УДК 535.375.5 : 548.0

ЦИРКУЛЯРНАЯ АНИЗОТРОПИЯ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА НА ПОЛЯРНЫХ КОЛЕБАНИЯХ В ГИРОТРОПНОМ КРИСТАЛЛЕ ДИФОСФИДА КАДМИЯ

Слободянюк А. В.

Исследована циркулярная анизотропия комбинационного рассеяния света (ЦА КРС) на полярных колебаниях E-симметрии в гиротропных кристаллах CdP_2 (аксиальный класс 422), которая проявляется в зависимости интенсивности линий КРС от знака циркулярной поляризации возбуждающего света, распространяющегося вдоль оптической оси кристалла. Выяснена связь между ЦА и эллиптичностью колебаний, определяемой соотношением вкладов в наблюдаемое расщепление E-мод пространственной дисперсии, с одной стороны, и продольного электрического поля и анизотропии короткодействующих сил — с другой, причем в CdP_2 в некоторых случаях вклад пространственной дисперсии оказывается доминирующим. Такие полярные колебания могут давать вклад в оптическую активность. На основе данных по ЦА проведена корректная классификация линий КРС E-спектра CdP_2.

Циркулярная анизотропия (ЦА) комбинационного рассеяния света (КРС) принадлежит к числу малоисследованных, но весьма интересных для спектроскопии кристаллов явлений. ЦА является типичным эффектом пространственной дисперсии (ПД), проявление которой в КРС впервые наблюдалось Пайном и Дрессельхаузом на колебаниях E-симметрии в кристаллах кварца в геометриях рассеяния «вперед» и «назад» при распространении света вдоль оптической оси [1]. Наличие ЦА явилось важным дополнительным аргументом при интерпретации обнаруженного расщепления одной из TO-ветвей как эффекта ПД, однако ее количественные характеристики при этом существенно не использовались.

В случае одноосных кристаллов тетрагональной сингонии применение подобных геометрий для выяснения влияния ПД на КРС на полярных колебаниях типа E в принципе невозможно из-за равенства нулю соответствующих компонент тензора КРС, но ЦА КРС на таких колебаниях можно наблюдать в 90-градусной геометрии при распространении возбуждающего света вдоль оптической оси [2, 3]. В такого рода геометриях рассеяния, когда волновой вектор фонона, участвующего в рассеянии, не совпадает с оптической осью c, часто наблюдается расщепление E-линий, величина которого зависит от полярности моды и от угла $\theta=(\mathbf{q}\wedge c)$ [4] (так называемое LO-TO расщепление). В гиротропных кристаллах в наблюдаемое расщепление E-линий может давать существенный вклад (в некоторых случаях доминирующий) ПД. В настоящей работе результаты экспериментальных исследований ЦА КРС на полярных колебаниях E-симметрии в сильно гиротропных кристаллах CdP_2 обсуждаются с учетом выявленной специфики полярных мод в гиротропных кристаллах и ее связи с ЦА, измерение величины которой позволяет оценить вклад гиротропии в наблюдаемое расщепление E-линий. Показано, что ЦА E-линий может служить удобным и надежным спектроскопическим критерием при идентификации линий сложных E-спектров в гиротропных кристаллах.

Методика эксперимента и экспериментальные результаты

Спектры КРС регистрировались в числовой и аналоговой формах с помощью охлаждаемого ФЭУ, работающего в режиме счета фотонов, и двойного монохроматора Jarrel—Ash, управляемого компьютером СВМ-3032. Для возбуждения спектров КРС использовался лазер на красителе Coherent Radiation 590 при выходной мощности излучения 300—500 мВт на длинах волн 580—630 нм. Измерения проводились при различных температурах от 1.6 К до комнатной. Окна криостатов были специально проверены на отсутствие поляризационной

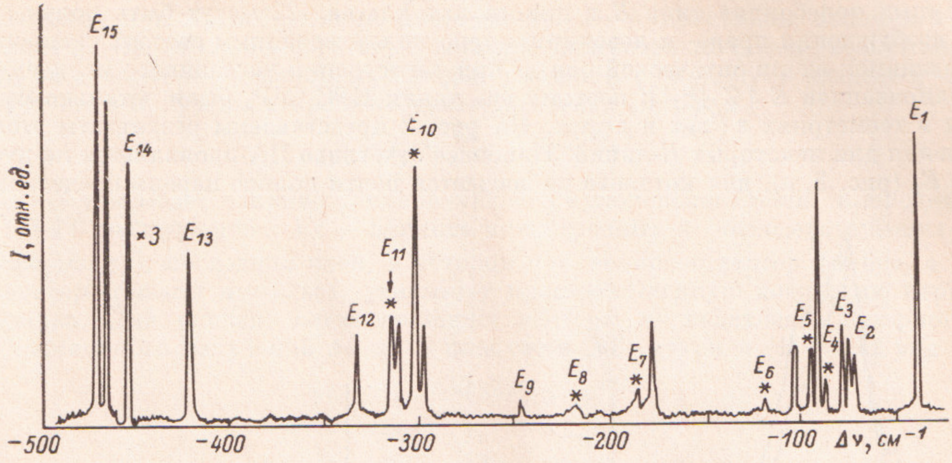

Рис. 1. Спектр КРС кристалла CdP_2 в геометрии $z(\xi+\eta, z)x$. $T=1.6$ К.

анизотропии. Для изменения состояния поляризации лазерного излучения без изменения его интенсивности применялся компенсатор Солейля, а для анализа рассеянного света — поляроид.

Образцы, изготовленные из монокристаллов CdP_2 высокого оптического качества, имели размеры $2\times2\times3$ мм^3. Поверхности, перпендикулярные оптической оси, были получены скалыванием, а другие представляли собой естественные грани либо были сошлифованы и отполированы с необходимой ориентацией относительно кристаллофизических осей OX и OY, определенных рентгенографическим методом. Точное совмещение направлений распространения лазерного и рассеянного излучений внутри образца с выбранными кристаллографическими направлениями контролировалось по коноскопическим фигурам с точностью до 1°.

Таблица 1

Колебания E-симметрии, проявляющиеся в спектрах КРС кристаллов CdP_2

Обозначение E-колебания	ν, см$^{-1}$ при $T=1.6$ К
E_1	40
E_2	73
E_3	77
E_4	87.5
E_5	95.1; 95.8
E_6	119.2; 119.8
E_7	186; 188
E_8	218.7; 219.3
E_9	247; 252
E_{10}	301.5
E_{11}	314; 315
E_{12}	334
E_{13}	420
E_{14}	455.5
E_{15}	471

На рис. 1 показан общий вид спектра КРС первого порядка CdP_2 при направлении на кристалл вдоль оптической оси $c \parallel OZ$ линейно поляризованного света, причем из рассеянного в направлении X излучения выделяется компонента, поляризованная вдоль Z. В такой геометрии можно наблюдать КРС на колебаниях E-симметрии. Соответствующие линии обозначены буквой E, а их положение в спектре приведено в табл. 1. Состояние поляризации лазерного излучения в кристалле мы обозначаем как $\xi+\eta$, так как внутри кристалла в данном случае распространяются две циркулярно поляризованные нормальные волны с векторами поляризации $\xi=(e_x+ie_y)/\sqrt{2}$ и $\eta=(e_x-ie_y)/\sqrt{2}$ и равными амплитудами. Такая геометрия непопулярна при измерениях КРС в гиротропных кристаллах из-за «вращения» плоскости поляризации возбуждающего света в образце. Тем не менее приведенные спектры дают правильное соотношение интенсивностей линий КРС, усредненных по двум нормальным волнам возбуждающего света, несмотря на сильную оптическую активность (удельное вращение ρ до 10^3 град/мм при $\lambda < 600$ нм), так как размеры образца вдоль оси c (3 мм) существенно превосходят «когерентную длину» $L=90°/\rho$, и эффектами интерференции нормальных волн рассеянного света в соответствии с [5, 6] можно пренебречь.

Наиболее информативные и простые для интерпретации спектры КРС на полярных колебаниях типа E в кристаллах класса 422 могут быть получены при возбуждении право- и левоциркулярно поляризованным светом, распространяющимся вдоль оптической оси, и при регистрации рассеянного излучения с поляризацией $E \parallel Z$ [5, 6]; поэтому все линии КРС CdP_2 были детально изучены в геометриях $z(\xi z)x$ и $z(\eta z)x$. На рис. 2 представлены результаты этого изучения для некоторых E-линий. Наиболее отчетливо ЦА проявляется на дублете E_5 (рис. 2, *а*), для которого наблюдается почти полное перераспределение

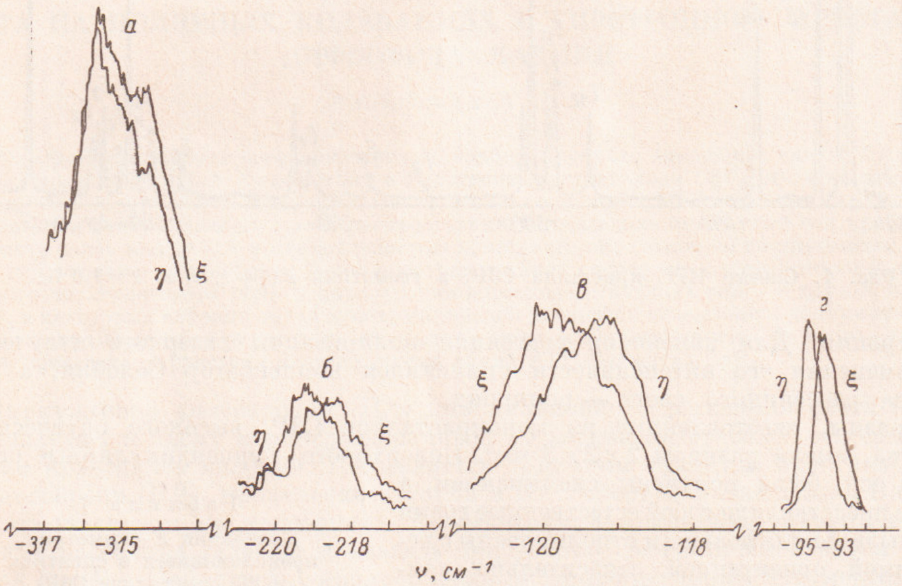

Рис. 2. Циркулярная анизотропия некоторых линий КРС CdP_2 в геометриях $z(\xi z)x$ и $z(\eta z)x$ при $T=1.6$ К.

а, б, в, г — дублеты E_5, E_6, E_8, E_{11}.

интенсивности между компонентами при изменении знака циркулярной поляризации возбуждающего излучения. Применение циркулярно поляризованного света позволило обнаружить неэлементарность и некоторых других линий E-спектра CdP_2. Так, линия E_6 является дублетной с расщеплением порядка 0.6 см$^{-1}$, но наблюдаемое перераспределение интенсивности здесь меньше, чем в дублете E_5, в частности, из-за большей полуширины компонент (рис. 2, *б*). Знаки ЦА дублетов E_5 и E_6 противоположны друг другу. Линия E_8 также представляет собой дублет с расщеплением порядка 0.7 см$^{-1}$ (рис. 2, *в*), сходный по своим свойствам с E_6. Заметную неэлементарность проявляют линии E_{11} (рис. 2, *г*) и E_{10}. Расщепление последней, по-видимому, не превышает 0.5 см$^{-1}$ и наблюдаемая ЦА невелика. Слабой ЦА обладает и достаточно хорошо разрешаемый дублет E_7. Таким образом, ЦА характерна для целого ряда E-линий спектра КРС CdP_2, но ее величина и знак могут быть различными.

Обсуждение

1. Влияние пространственной дисперсии на форму колебательных движений в одноосном кристалле достаточно наглядно можно представить следующим образом. Возьмем в качестве примера кристаллическую структуру, принадлежащую аксиальному классу 422, к которому относится CdP_2. Ее можно рассматривать как возникшую в результате одноосной деформации некоторой кубической структуры, принадлежащей гиротропному аксиальному классу 432, вдоль одной из осей четвертого порядка (например, OZ). Эта деформация моде-

лирует реально существующую в кристалле анизотропию силовых постоянных (короткодействующих сил). Следуя методике, изложенной в [7], рассмотрим первоначально трижды вырожденное в Г-точке полярное колебание типа F_1 (это максимальная кратность вырождения колебательной моды в кубическом кристалле при пренебрежении длинноволновым кулоновским полем и гиротропией). Частоты и собственные векторы колебательных мод, возникающих при расщеплении колебания F_1 при деформации ($F_1 \to A_2+E$ в пределе $\mathbf{q} \to 0$), могут быть получены в процессе диагонализации матрицы

$$H = H_0 + V_{LT} + V_s + Aq\hat{I}, \tag{1}$$

где V_{LT} учитывает влияние длинноволнового кулоновского поля, приводящего к LO-TO расщеплению; V_S — влияние анизотропных короткодействующих сил (деформации); последний член, в котором $\mathbf{q}$ — волновой вектор фонона, а $\hat{I}$ — оператор момента импульса, учитывает пространственную дисперсию первого порядка. Для случая, когда волновые векторы $\mathbf{k}^L$ падающего лазерного и $\mathbf{k}^s$ рассеянного излучений лежат в плоскости XZ, матрица (1) имеет вид

$$\begin{bmatrix} \nu_x & -iAq\gamma & \alpha\gamma\Delta\nu_{LT} \\ iAq\gamma & \nu_y & -iAq\alpha \\ \alpha\gamma\Delta\nu_{LT} & iAq\alpha & \nu_z \end{bmatrix}, \tag{2}$$

где α и γ — направляющие косинусы вектора $\mathbf{q}$ относительно осей OX и OZ соответственно; $\Delta\nu_{LT} = \nu_{LO} - \nu_{TO}$; $\nu_x = \nu_{TO} + \Delta\nu_\perp + \alpha^2\Delta\nu_{LT}$, $\nu_y = \nu_{TO} + \Delta\nu_\perp$, $\nu_z = \nu_{TO} + \Delta\nu_\parallel + \alpha^2\Delta\nu_{LT}$, причем $\Delta\nu_\perp$ и $\Delta\nu_\parallel$ есть изменения исходной частоты ν_{TO} колебания F_1 под действием деформации; A — параметр гиротропии.

Аналитические выражения для собственных значений и собственных векторов матрицы (2) можно получить только для двух специальных направлений $\mathbf{q}$. Для $q \parallel OX$ ($\theta=90°$) частоты невырожденных колебаний есть

$$\nu_0(90) = {}^\perp\nu_x, \quad \nu_{1,2}(90) = 0.5\,({}^\perp\nu_z + \nu_y) \pm \sqrt{({}^\perp\nu_z - \nu_y)^2 + 4A^2q^2}, \tag{3}$$

где ${}^\perp\nu_x = \nu_{TO} + \Delta\nu_\perp + \Delta\nu_{LT}$, ${}^\perp\nu_z = \nu_{TO} + \Delta\nu_\parallel$, причем «+» соответствует частоте ν_1, а «—» — частоте ν_2. Соответствующие собственные векторы

$$\psi_0(90) = x, \quad \psi_1(90) = y\cos\frac{\Omega}{2} + iz\sin\frac{\Omega}{2}, \quad \psi_2(90) = -y\sin\frac{\Omega}{2} + z\cos\frac{\Omega}{2}. \tag{4}$$

Частота ν_0 относится к чисто продольному колебанию, а частоты ν_1 и ν_2 — к чисто поперечным. Атомы, участвующие в поперечных колебаниях, движутся по эллипсам, оси которых совпадают с осями OY и OZ. Эллиптичность определяется величиной $\alpha = \operatorname{tg}\frac{\Omega}{2}$, причем

$$\Omega = \operatorname{arc\,tg}\,[2Aq/(\nu_y - {}^\perp\nu_z)], \tag{5}$$

т. е. эллиптичность зависит от соотношения вкладов в наблюдаемое расщепление $\Delta\nu_{12}$ частот поперечных колебаний пространственной дисперсии, с одной стороны, и анизотропии короткодействующих сил и длинноволнового кулоновского поля — с другой,

$$\Delta\nu_{12} = \sqrt{({}^\perp\nu_z - \nu_y)^2 + 4A^2q^2}. \tag{6}$$

Существенно, что в отсутствие ПД первого порядка ($A=0$) колебания чисто линейны и происходят вдоль осей OY и OZ.

В другом крайнем случае $\mathbf{q} \parallel c$, исследованном впервые в [1], имеются одно чисто продольное колебание с частотой $\nu_0(0) = \nu_{TO} + \Delta\nu_\parallel + \Delta\nu_{LT}$ и собственным вектором $\psi_0(0) = z$ и два чисто поперечных колебания с частотами

$$\nu_{1,2}(0) = \nu_{TO} + \Delta\nu_\perp \pm Aq \tag{7}$$

и собственными векторами

$$\psi_{1,2}(0) = (x \pm iy)/\sqrt{2}. \tag{8}$$

Таблица 2

Собственные частоты и собственные векторы полярных колебаний в одноосном гиротропном и негиротропном кристаллах $\nu_{TO} = 100$ см$^{-1}$, $\Delta\nu_{LT} = 3$ см$^{-1}$, $\Delta\nu_{\perp} = 1$ см$^{-1}$, $\Delta\nu_{\parallel} = 0$

θ, град	$Aq = 1$ см$^{-1}$			$Aq = 0$
	ν, см$^{-1}$; ψ	α	γ	ν, см$^{-1}$; ψ
	$\nu_0=103$; $\psi_0=z$			$\nu_0=103$; $\psi_0=z$
	$\nu_1=102$;			$\nu_1=\nu_2=101$
0	$\psi_1=0.707x+i0.707y$	1	1	$\psi_1=x$
	$\nu_2=100$			
	$\psi_2=0.707x-i0.707y$	1	-1	$\psi_2=y$
	$\nu_0=103.212$			$\nu_0=103.199$
	$\psi_0=0.542x+i0.082y+0.836z$			$\psi_0=0.516x+0.857z$
	$\nu_1=101.885$			$\nu_1=101$
22.5	$\psi_1=0.532x+i0.737y-0.418z$	0.72	0.95	$\psi_1=y$
	$\nu_2=99.903$			$\nu_2=100.8$
	$\psi_2=0.65x-i0.668y-0.356z$	0.97	-0.99	$\psi_2=0.856x+0.516z$
	$\nu_0=103.592$			$\nu_0=103.581$
	$\psi_0=0.822x+i0.07y+0.565z$			$\psi_0=0.811x+0.585z$
	$\nu_1=101.73$			$\nu_1=101$
45	$\psi_1=0.215x+i0.797y-0.527z$	0.65	0.81	$\psi_1=y$
	$\nu_2=99.678$			$\nu_2=100.419$
	$\psi_2=0.487x-i0.6y-0.527z$	0.81	0.98	$\psi_2=0.585x-0.811z$
	$\nu_0=103.89$			$\nu_0=103.888$
	$\psi_0=0.958x+i0.036y+0.285z$			$\psi_0=0.956x+0.294z$
	$\nu_1=101.644$			$\nu_1=101$
67.5	$\psi_1=0.127x+i0.838y-0.532z$	0.15	0.29	$\psi_1=y$
	$\nu_2=99.466$			$\nu_2=100.113$
	$\psi_2=0.256x-i0.545y-0.798z$	0.47	-0.77	$\psi_2=0.294x-0.956z$
	$\psi_0=104$; $\psi_0=x$			$\nu_0=104$; $\psi_0=x$
	$\nu_1=101.618$			$\nu_1=101$
90	$\psi_1=i0.851y-0.526z$	0	0	$\psi_1=y$
	$\nu_2=99.382$			$\nu_2=100$
	$\psi_2=-i0.526y-0.851z$	0	0	$\psi_2=z$

Получение столь же простых аналитических выражений для собственных частот и собственных векторов при произвольной ориентации ($0 < \theta < 90°$) невозможно, но численный анализ позволяет проследить основные тенденции и установить, что нового вносит в динамику полярной моды учет ПД. Обратимся к табл. 2, левая часть которой соответствует гиротропному кристаллу, а правая — негиротропному, причем все остальные параметры кристаллов одинаковы. При $\theta=0$ и $\theta=90°$ результаты численного расчета полностью совпадают с вычислениями по формулам (3)—(8). Из табл. 2 видно, что в гиротропном кристалле собственный вектор, соответствующий любой из невырожденных частот, в общем случае может быть представлен линейной комбинацией

$$\psi_i = a_i x + b_i y + c_i z, \tag{9}$$

где коэффициенты a_i, b_i, c_i — комплексные числа. Проекции собственных векторов на координатные плоскости представляют собой эллипсы (эллиптичность проекции на плоскость XY α приведена в табл. 2). Следует отметить, что в гиротропном кристалле в интервале $0 < \theta < 90°$ не существует чисто поперечных колебаний, таких как колебание вдоль оси OY с частотой $\nu_2=101$ см$^{-1}$ в негиротропном.

2. Рассмотрим теперь связь между эллиптичностью колебаний и ЦА КРС. Тензоры КРС (ТКРС), соответствующие собственным векторам (9), есть аналогичные линейные комбинации неприводимых ТКРС

$$\hat{A}_i = a_i \hat{A}_x + b_i \hat{A}_y + c_i \hat{A}_z. \tag{10}$$

В случае кристаллического класса 422 координата z преобразуется по неприводимому представлению A_2, которому соответствует полностью антисимметричный ТКРС, т. е. вдали от резонансов движение вдоль z не дает вклада в КРС первого порядка; поэтому ТКРС для колебаний с частотами ν_1 и ν_2, которые при $\theta=0$ и $90°$ являются чисто поперечными, можно записать в виде

$$\hat{A}_1 = a_1 [\hat{A}_x + \alpha_1 \exp(i\delta_1) \hat{A}_y] \quad \text{и} \quad A_2 = b_2 [\exp(i\delta_2) \hat{A}_x + \hat{A}_y], \tag{11}$$

где $\alpha_1 = |b_1|/|a_1|$, $\delta_1 = \arg b_1 - \arg a_1$; $\alpha_2 = |a_2|/|b_2|$, $\delta_2 = \arg a_2 - \arg b_2$.

Следуя методике, изложенной в [6], и используя явный вид неприводимых ТКРС для E-колебаний, табулированных Лоудоном [8] (вдали от резонансов рассматриваем только их симметричную часть),

$$\hat{A}_x = \begin{bmatrix} 0 & 0 & f \\ 0 & 0 & 0 \\ f & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad \hat{A}_y = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & f \\ 0 & f & 0 \end{bmatrix}, \tag{12}$$

можно вычислить интенсивность рассеянного в направлении OX излучения с поляризацией $E \parallel Z$: например, для колебания с частотой ν_1

$$I_1 = k \frac{E_0^2}{2} |a_1|^2 |f|^2 [1 + \alpha_1^2 + 2\alpha_1 \cos(\Delta - \delta_1)]. \tag{13}$$

Здесь E_0 — амплитуда падающей на кристалл лазерной волны, Δ — разность фаз между ее составляющими E_x и E_y ($E_x = E_y$), k — коэффициент пропорциональности, зависящий от условий эксперимента. При возбуждении светом правой (ξ) и левой (η) циркулярных поляризаций ($\Delta = \pi/2$ и $\Delta = -\pi/2$ соответственно) интенсивность рассеянного света равна

$$I_{1\xi(\eta)} = \frac{1}{2} k E_0^2 |a_1|^2 |f|^2 [1 + \alpha_1^2 \pm 2\alpha_1 \sin\delta_1], \tag{14}$$

где знак «+» отвечает $I_{1\xi}$, а знак «—» — $I_{1\eta}$. За меру ЦА удобно принять величину $\gamma = (I_\xi - I_\eta)/(I_\xi + I_\eta)$. Тогда для линий КРС на колебаниях с частотами ν_1 и ν_2 получаем

$$\gamma_1 = 2\alpha_1 \sin\delta_1 (1 + \alpha_1^2)^{-1}; \quad \gamma_2 = 2\alpha_2 \sin\delta_2 (1 + \alpha_2^2)^{-1}. \tag{15}$$

Если гиротропии нет ($A \neq 0$), то $\delta_1 = \delta_2 = 0$ и ЦА отсутствует, а при наличии гиротропии ($A \neq 0$) разности фаз δ_1 и δ_2 равны по модулю $\pi/2$ и противоположны по знаку. Компоненты дублета типа E в спектре КРС должны иметь, таким образом, ЦА противоположных знаков, что и наблюдается экспериментально. В табл. 2 приведены рассчитанные по соотношению (15) величины γ для двух низкочастотных невырожденных мод при каждой ориентации q, а на рис. 3 — зависимость степени ЦА γ от эллиптичности α, рассчитанная по соотношению (15).

3. На основании изложенного в п. 1, 2 можно сделать некоторые заключения об относительном вкладе гиротропии в расщепление E-мод в CdP_2. Максимальную ЦА с γ, близким к 1, проявляет дублет E_5. Вклад гиротропии в этом случае можно считать преобладающим. ЦА заметно уменьшается при переходе к дублетам E_7, E_8, E_{10}, E_{11}, что свидетельствует об относительном уменьшении вклада гиротропии и о возрастании роли других факторов, в частности, длинноволнового кулоновского поля. Это подтверждается данными по ИК отражению CdP_2 [9]. Именно вблизи частот 200 и 300 см$^{-1}$ наблюдаются самые сильные полосы отражения в поляризации $E \perp c$. Рассчитанные по этим спектрам отражения значения частот ν_{TO}, ν_{LO} (в см$^{-1}$) E-мод весьма близки к измеренным в настоящей работе: 184.6 и 190.6 (E_7); 216.9 и 217.9 (E_8); 311.0 и 311.2 (E_{11}). Сильное ИК отражение свидетельствует о значительном дипольном моменте, связанном с этими модами. В то же время мода E_5 вообще не проявляется в спектрах ИК отражения, что согласуется со сделанным ранее выводом о малом вкладе длинноволнового кулоновского поля в ее расщепление.

4. Как известно, вопрос о числе проявляющихся в КРС кристаллов CdP_2 E-мод однозначно не решен. Из фактор-группового анализа следует существование в этих кристаллах 17 оптических мод E-симметрии, активных одновременно в КРС и ИК поглощении. Но поскольку число наблюдаемых линий

E-симметрии не равно 17, то возникает задача группирования одних линий в E-дублеты или же обнаружения дублетного расщепления других линий. При этом группирование линий E-спектра в так называемые LO-TO дублеты проводится на основании различных косвенных соображений ([10] и ссылки, содержащиеся в ней). Как отмечалось в [6], для идентификации линий E-дублетов в спектрах КРС гиротропных кристаллов могут быть использованы данные по ЦА. Подробное сопоставление линий, наблюдаемых в геометриях $z(\xi+\eta, z)x$ и $z(\xi+\eta, y)x$, а также при промежуточных между z и y положениях анализатора, позволило установить, что к E-спектру CdP_2 на рис. 1 относится 15 линий, обозначенных буквой E. Прочие линии принадлежат другим типам симметрии. Звездочками отмечены дублетные линии, компоненты которых проявляют ЦА взаимнопротивоположных знаков. Каждый такой дублет должен быть отнесен к отдельной E-моде. Существенно, что такие дублеты в целом или их отдельные компоненты нельзя объединять с другими линиями E-спектра, как это, например, сделано в [10], где к одной E-моде отнесены дублетная линия E_6 и отстоящая от нее на 60 см$^{-1}$ линия 183.6 см$^{-1}$, дублет E_7 объединен с дублетом E_8, а линия E_4 — с дублетом E_5.

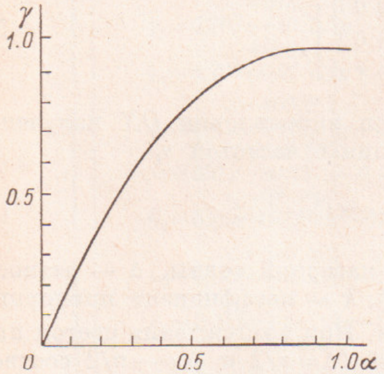

Рис. 3. Зависимость степени ЦА линии КРС γ от эллиптичности α соответствующего колебания.

Тот факт, что в спектре КРС кристаллов CdP_2 проявляется меньше 17 мод, может иметь два объяснения: 1) сечение рассеяния на ненаблюдаемых колебаниях очень мало; 2) частоты некоторых E-мод очень близки друг к другу и не могут быть разрешены, как это утверждается в [10]. Примером, подтверждающим первую возможность, может быть обнаружение в настоящей работе дублета E_9, который ранее в КРС CdP_2 не наблюдался, хотя он проявляется в ИК отражении [9], из спектра которого вычислены частоты $\nu_{TO}=248.9$ и $\nu_{LO}=$ $=252.3$ см$^{-1}$ (при $T=300$ К), весьма близкие к частотам, измеренным в КРС. Это послужило основанием к отнесению обеих линий в спектре КРС к одной моде (ЦА дублета E_9 не обнаружена — полярность этой моды по [9] велика). Относительно второй возможности следует заметить, что, несмотря на бóльшую разрешающую способность, достигнутую в настоящей работе по сравнению с [10] и ей предшествующими, не получено каких-либо ясных доказательств в ее пользу. Напротив, подробное изучение впервые разрешенных линий показало, что некоторые из них не принадлежат E-спектру, как, например, линия при 465 см$^{-1}$ (рис. 1).

Литература

[1] Pine A. S., Dresselhaus G. — Phys. Rev., 1969, v. 188, N 3, p. 1489—1496.
[2] Горбань И. С., Грищук В. П., Губанов В. А., Мороз В. М., Орленко В. Ф., Слободянюк А. В. — ФТТ, 1981, т. 23, № 5, с. 1435—1487.
[3] Горбань И. С., Грищук В. П., Губанов В. А., Орленко В. Ф., Слободянюк А. В. — ФТТ, 1982, т. 24, № 6, с. 1816—1821.
[4] Овандер Л. Н. — Опт. и спектр., 1962, т. 6, в. 2, с. 361—365.
[5] Грищук В. П., Слободянюк А. В. — Укр. физ. журн., 1982, т. 27, № 12, с. 1816—1822.
[6] Грищук В. П., Слободянюк А. В. — Опт. и спектр., 1984, т. 56, в. 4, с. 681—686.
[7] Imaino W., Ramdas A. K., Rodriguez S. — Sol. St. Commun., 1978, v. 28, N 2, p. 211—216.
[8] Hayes W., Loudon R. Scattering of light Crystals, Wiley, N.—Y., 1978.
[9] Sobotta D., Neumann H., Syrbu N. N., Riede V. — Phys. St. Sol. (b), 1984, v. 125, N 1, p. K17—K19.
[10] Горбань И. С., Губанов В. А., Саливон Г. И., Янчук З. З. — Укр. физ. журн., 1985, т. 30, № 2, с. 202—211.

Поступило в Редакцию 28 апреля 1986 г.