УДК 548.0:535.51

ПОЛЯРИЗАЦИОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ НЕЛИНЕЙНОГО ПОВОРОТА И ДЕФОРМАЦИИ ЭЛЛИПСА ПОЛЯРИЗАЦИИ СВЕТА, ПРОШЕДШЕГО ЧЕРЕЗ НЕЛИНЕЙНЫЕ ГИРОТРОПНЫЕ КРИСТАЛЛЫ

А. А. Голубков, В. А. Макаров

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Предложена новая схема поляризационной спектроскопии, позволяющая — независимо от симметрии кристалла — разделять вклады различных механизмов нелинейно-оптического поворота и деформации эллипса поляризации света в кристаллах высшей и средней категорий.

В последнее время активно развивается новый тип спектроскопии — спектроскопия нелинейной оптической активности (НОА) [1—4], основанная на фурье-анализе зависимости пропорционального интенсивности угла поворота эллипса поляризации выходного излучения от начальной ориентации падающей линейно поляризованной волны. Однако с ее помощью невозможно разделение механизмов НОА в кристаллах классов $4mm$, $3m$, $6mm$, 4, 3, 6, ∞, ∞m. Исследование влияния эллиптичности падающего света на эффекты поляризационного самовоздействия ограничивается в настоящее время рассмотрением изотропной среды [5].

В настоящей работе феноменологически рассмотрены эффекты поляризационного самовоздействия произвольно поляризованной волны, распространяющейся вдоль оптической оси кристаллов высшей и средней категорий. Выделено четыре механизма нелинейно-оптического поворота (НОП) и деформации (НОД) эллипса поляризации. Уточнен характер влияния линейной гиротропии. Предложена новая схема поляризационной спектроскопии, позволяющая разделять вклады различных механизмов НОП и НОД независимо от симметрии кристаллов и дающая — при использовании эллиптически поляризованного света — в два раза больше информации о кубической нелинейности и ее пространственной дисперсии (ПД) по сравнению с [1, 2].

В дальнейшем нам понадобятся две физически выделенные системы координат: лабораторная xyz (ось $0z$ направлена по волновому вектору $\mathbf{k}$) и кристаллофизическая $x_1x_2x_3$ [6]. Их взаимная ориентация определяется параметром $\varkappa=(\mathbf{e}_z\cdot\mathbf{e}_{x_3})$ ($\mathbf{e}_z$ и $\mathbf{e}_{x_3}$ — соответственно единичные орты осей $0z$ и $0x_3$, $(\mathbf{e}_x\cdot\mathbf{e}_{x_1})=1$), который может принимать значения ±1.

Переходя в волновом уравнении к циркулярно поляризованным амплитудам $E_\pm=E_x\pm iE_y$, в первом приближении по параметрам μ и μ_1, характеризующим нелинейность среды ($\mu\simeq|\mathbf{P}^{(N)}|/|\mathbf{E}|$, $\mathbf{P}^{(N)}$ — нелинейная поляризация) и ПД ($\mu_1\simeq d/\lambda$, d — характерный размер «области влияния», $\lambda=2\pi/k$ — длина волны), получим

$$\frac{d^2E_\pm}{dz^2}+k^2E_\pm\mp 2i\rho_0\frac{dE_\pm}{dz}+\frac{4\pi\omega^2}{c^2}(\widetilde{P}_x^{(N)}\pm i\widetilde{P}_y^{(N)})=0,$$
$$\widetilde{P}_i^{(N)}=\chi_{ijkn}E_j^*E_kE_n+(\gamma_{ijknm}^{(1)}+\gamma_{ijknm}^{(2)})E_j^*E_k\nabla_mE_n+\gamma_{ijknm}^{(3)}E_kE_n\nabla_mE_j^*. \quad (1)$$

Здесь $\rho_0=2\pi\omega^2\gamma_0/c^2$, $k=\omega\sqrt{\varepsilon}/c$, ε — диэлектрическая проницаемость,

γ_0 — константа линейной гирации, а в разложении нелинейной поляризации опущены квадратичные по полю слагаемые, ответственные за частотные преобразования. Первое слагаемое в $\widetilde{P}_i^{(N)}$ (кубическая нелинейность) имеет порядок μ, а остальные (ПД кубической нелинейности) $-\mu\mu_1$. В нулевом приближении по μ ($\widetilde{P}_i^{(N)}=0$) и в первом по μ_1 ($\rho_0^2 \ll k^2$), решение (1) хорошо известно:

$$E_\pm = \widetilde{A}_\pm \exp(-ikz), \quad \widetilde{A}_\pm = \widetilde{A}_x \pm i\widetilde{A}_y = A_{\pm 0} \exp(\pm i\rho_0 z).$$

В соответствии с методом медленно меняющихся амплитуд [7] в общем случае ($\widetilde{P}_i^{(N)} \neq 0$) будем искать решение (1) в том же виде, но считая $A_{\pm 0} = A_{\pm 0}(\mu z)$. В результате, опуская члены порядка μ_1^2, $\mu_1^2\mu$ и выше, из (1) получим:

$$E_\pm(z) = A_\pm(z) \exp(-i\,\mathrm{Re}\{k\}\cdot z), \text{ где}$$

$$\frac{dA_\pm}{dz} + \delta A_\pm \mp i\rho_0 A_\pm = -\frac{2\pi i\omega^2}{kc^2}(P_x^{(N)} \pm iP_y^{(N)}), \tag{2}$$

$$P_i^{(N)} = \{\chi_{ijnm}(-\omega, \omega, \omega) - ik\gamma_{ijnmz}(-\omega, \omega, \omega)\} A_j^* A_n A_m,$$

где

$$i, j, n, m = x, y; \quad \gamma_{ijnmp} = \gamma_{ijnmp}^{(1)} + \gamma_{ijmnp}^{(2)} - \gamma_{ijnmp}^{(3)}, \quad \delta = -\mathrm{Im}(k),$$

причем оба тензора в (2), характеризующие кубическую нелинейность и ее ПД, симметричны относительно перестановки третьего и четвертого индексов.

Видно, что в случае распространения излучения в изотропной гиротропной среде (2) совпадает с формулой, полученной в [8]. Однако система (2) отличается от использованной в [1, 2], где в знаменателе вместо k стоит $k_\pm = k \mp \rho_0$. Это отличие приводит там к ошибочному появлению третьего слагаемого в выражении для угла НОП плоскости поляризации, а следовательно, и сопоставленного ему механизма НОА-3, который на самом деле отсутствует. Однако это не означает, что линейная гиротропия не оказывает на НОП и НОД никакого влияния. Физические причины последнего будут обсуждены ниже. Ошибка, допущенная в [1, 2], не была нами своевременно замечена при обобщении используемых там уравнений на случай взаимодействия встречных волн [9]. Для ее устранения достаточно положить C_{n5} в [9] равными нулю.

Решая (2) в приближении

$$2\pi\omega^2 \left| \int_0^L [(P_x^{(N)}(z) \pm iP_y^{(N)}(z))/A_\pm(z)]\,dz \right| \ll kc^2,$$

ограничивающем сверху длину кристалла $L: |\chi kL|\mathbf{A}|^2| < |\varepsilon|$, и пренебрегая линейным круговым дихроизмом ($\mathrm{Im}\rho_0 = 0$), получим следующие выражения для угла поворота $\varphi(z) = 0{,}5\,\mathrm{Arg}(E_+E_-^*)$ эллипса поляризации распространяющегося излучения и его эллиптичности $B(z) = (|A_+|^2 - |A_-|^2)/(|A_+|^2 + |A_-|^2)$:

$$\varphi(z) = \varphi_0 + \rho_0 z + \Delta\varphi, \quad B(z) = B_0 + 2\Delta B(1 - B_0^2).$$

Здесь $B_0 = B(0)$, $\varphi_0 = \varphi(0)$ — соответственно значения эллиптичности и угла поворота эллипса поляризации преломленной волны,

$$\Delta\varphi = (\varphi_{1(1)} + \varphi_{1(2)}) + (\varphi_{2(1)} + \varphi_{2(2)}) + (\varphi_{3(1)} + \varphi_{3(2)}) + (\varphi_{4(1)} + \varphi_{4(2)}), \tag{3}$$

$$\Delta B = (B_{1(1)} + B_{1(2)}) + (B_{2(1)} + B_{2(2)}) + (B_{3(1)} + B_{3(2)}) + (B_{4(1)} + B_{4(2)}).$$

В (3) использованы следующие обозначения:

$$\varphi_{1(m)} = \mathrm{Re}\{\Omega_1^{(m)}(k\rho)\};\quad B_{1(m)} = -\mathrm{Im}\{\Omega_1^{(m)}(k\rho)\};\quad \varphi_{2(m)} = -\mathrm{Im}\{\Omega_1^{(m)}(\sigma)\};$$

$$B_{2(m)} = -\mathrm{Re}\{\Omega_1^{(m)}(\sigma)\};\quad \varphi_{3(m)} = -\mathrm{Re}\{\Omega_2^{(m)}(\sigma)\};\quad B_{3(m)} = \mathrm{Im}\{\Omega_2^{(m)}(\sigma)\};$$

$$\varphi_{4(m)} = -\mathrm{Im}\{\Omega_2^{(m)}(k\rho)\};\quad B_{4(m)} = -\mathrm{Re}\{\Omega_2^{(m)}(k\rho)\},$$

где

$$\rho = \{\rho_1, \rho_2, \ldots, \rho_8\};\quad \sigma = \{\sigma_1, \sigma_2, \ldots, \sigma_8\}.$$

Явный вид отличных от нуля $\rho_\alpha(\widehat{\gamma})$ и $\sigma_\alpha(\widehat{\chi})$ для всех классов высшей и средней категорий приведен в табл. 1. При ее заполнении конкретный вид $\widehat{\chi}$ брался из [6], а $\widehat{\gamma}$ выводился методом циклических координат либо методом прямой проверки [6]. Выражения для $\Omega_1^{(m)}$ и $\Omega_2^{(m)}$ имеют вид

$$\begin{aligned}\Omega_1^{(m)}(\beta) = V\,[\beta_1 C_0^{(m)} - \{(\beta_2 + (\beta_8 - \beta_2) B_0^2)\, C_2^{(m)} + (\beta_7 - \beta_3 (1 - B_0^2))\, S_2^{(m)}\} \times \\ \times (1 - B_0^2)^{-1/2} + (\beta_5 C_4^{(m)} + \beta_4 S_4^{(m)})/2], \\ \Omega_2^{(m)}(\beta) = V B_0\,[-\beta_6 C_0^{(m)} + (\beta_7 C_2^{(m)} - \beta_8 S_2^{(m)})\,(1 - B_0^2)^{-1/2} + \\ + (\beta_5 S_4^{(m)} - \beta_4 C_4^{(m)})/2],\end{aligned} \tag{4}$$

где под β подразумевается $k\rho$ либо σ. В (4) $V = \pi\omega^2 \cdot W_0/2kc^2$, $C_N^{(1)} = S_N \cos N\varphi_0$; $C_N^{(2)} = C_N \sin N\varphi_0$; $S_N^{(1)} = S_N \sin N\varphi_0$; $S_N^{(2)} = -C_N \cos N\varphi_0$; $S_N = (N\rho_0 S_N^{(0)} - 2\delta C_N^{(0)})/H_N$; $C_N = (N\rho_0 C_N^{(0)} + 2\delta S_N^{(0)})/H_N$; $H_N = (N\rho_0)^2 + 4\delta^2$; $S_N^{(0)} = \exp(-2\delta z) \cdot \sin N\rho_0 z$; $C_N^{(0)} = \exp(-2\delta z) \cdot \cos(N\rho_0 z) - 1$; $N = 2, 4$; $W_0 = \{|A_+(0)|^2 + |A_-(0)|^2\}/2$ — интенсивность преломленной волны.

Первая и вторая пары слагаемых в (3) обобщают на случай эллиптически поляризованного излучения известные механизмы НОА-1 [1, 2, 8] и НОА-2 [1, 2] и связанные с ними механизмы деформации эллипса поляризации, третья описывает хорошо изученный в случае изотропных сред эффект вращения и деформации эллипса поляризации [5]. Последняя группа слагаемых в (3) связана с механизмом НОП и НОД, являющимся аналогом терхьюновского вращения и деформации применительно к ПД кубической нелинейности. Его проявление ранее не рассматривалось. Данный механизм дает вклад в НОП и НОД лишь при распространении эллиптически поляризованного излучения через среды, обладающие анизотропией и ПД кубической нелинейности.

Как следует из (3), (4) и табл. 1, естественная оптическая активность влияет на НОП и НОД только в анизотропных средах. Этот результат полностью соответствует [8], однако значительно отличается от предсказаний [1, 2], согласно которым, например, такое влияние имеет место в кристаллах классов 32 и 622, аналогичных (с точки зрения рассматриваемой задачи) изотропным гиротропным средам. Заметим также, что в (3), (4) впервые проведен последовательный учет влияния на НОП и НОД линейного поглощения.

Для получения на основе исследования НОП и НОД спектроскопической информации о веществе необходимо, используя экспериментальные зависимости $\Delta\varphi$ и ΔB от параметров падающего излучения, найти коэффициенты σ_α и ρ_α. Учитывая характер связи ΔB и $\Delta\varphi$ с начальной ориентацией эллипса поляризации, с этой целью естественно

Таблица 1

Коэффициенты σ_α и ρ_α ($\alpha = 1, 2, \ldots, 8$), определяющие НОП и НОД эллипса поляризации в кристаллах высшей и средней категорий (использованы следующие обозначения: xx — 1, xy — 2, yx — 3, yy — 4, xxz — 5, xyz — 6, yxz — 7, yyz — 8)

<table>
<tr><th>Классы</th><th>σ_α</th><th>ρ_α</th></tr>
<tr><td>4</td><td>$\sigma_1 = \chi_{21} + 2\chi_{12} + 3\chi_{24}$,
$\sigma_4 = 2(\chi_{11} - \chi_{14} - 2\chi_{22})$,
$\sigma_5 = 2(\chi_{24} - \chi_{21} - 2\chi_{12})$,
$\sigma_6 = \chi_{11} - 2\chi_{22} + 3\chi_{14}$</td><td>$\rho_1 = \gamma_{25} + 2\gamma_{16} + 3\gamma_{28}$,
$\rho_4 = 2(\gamma_{15} - \gamma_{18} - 2\gamma_{26})$,
$\rho_5 = 2(\gamma_{28} - 2\gamma_{16} - \gamma_{25})$,
$\rho_6 = \gamma_{15} - 2\gamma_{26} + 3\gamma_{18}$</td></tr>
<tr><td>422, 432</td><td>$\sigma_{4,6}$ как в 4</td><td>$\rho_{1,5}$ как в 4</td></tr>
<tr><td>3, 6, ∞</td><td>$\sigma_1 = 4\chi_{24}$, $\sigma_6 = 4\chi_{14}$</td><td>$\rho_1 = 4\gamma_{28}$, $\rho_6 = 4\gamma_{18}$</td></tr>
<tr><td>32, 622, $\infty 2$, $\infty\infty$</td><td>σ_6 как в 3</td><td>ρ_1 как в 3</td></tr>
<tr><td>23</td><td>$\sigma_3 = 2\chi_{14} - 2\chi_{41}$,
$\sigma_4 = 2\chi_{11} - \chi_{14} - \chi_{41} - 2\chi_{22} - 2\chi_{32}$,
$\sigma_6 = \chi_{11} - \chi_{22} - \chi_{32} + 3(\chi_{14} + \chi_{41})/2$,
$\sigma_7 = \chi_{14} - \chi_{41} + 2\chi_{32} - 2\chi_{22}$</td><td>$\rho_1 = (\gamma_{25} - \gamma_{38} + 2(\gamma_{16} - \gamma_{46}) + 3(\gamma_{28} - \gamma_{35}))/2$, $\rho_2 = 2(\gamma_{35} + \gamma_{28})$,
$\rho_5 = -\gamma_{25} - \gamma_{35} + \gamma_{28} + \gamma_{38} + 2\gamma_{46} - 2\gamma_{16}$,
$\rho_8 = \gamma_{35} - \gamma_{25} + \gamma_{28} - \gamma_{38} + 2\gamma_{16} + 2\gamma_{46}$</td></tr>
<tr><td>$\bar{4}$</td><td rowspan="2">$\sigma_{1,4,5,6}$ как в 4</td><td>$\rho_2 = 4\gamma_{28}$, $\rho_3 = 4\gamma_{18}$, $\rho_7 = 2\gamma_{18} - 2\gamma_{15} - 4\gamma_{26}$, $\rho_8 = 2(\gamma_{28} - \gamma_{25} + 2\gamma_{16})$</td></tr>
<tr><td>$4/m$</td><td rowspan="3">0</td></tr>
<tr><td>$\bar{3}$, $\bar{6}$, $6/m$, ∞/m</td><td>$\sigma_{1,6}$ как в 3</td></tr>
<tr><td>$\bar{3}m$, $\bar{6}m2$, $6/mmm$
∞/mm, $\infty\infty m$</td><td rowspan="2">σ_6 как в 3</td></tr>
<tr><td>$3m$, $6mm$, ∞m</td><td>ρ_6 как в 3</td></tr>
<tr><td>$\bar{4}2m$, $\bar{4}3m$</td><td rowspan="3">$\sigma_{4,6}$ как в 4</td><td>$\rho_{2,8}$ как в $\bar{4}$</td></tr>
<tr><td>$4mm$</td><td>$\rho_{4,6}$ как в 4</td></tr>
<tr><td>$4/mmm$, $m3m$</td><td rowspan="2">0</td></tr>
<tr><td>$m3$</td><td>$\sigma_{3,4,6,7}$ как в 23</td></tr>
</table>

воспользоваться методом углового фурье-анализа [3]. Однако часто этого оказывается недостаточно, так как вклады в одни и те же угловые гармоники могут давать одновременно и кубическая нелинейность и ее ПД. Поэтому необходимо предварительно разделять вклады различных механизмов НОП и НОД в поляризационное самовоздействие света.

Таблица 2

Возможности различных методик с точки зрения получения спектроскопической информации о веществе ($\widetilde{\sigma}_\alpha = \sigma_\alpha / (\mathrm{Re}\{k\} - i\delta)$)

Классы	Изучение только НОП		Изучение НОП и НОД	
	$B_0 = 0$	$B_0 \neq 0$	$B_0 = 0$	$B_0 \neq 0$
4	$\mathrm{Im}\{\widetilde{\sigma}_{1,4,5}\}$; $\mathrm{Re}\{\rho_{1,4,5}\}$	$\mathrm{Im}\{\widetilde{\sigma}_1, \rho_6\}$; $\mathrm{Re}\{\widetilde{\sigma}_6, \rho_1\}$; $\sigma_{4,5}$; $\rho_{4,5}$	$\sigma_{1,4,5}$; $\rho_{1,4,5}$	$\sigma_{1,4,5,6}$; $\rho_{1,4,5,6}$
422, 432	$\mathrm{Im}\{\widetilde{\sigma}_4\}$; $\mathrm{Re}\{\rho_{1,5}\}$	$\mathrm{Re}\{\widetilde{\sigma}_6, \rho_1\}$; σ_4; ρ_5	σ_4; $\rho_{1,5}$	$\sigma_{4,6}$; $\rho_{1,5}$
3, 6, ∞	$\mathrm{Im}\{\widetilde{\sigma}_1\}$; $\mathrm{Re}\{\rho_1\}$	$\mathrm{Im}\{\widetilde{\sigma}_1, \rho_6\}$; $\mathrm{Re}\{\widetilde{\sigma}_6, \rho_1\}$	σ_1; ρ_1	$\sigma_{1,6}$; $\rho_{1,6}$
32, 622, $\infty 2$, $\infty\infty$	$\mathrm{Re}\{\rho_1\}$	$\mathrm{Re}\{\widetilde{\sigma}_6, \rho_1\}$	ρ_1	σ_6; ρ_1
23	$\mathrm{Im}\{\widetilde{\sigma}_3 - \widetilde{\sigma}_7, \widetilde{\sigma}_4\}$; $\mathrm{Re}\{\rho_{1,2,5}\}$	$\mathrm{Im}\{\widetilde{\sigma}_3\}$; $\mathrm{Re}\{\widetilde{\sigma}_6, \rho_{1,2}\}$; $\sigma_{4,7}$; $\rho_{5,8}$	$\sigma_3 - \sigma_7$; σ_4; $\rho_{1,2,5}$	$\sigma_{3,4,6,7}$; $\rho_{1,2,5,8}$
$\bar{4}$	$\mathrm{Im}\{\widetilde{\sigma}_{1,4,5}\}$; $\mathrm{Re}\{\rho_2, \rho_3 - \rho_7\}$	$\mathrm{Im}\{\widetilde{\sigma}_1\}$; $\mathrm{Re}\{\widetilde{\sigma}_6, \rho_{2,3}\}$; $\sigma_{4,5}$; $\rho_{7,8}$	$\sigma_{1,4,5}$; ρ_2; $\rho_3 - \rho_7$	$\sigma_{1,4,5,6}$; $\rho_{2,3,7,8}$
$4/m$	$\mathrm{Im}\{\widetilde{\sigma}_{1,4,5}\}$	$\mathrm{Im}\{\widetilde{\sigma}_1\}$; $\mathrm{Re}\{\widetilde{\sigma}_6\}$; $\sigma_{4,5}$	$\sigma_{1,4,5}$	$\sigma_{1,4,5,6}$
$\bar{3}$, $\bar{6}$, $6/m$, ∞/m	$\mathrm{Im}\{\widetilde{\sigma}_1\}$	$\mathrm{Im}\{\widetilde{\sigma}_1\}$; $\mathrm{Re}\{\widetilde{\sigma}_6\}$	σ_1	$\sigma_{1,6}$
$\bar{3}m$, $\bar{6}m2$, $\infty\infty m$, $6/mmm$, ∞/mm	—	$\mathrm{Re}\{\widetilde{\sigma}_6\}$	—	σ_6
$3m$, $6mm$, ∞m	—	$\mathrm{Re}\{\widetilde{\sigma}_6\}$; $\mathrm{Im}\{\rho_6\}$	—	σ_6; ρ_6
$\bar{4}2m$, $\bar{4}3m$	$\mathrm{Im}\{\widetilde{\sigma}_4\}$; $\mathrm{Re}\{\rho_2\}$	$\mathrm{Re}\{\widetilde{\sigma}_6, \rho_2\}$; σ_4; ρ_8	σ_4; ρ_2	$\sigma_{4,6}$; $\rho_{2,8}$
$4mm$	$\mathrm{Im}\{\widetilde{\sigma}_4\}$; $\mathrm{Re}\{\rho_4\}$	$\mathrm{Re}\{\widetilde{\sigma}_6\}$; $\mathrm{Im}\{\rho_6\}$; σ_4; ρ_4	σ_4; ρ_4	$\sigma_{4,6}$; $\rho_{4,6}$
$4/mmm$, $m3m$	$\mathrm{Im}\{\widetilde{\sigma}_4\}$	$\mathrm{Re}\{\widetilde{\sigma}_6\}$; σ_4	σ_4	$\sigma_{4,6}$
$m3$	$\mathrm{Im}\{\widetilde{\sigma}_3 - \widetilde{\sigma}_7, \widetilde{\sigma}_4\}$	$\mathrm{Im}\{\widetilde{\sigma}_3\}$; $\mathrm{Re}\{\widetilde{\sigma}_6\}$; $\sigma_{4,7}$	$\sigma_3 - \sigma_7$; σ_4	$\sigma_{3,4,6,7}$

Последнее можно сделать, измеряя нелинейную деформацию $\Delta B^{(\varkappa)}(\varphi_0, B_0)$ и нелинейный поворот $\Delta\varphi^{(\varkappa)}(\varphi_0, B_0)$ эллипса поляризации при двух различных ориентациях кристалла относительно лабораторной системы координат, соответствующих $\varkappa=\pm 1$. Дело в том, что при повороте кристалла на 180° относительно оси $0X$ (изменение знака $\varkappa$) коэффициенты σ_α и ρ_α меняются различным образом:

$$\sigma^{(-1)}_{1,2,5,8}=-\sigma^{(1)}_{1,2,5,8};\ \sigma^{(-1)}_{3,4,6,7}=\sigma^{(1)}_{3,4,6,7};\ \rho^{(-1)}_{1,2,5,8}=\rho^{(1)}_{1,2,5,8};\ \rho^{(-1)}_{3,4,6,7}=-\rho^{(1)}_{3,4,6,7}, \tag{5}$$

где $\rho^{(\pm 1)}(\sigma^{(\pm 1)})$ равно $\rho(\sigma)$, вычисленному соответственно при $\varkappa=\pm 1$. Заметим также, что $\rho_0^{(-1)}=\rho_0^{(1)}$. Существование зависимости коэффициентов σ_α и ρ_α от $\varkappa$ связано с тем, что при заполнении табл. 1 компоненты тензоров $\widehat{\chi}$ и $\widehat{\gamma}$ брались в лабораторной системе координат, в то время как собственной для них является кристаллофизическая (при $\varkappa=1$ они совпадают).

Используя (4), (5), нетрудно показать, что

$$\begin{aligned}
&\varphi^{(1)}_{1(1)}(\varphi_0, B_0)+\varphi^{(1)}_{2(2)}(\varphi_0, B_0)=(\varphi_1+\varphi_2+\varphi_3+\varphi_4)/4,\\
&\varphi^{(1)}_{2(1)}(\varphi_0, B_0)+\varphi^{(1)}_{1(2)}(\varphi_0, B_0)=(\varphi_1+\varphi_2-\varphi_3-\varphi_4)/4,\\
&\varphi^{(1)}_{3(1)}(\varphi_0, B_0)+\varphi^{(1)}_{4(2)}(\varphi_0, B_0)=(\varphi_1-\varphi_2-\varphi_3+\varphi_4)/4,\\
&\varphi^{(1)}_{4(1)}(\varphi_0, B_0)+\varphi^{(1)}_{3(2)}(\varphi_0, B_0)=(\varphi_1-\varphi_2+\varphi_3-\varphi_4)/4,
\end{aligned} \tag{6}$$

где $\varphi_{1,2}=\Delta\varphi^{(1)}(\varphi_0, \pm B_0)$, $\varphi_{3,4}=\Delta\varphi^{(-1)}(-\varphi_0, \mp B_0)$ — углы НОП главной оси эллипса поляризации, полученные в результате четырех различных измерений. Абсолютно аналогичные соотношения можно выписать и для $B^{(1)}_{l(m)}(\varphi_0, B_0)$ ($l=1, 2, 3, 4$; $m=1, 2$).

Как следует из (3), (4) и (6), определить коэффициенты ρ_α и σ_α, а следовательно, получить информацию о компонентах тензора $\widehat{\gamma}$ и $\widehat{\chi}$ можно, перейдя в (6) к угловым фурье-компонентам [3] при нескольких значениях B_0. Коэффициенты, которые при этом могут быть найдены, приведены в табл. 2, где также проведено сравнение возможностей различных методик. Видно, что количество спектроскопической информации о веществе, получаемой при изучении эллиптически поляризованного света, примерно в два раза больше, чем в случае использования линейно поляризованной волны [1, 2]. Сопоставление результатов данной работы и [9] позволяет сделать вывод, что использование двух волн эллиптической поляризации является еще более эффективным.

Авторы благодарны С. А. Ахманову и К. Н. Драбовичу за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Желудев Н. И., Петренко А. Д.//Кристаллография. 1984. **29**, № 6. С. 1045. [2] Желудев Н. И., Петренко А. Д., Свирко Ю. П., Филиппова Г. С.//Изв. АН СССР, сер. физ. 1984. **48**, № 3. С. 603. [3] Жданов Б. В., Желудев Н. И., Ковригин А. И., Яковлев Д. В.//Квант. электроника. 1981. **8**, № 1. С. 98. [4] Ахманов С. А., Жданов Б. В., Желудев Н. И. и др.//Письма в ЖЭТФ. 1979. **29**, № 5. С. 294. [5] Maker P. D., Terhune R. W., Savage C. M.//Phys. Lett. 1964. **12**, N 18. P. 507. [6] Сиротин Ю. И., Шаскольская М. П. Основы кристаллофизики. М., 1975. [7] Ахманов С. А., Хох-

лов Р. В. Проблемы нелинейной оптики. М., 1964. [8] Akhmanov S. A., Lyakhov G. A., Makarov V. A., Zharikov V. I.//Opt. Acta. 1982. 29, N 10. P. 1359. [9] Голубков А. А., Макаров В. А.//Опт. и спектр. 1986. 60, № 4. С. 869.

Поступила в редакцию
16.11.87

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1989. Т. 30, № 2

УДК 535.36.01

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА КОГЕРЕНТНОГО АНТИСТОКСОВА РАССЕЯНИЯ В КЛАССИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ СТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ

С. М. Гладков

(кафедра общей физики и волновых процессов)

На простой классической модели газовой среды получены поляризационные свойства когерентного антистоксова рассеяния света, выведенные ранее с помощью громоздкого квантового расчета. Результаты классического и квантового расчетов полностью совпадают.

В настоящее время наметилась тенденция использования простых классических моделей для описания эффектов, традиционно считавшихся квантовыми. Показано, например, что в классических нелинейных системах могут наблюдаться эффекты, аналогичные световому эху [1] и стимулированному излучению [2]. Развитие простых классических моделей представляется весьма полезным в тех случаях, где строгий квантовый подход требует громоздких и сложных вычислений.

В настоящей работе приводятся результаты попытки получить поляризационные свойства когерентного антистоксова рассеяния (КАРС), выведенные ранее с помощью аппарата неприводимых тензорных операторов (квантовый расчет) [3], на простой классической модели столкновительной плазмы [4]. Интерес к такой постановке задачи вызван необходимостью объяснения поляризационных свойств нерезонансного КАРС в лазерной плазме в условиях, далеких от резонанса волн накачки с плазменными колебаниями [5]. При плотности электронов в плазме $\sim 10^{19}$ см$^{-1}$ дискретные уровни атомов и ионов частично растворяются; строгий расчет кубической оптической восприимчивости при этом слишком сложен. В этом случае оправданно применение классической столкновительной модели плазмы [4, 6].

В этой модели вводятся скорость $\mathbf{v}$ и температура T_e свободных электронов среды. Температура среды T_0 и T_e могут не совпадать:

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\frac{e}{m_e}\mathbf{E} - \nu\mathbf{v}; \tag{1}$$

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} = -\frac{2}{3} e\mathbf{v}\mathbf{E} - \delta\nu (T_e - T_0); \tag{2}$$

здесь $\delta = m_e/m_i$ — отношение массы электронов к массе ионов; $\mathbf{E}$ — напряженность внешнего электромагнитного поля; ν — в случае полностью ионизованной плазмы частота электрон-ионных столкновений; согласно [4] $\nu = \nu_0 (T_0/T_e)^{3/2}$. В этой зависимости $\nu(T_e)$ содержится причина оптической нелинейности такой модели.