий соотношение амплитуд «+» и «-» волн, равен [6, с. 229]

$$q = \frac{M_+ \sin \alpha_+ \sin \psi_+}{M_- \sin \alpha_- \sin \psi_-} \frac{n_-^2 - \mu_-}{n_+^2 - \mu_+}. \quad (11)$$

Система уравнений (3)–(9) решалась на ЭВМ, при этом использовались обсуждавшиеся выше результаты решения уравнений (1)–(2) для показателей преломления, имеющие физический смысл.

## 2. Экспериментальная часть

Были исследованы температурные зависимости спектров пропускания тонких пластинчатых кристаллов сульфида кадмия хорошего качества. Кристаллы помещались в гелиевом криостате в парах гелия. Температура изменялась от 7 до 30 К и контролировалась при помощи термопары и калиброванного угольного сопротивления. Точность поддержания заданной температуры вблизи 7 К составляла около 2 К, однако затем быстро улучшалась и выше 15 К была лучше 0.1 К.

Спектры записывались на дифракционном спектрографе ДФС-24 с дисперсией 4.5 Å/мм. В качестве источника света использовалось широкополосное излучение кюветы с раствором органического красителя кумарин 152А в диоксане, возбуждавшейся импульсами азотного лазера. Излучение красителя было сильно ослаблено нейтральными фильтрами, чтобы исключить проявление в спектрах пропускания нелинейных эффектов. Использование лазерного источника света позволило добиться оптимальных условий для записи спектров пропускания в геометрии смешанной моды. Спектры снимались при этом с участка кристалла с поперечными размерами порядка 100 мкм, в то же время расходимость падавшего на кристалл пучка составляла всего около

50 мрад. Обеспечить такие условия при работе с протяженным источником (левточной лампой накаливания) при разумной светосиле практически невозможно (уже при апертуре фокусирующего объектива 1:7 при этом наблюдалось заметное уширение линии пропускания смешанной моды, вызванное неопределенностью в угле падения). В качестве приемника излучения использовался импульсный ФЭУ или диодная матрица оптического многоканального анализатора ОМА-2.

### 3. Сравнение теории и эксперимента

С ростом температуры линия пропускания поляритонов смешанной моды испытывает сдвиг в длинноволновую сторону, обусловленный температурным уменьшением ширины запрещенной зоны. Линия пропускания при этом постепенно уширяется вплоть до практически полного исчезновения в спектре. Примеры аппроксимации экспериментальных спектров теоретической зависимостью, полученной из решения системы уравнений (3)–(9), показаны на рис. 5, а, б. Поскольку экспериментально всегда измеряется не частота а длина волны, всюду, где это удобно, используется также резонансная длина волны  $\lambda_R$ , пересчитанная из  $\omega_R$  с поправкой на коэффициент преломления воздуха. В процессе подгонки варьировались резонансная частота поперечного экситона  $\omega_0$  и константа экситонного затухания  $\Gamma$ . Остальные параметры имели следующие численные значения:  $\Delta_{LT} = 2 \text{ мэВ}$ ,  $\epsilon_0 = 7.4$ . (эти параметры считаются хорошо установленными, а их величины у разных авторов отличаются незначительно).

Оказалось, что учет анизотропии эффективной массы экситона практически не сказывается на результатах расчета, поскольку падение света на кристалл близко к нормальному и величина реальной части коэффициента преломления, как правило, достаточно велика ( $\text{Re} n \gtrsim \sqrt{\epsilon_0}$ ). Исключение составляет «-» волна, для которой в области резонанса реальная часть коэффициента преломления (рис. 3) принимает значения в интервале от  $\sqrt{\epsilon_0}$  до нуля. При этом возникает ситуация, когда угол преломления может оказаться существенно большим угла падения, т.е. кристалл будет являться для «-» волны средой оптически менее плотной, нежели вакуум [10]. Хотя анизотропия эффективной массы в этом случае, очевидно, является существенной, со-

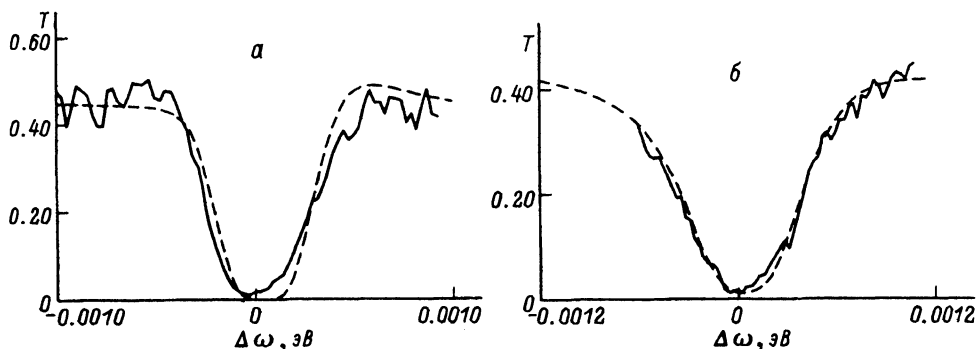


Рис. 5. Аппроксимация теорией спектров пропускания для кристалла толщиной 2.1 мкм,  $\varphi = 20^\circ$ .

$T$  (К),  $\Gamma$  (мэВ),  $\lambda_R$  (нм); а — 5.4, 0.22, 485.29; б — 27.7, 0.6, 485.61.  $\Delta\omega$  отсчитывается от резонансной частоты смешанной моды.

ответствующие поправки мало сказываются на величине пропускания кристалла из-за того, что в силу ДГУ парциальный вклад «-» волны на этих частотах пренебрежимо мал. Поскольку учет анизотропии эффективной массы сильно усложняет расчеты, но, как было указано выше, слабо влияет на результаты, все вычисления проводились в изотропном приближении

$$M_+ = M_- = 0.9m_e.$$

Результаты расчета зависят, кроме того, от толщины кристалла и угла падения света на кристалл. Точность, с которой были известны эти величины, не превышала 20%, однако в пределах конкретной экспериментальной серии они имели вполне определенное постоянное значение. Для устранения систематической погрешности, обусловленной недостаточно точным знанием указанных величин, они также варьировались в пределах названной точности для первого в серии спектра, снятого при самой низкой температуре, после чего их значения фиксировались для остальных спектров данной серии. Следует, наконец, заметить, что в реальном спектре линия пропускания поляритонов смешанной моды расположена на хвосте поглощения от вышележащего экситонного резонанса  $B_{n=1}$ -экситона, который никак не учитывается в теории. Для учета этого обстоятельства теоретический спектр умножался на линейно зависящую от частоты функцию, аппроксимирующую указанный хвост поглощения. Значение ее на длинноволновом краю спектра полагалось равным единице, а на коротковолновом краю подбиралось так, чтобы достичь совпадения с экспериментом.

Как видно из рис. 5, в целом удается добиться хорошего соответствия между теорией и экспериментом в широком интервале температур. Аналогичные результаты были получены также для кристаллов различной толщины, что свидетельствует, на наш взгляд, об адекватности используемой теоретической модели. Некоторые расхождения между расчетом и экспериментом, наблюдающиеся в минимуме линии пропускания (рис. 5,а), могут быть связаны с паразитной засветкой рассеянным светом и вкладом поляритонной люминесценции. В случае субмикронных кристаллов, для которых пропускание в минимуме линии составляло около 25-30%, согласие между теорией и экспериментом существенно улучшилось.

Обратимся теперь к анализу результатов, полученных из сравнения теории и эксперимента для кристаллов различной толщины. На рис. 6,7 показаны температурные зависимости затухания и резонансной частоты смешанной моды для образца толщиной 2.1 мкм, который вполне можно было считать «объемным» (он демонстрировал люминесценцию с хорошим квантовым выходом), и для кристалла толщиной 0.7 мкм, имевшего яркую интерференционную окраску (полосы равной толщины), характерную для «супертонких» образцов (известно, что квантовый выход люминесценции для таких образцов крайне мал, что принято связывать с большой вероятностью безызлучательной поверхностной рекомбинации).

Как видно из рис. 7, затухание поляритонов в «супертонком» образце почти на порядок выше, чем в объемном. Зависимость затухания от температуры в обоих образцах оказывается линейной, однако в объемном образце наклон этой зависимости существенно меньше. Температурный сдвиг линии пропускания, напротив, больше для объемного



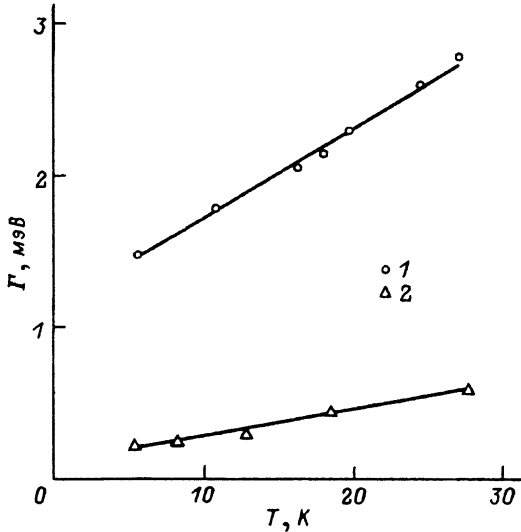


Рис. 6. Температурная зависимость константы затухания поляритонов смешанной моды для кристалла толщиной 0.7 (1) и 2.1 (2).

Прямые  $\Gamma$  (мэВ) =  $1.1 + 0.06 T$  (К) и  $\Gamma$  (мэВ) =  $0.11 + 0.018 T$  (К) наилучшим образом аппроксимируют экспериментальные результаты. Точность определения  $\Gamma$  из подгонки спектров пропускания около 20%.  $\varphi \approx 20^\circ$ .

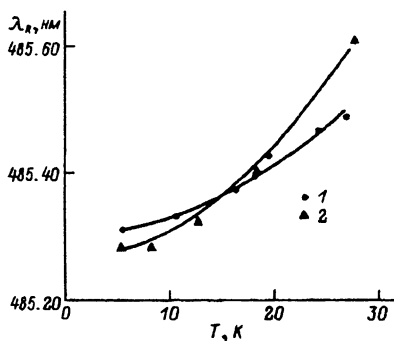


Рис. 7. Температурная зависимость сдвига поляритонного резонанса смешанной моды для супертонкого (1) и объемного (2) образцов.

Соответствующие квадратичные функции, наилучшим образом описывающие экспериментальные точки:  $\lambda_R$  (нм) =  $485.30 + 2.7 \cdot 10^{-4} T$  (К)<sup>2</sup> для кристалла толщиной 0.7 мкм и  $\lambda_R$  (нм) =  $485.26 + 4.5 \cdot 10^{-4} T$  (К)<sup>2</sup> для кристалла толщиной 2.1 мкм.  $\varphi \approx 20^\circ$ .

образца, причем зависимость положения линии от температуры с хорошей степенью точности квадратична для обоих кристаллов.

Обсуждаемые различия связаны, по-видимому, с существенным влиянием на экситон-фононное взаимодействие в супертонком образце поверхностных экситонных состояний. В самом деле, если полагать, что затухание поляритонов смешанной моды как на нижней, так и на верхней ветви определяется переходами с испусканием акустического фонона на нижнюю поляритонную ветвь поляритонов разрешенной поляризации (рис. 1), то температурная зависимость  $\Gamma$  должна иметь вид [3,11]

$$\Gamma(T) = \Gamma_{T=0} \frac{3kT}{2\hbar\omega_{PH}} + \Gamma_{im}, \quad (12)$$

где  $\hbar\omega_{PH}$  — энергия соответствующего фонона;  $\Gamma_{im}$  — затухание, обусловленное рассеянием на примесях и дефектах кристалла;  $\Gamma_{(T=0)}$  — константа, зависящая от величин, характеризующих поляритонный резонанс и упругие свойства кристалла, таких как продольно-поперечное расщепление, трансляционная масса экситона, плотность кристалла, скорость звука, константа экситон-фононного взаимодействия [11].

Аппроксимация экспериментальных данных этой зависимостью (рис. 6) действительно дает для объемного образца наклон, близкий к полученному в работе [3] для затухания поляритонов ВПВ  $E \perp C$ .

Это означает, что затухание поляритонов смешанной моды в объемном образце определяется фононами с энергией, близкой к энергии акустического фонона, отвечающего переходу между ВПВ и НПВ для разрешенной поляризации, т.е. 0.46 мэВ [3]. Для супертонкого образца аппроксимация (12) дает примерно втрое больший наклон (рис. 6). Если считать, что значения  $\Gamma(T=0)$  отличаются для объемного и супертонкого кристаллов незначительно (что вполне правдоподобно, поскольку кристалл толщиной 0.7 мкм является все-таки вполне макроскопическим и константы, характеризующие поляритонный резонанс и упругие свойства кристалла, по-видимому, мало отличаются в нем от своих обычных «объемных» значений), то получается, что в супертонком кристалле основной вклад в затухание поляритонов дают акустические фононы примерно втрое меньшей энергии, чем в объемном, т.е. фононы с энергией 0.15 мэВ. Конечные состояния соответствующих переходов (рис. 1) попадают при этом в область продольно-поперечного расщепления, где, как известно, находятся поверхностные экситонные состояния [12].

Следует заметить, что механизмы рассеяния поляритонов в полупроводниках достаточно сложны и все еще мало изучены. Свой вклад в температурную зависимость затухания поляритонов могут вносить, например, приповерхностные электрические поля, перераспределения в системе нейтральных и ионизованных примесей и т.п. К приведенным рассуждениям следует поэтому относиться как к попытке интерпретации наблюдаемой экспериментально линейной зависимости затухания поляритонов от температуры в рамках механизма рассеяния на акустических фононах, где линейная зависимость появляется естественным образом на основании соответствующего теоретического рассмотрения [11]. Поскольку в теории Пекара и в выполненных нами расчетах механизма рассеяния поляритонов, приводящий к возникновению конечного затухания  $\Gamma$ , никак не конкретизируется, рассмотренный метод определения затухания из аппроксимации спектров пропускания поляритонов смешанной моды является достаточно универсальным и может быть использован для изучения различных механизмов рассеяния. В частности, он был применен нами для изучения неравновесного нагрева кристалла мощным лазерным импульсом [13].

Таким образом, теория Пекара позволяет успешно описывать спектры пропускания в области поляритонного резонанса смешанной моды CdS, для кристаллов разной толщины при различных температурах. Обнаруживаемое при этом существенное возрастание константы затухания поляритонов при переходе к кристаллам субмикронной толщины связано, по-видимому, с большой ролью поверхностной рекомбинации в таких кристаллах.

#### Список литературы

- [1] Демиденко А.А., Лебедев М.В., Пекар С.И., Страшникова М.И., Тимофеев В.Б., Цеквава Б.Е. // ЖЭТФ. 1985. Т. 89. С. 330.
- [2] Страшникова М.И., Черный В.В. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 4. С. 1090–1096.
- [3] Pantke K., Broser I. // J. Lum. 1988. V. 40–41. P. 499.
- [4] Reznichenko V.Ya., Strashnikova M.I., Cherny V.V. // Phys. Stat. Sol. (b). 1991. V. 167. P. 311.
- [5] Лебедев М.В., Лысенко В.Г., Тимофеев В.Б. // ЖЭТФ. 1984. Т. 86. С. 2193.

- [6] Пекар С.И. Кристаллооптика и добавочные световые волны. Киев: Наукова думка, 1982.
- [7] Лемиденко А.А., Пекар С.И., Цеквава Б.Е. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 3. С. 741.
- [8] Абдукадыров А.Г., Сажин М.И., Селькин А.В., Юлдашев Н.Х. // ЖЭТФ. 1990. Т. 97. С. 644.
- [9] Страшникова М.И., Бессонов Е.В. // ЖЭТФ. 1978. Т. 74. С. 2206.
- [10] Пермогоров С.А., Травников В.В., Селькин А.В. // ФТТ. 1972. Т. 14. № 12. С. 3642.
- [11] Tait W.C., Weiher R.L. // Phys. Rev. 1968. V. 166. P. 769.
- [12] Травников В.В. // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 44. С. 133.
- [13] Лебедев М.В. // ЖЭТФ. 1993. Т. 103. С. 986.

Институт физики твердого тела РАН  
Черноголовка  
Московская область

Поступило в Редакцию  
10 января 1993 г.  
В окончательной редакции  
21 июля 1993 г.