

УДК 548.0:535.56

Член-корреспондент АН БССР Б. В. БОКУТЬ, Г. С. МИТЮРИЧ,
В. В. ШЕПЕЛЕВИЧ

К ОПРЕДЕЛЕНИЮ ПАРАМЕТРА КРУГОВОГО ДИХРОИЗМА ОПТИЧЕСКИ ИЗОТРОПНОЙ СРЕДЫ

С феноменологической точки зрения оптически активная поглощающая немагнитная среда характеризуется тензором диэлектрической проницаемости $\epsilon = \epsilon' + i\epsilon''$ и тензором гирации $\gamma = \gamma' + i\gamma''$ (1-3). В связи с тем что особенности распространения света в поглощающих оптически активных кристаллах изучены недостаточно, в последние годы появились ряд работ, посвященных теоретическому обоснованию методов нахождения комплексных компонент тензора гирации (1,3) и экспериментальному определению (4-6) этих компонент.

При измерении комплексных параметров оптической активности может быть полезной их количественная оценка по вращающему действию электромагнитных волн на оптически активный поглощающий слой.

Возникновение вращающего момента, действующего на анизотропную среду при прохождении через нее поляризованного света, впервые было предсказано в (7). Учет оптической активности приводит к ряду особенностей во вращающем действии электромагнитной волны на кристалл как в приближении линейной оптики (8), так и в случае нелинейной зависимости поляризации среды от напряженности электрического поля электромагнитной волны (9).

Попытка учесть поглощение при вычислении вращающего момента, действующего на оптически активную изотропную среду, была принята в (10), однако конечный результат получен в пренебрежении круговым дихроизмом.

В настоящей работе рассмотрено вращающее действие электромагнитных волн на изотропную *) поглощающую оптически активную среду. Полученные результаты предполагается использовать для определения параметра кругового дихроизма γ'' .

Пусть на поглощающий изотропный оптически активный слой, помещенный в вакуум, нормально падает плоская эллиптически поляризованная монохроматическая электромагнитная волна

$$E(\mathbf{r}, t) = E \exp \left[i\omega \left(\frac{1}{c} \mathbf{r}\mathbf{q} - t \right) \right],$$

где E — комплексный вектор амплитуды напряженности электрического поля волны; \mathbf{q} — единичный вектор нормали, направленный от верхней границы слоя в оптически активную среду; \mathbf{r} — радиус-вектор.

В соответствии с (2, 10) вектор плотности момента импульса

*) Здесь и далее под термином «изотропный» следует понимать «оптически изотропный».

эллиптически поляризованной электромагнитной волны определяется выражением

$$\sigma = \frac{S_4}{8\pi\omega} q, \quad (1)$$

где S_4 — четвертый параметр Стокса.

Задавая поляризацию вектора электрической напряженности падающей волны в явном виде

$$\mathbf{E} = E(\mathbf{e}_1 + i\tau\mathbf{e}_2)/\sqrt{1 + \tau^2}, \quad (2)$$

где E — комплексный скаляр; \mathbf{e}_1 и \mathbf{e}_2 — единичные векторы главных осей эллипса поляризации; τ — эллиптичность, получим для S_4 следующее выражение:

$$S_4 = |E|^2 \sin 2\alpha, \quad (3)$$

где $\alpha = \arctg \tau$.

Макроскопическое электромагнитное поле вне слоя и поглощающий оптически активный слой образуют замкнутую систему, для которой справедлив закон сохранения момента импульса. Используя основное уравнение динамики вращательного движения и учитывая, что момент импульса $\mathbf{L}(t)$, накопленный в пластинке за время t , равен $\mathbf{L}(t) = (\sigma - (\sigma' + \sigma_1))Stc$, получим

$$\mathbf{M} = (\sigma - (\sigma' + \sigma_1)) Sc. \quad (4)$$

Здесь σ , σ' и σ_1 — плотности момента импульса падающей, отраженной и прошедшей волн соответственно; S — площадь поверхности слоя*).

Решение граничной задачи дает выражение для напряженности электрического поля отраженной и прошедшей волн ⁽¹¹⁾

$$\mathbf{E}' = \frac{2i}{\xi} (n_0^2 - 1) E \sin \varphi_0, \quad (5)$$

$$\mathbf{E}_1 = \frac{4n_0}{\xi} E e' \sqrt{\frac{\text{ch } 2\beta + \frac{2\tau}{1 + \tau^2} \text{sh } 2\beta}{1 + \tau^2}} \exp(-i\varphi_d), \quad (6)$$

где $e' = \frac{\mathbf{e}'_1 + i\tau_1\mathbf{e}'_2}{\sqrt{1 + \tau_1^2}}$ — нормированный комплексный вектор поляризации;

($e'e'^* = 1$); \mathbf{e}'_1 и \mathbf{e}'_2 — единичные векторы полуосей эллипса поляризации прошедшего света, повернутые относительно исходных единичных векторов

\mathbf{e}_1 и \mathbf{e}_2 на угол $\varphi = \frac{\omega}{c} \gamma' d$,

$$\mathbf{e}'_1 = \mathbf{e}_1 \cos \varphi - \mathbf{e}_2 \sin \varphi,$$

$$\mathbf{e}'_2 = \mathbf{e}_1 \sin \varphi + \mathbf{e}_2 \cos \varphi.$$

Величина эллиптичности прошедшего света

$$\tau_1 = \frac{\text{sh } \beta + \tau \text{ch } \beta}{\text{ch } \beta + \tau \text{sh } \beta}, \quad \beta = -\frac{\omega}{c} \gamma'' d,$$

зависит от параметра γ'' и толщины слоя d .

Кроме того, в (5), (6) введены обозначения

$$\xi = (n_0 + 1)^2 \exp(-i\varphi_0) - (n_0 - 1)^2 \exp(i\varphi_0),$$

* Мы переходим к слою конечной площади, чтобы избавиться от бесконечно больших значений момента сил. При этом дифракционные явления на границах слоя в учет не принимаются.

где $\varphi_0 = \varphi'_0 + i\varphi''_0 = \frac{\omega}{c} (n'_0 + in''_0) d$ — комплексная фаза в поглощающей среде у нижней поверхности слоя без учета оптической активности; $n_0 = n'_0 + in''_0 = \sqrt{\varepsilon' + i\varepsilon''}$ — комплексный показатель преломления поглощающей среды без учета оптической активности; $\varphi_d = \frac{\omega}{c} d$ — фаза волны в вакууме у нижней поверхности пластинки.

Используя (1) и учитывая (2), (3), (5), (6), найдем плотности момента импульса падающей, отраженной и прошедшей волн

$$\sigma = \frac{1}{8\pi\omega} |E|^2 \sin 2\alpha q, \quad (7)$$

$$\sigma' = \frac{|E|^2}{2\pi\omega |\xi|^2} |n_0^2 - 1|^2 \sin^2 \varphi_0 \sin 2\alpha q, \quad (8)$$

$$\sigma_1 = \frac{2|n_0|^2}{\pi\omega |\xi|^2} |E|^2 \left(\operatorname{ch} 2\beta + \frac{2\tau}{1 + \tau^2} \operatorname{sh} 2\beta \right) \sin 2\alpha_1 q, \quad (9)$$

где $\alpha_1 = \operatorname{arctg} \tau_1$, $|n_0|^2 = n_0'^2 + n_0''^2$,

$$|\xi|^2 = 2 \{ (n_0'^2 + n_0''^2 + 1)^2 + 4n_0'^2 \} \operatorname{ch} 2\varphi_0'' + 4n_0'' (n_0'^2 + n_0''^2 + 1) \operatorname{sh} 2\varphi_0'' - \\ - ((n_0'^2 + n_0''^2 - 1)^2 - 4n_0''^2) \cos 2\varphi_0' - 4n_0'' (n_0'^2 + n_0''^2 - 1) \sin 2\varphi_0', \\ |n_0^2 - 1|^2 = (n_0'^2 + n_0''^2 - 1)^2.$$

Подставляя (7)–(9) в (4), получим момент сил, действующий на плоскопараллельный слой,

$$\mathbf{M} = \frac{cS|E|^2}{8\pi\omega |\xi|^2} \left((|\xi|^2 - 4|n_0^2 - 1|^2 \sin^2 \varphi_0) \sin 2\alpha - 16|n_0|^2 \times \right. \\ \left. \times \left(\operatorname{ch} 2\beta + \frac{2\tau}{1 + \tau^2} \operatorname{sh} 2\beta \right) \sin 2\alpha_1 \right) \mathbf{q}. \quad (10)$$

Выражение (10) проанализируем в некоторых частных случаях.

1. Пусть падающая волна линейно поляризована ($\tau=0$, $\alpha=0$). Тогда (10) значительно упрощается:

$$\mathbf{M} = - \frac{cS|n_0|^2}{8\pi\omega |\xi|^2} |E|^2 \operatorname{ch} 2\beta \sin 2\alpha_1 \mathbf{q}. \quad (11)$$

Отсюда следует, что при падении на слой линейно поляризованного света момент сил осциллирует с изменением толщины слоя. При небольших значениях β ($\beta \ll \pi/2$) можно положить $\operatorname{ch} 2\beta \approx 1$, $\sin 2\alpha_1 \approx 2\beta$. В этом приближении

$$\mathbf{M} = - \frac{cS|n_0|^2}{4\pi\omega |\xi|^2} |E|^2 \beta \mathbf{q}. \quad (12)$$

Соотношение (12) по измеренной величине M позволяет определить γ'' :

$$\gamma'' = \frac{4\pi |\xi|^2}{|n_0|^2 |E|^2 S d} M. \quad (13)$$

2. Пусть падающая волна поляризована по правому или левому кругу

($\tau = \pm 1$, $\sin 2\alpha_1 = \sin 2\alpha = \pm 1$). В этом случае выражения для вращающих моментов принимают вид

$$M_{\pm} = \pm \frac{cS|E|^2}{8\pi\omega|\xi|^2} ((|\xi|^2 - 4|n_0^2 - 1|^2 \sin^2 \varphi_0) - 16|n_0|^2 (\operatorname{ch} 2\beta \pm \operatorname{sh} 2\beta)) q. \quad (14)$$

Из (14) следует, что вращающее действие право- и левополяризованных по кругу волн на слой существенно различно. Вычисление разности абсолютных величин проекций векторов M_+ и M_- на направление вектора q дает (12)

$$\Delta M = - \frac{2\lambda S |n_0|^2}{\pi^2 |\xi|^2} |E|^2 \operatorname{sh} 2\beta, \quad (15)$$

где λ — длина электромагнитной волны в вакууме.

Из соотношения (15) нетрудно получить явное выражение γ'' через ΔM :

$$\gamma'' = \frac{\lambda}{4\pi d} \operatorname{Arsh} \frac{\pi^2 |\xi|^2}{2S |E|^2 |n_0|^2 \lambda} \Delta M. \quad (16)$$

Выражение (16) является приемлемым при любых значениях толщины слоя. Величина вращающего момента для пластинки толщиной $d = 0,5$ мм и площадью $S \sim 1$ см² из кубического кристалла натрийурилата Na [UO₂ (CH₃COO)₃] ($\gamma'' \sim 10^{-5}$) (13) для излучения аргонового лазера ($E \sim 10^2$ В/см, $\lambda = 0,5$ мкм) в соответствии с (15) имеет порядок 10^{-9} дин·см, что соответствует величине вращающего момента, измеренного Бэтом (14).

Таким образом, для нахождения параметра кругового дихроизма поглощающей оптически активной изотропной среды или кубического кристалла достаточно измерить моменты сил, действующие на плоскопараллельный слой рассматриваемой среды при нормальном падении света, поляризованного по правому и левому кругу.

Выражаем благодарность В. Н. Белому и А. Н. Сердюкову за полезные обсуждения результатов работы.

Summary

The expression for the torque exerted by elliptically polarized light on isotropic absorbing optically active medium is suggested to use for determination of the circular dichroism parameter.

Литература

- ¹ Константинова А. Ф., Шепелевич В. В., Бокуть Б. В., Гречушников Б. Н., Калдыбаев К. А., Перекалина З. Б., Сердюков А. Н. Кристаллография, **21**, 1108, 1976.
- ² Федоров Ф. И. Теория гиротропии, Минск, 1976.
- ³ Бокуть Б. В., Сердюков А. Н., Шепелевич В. В. Кристаллография, **19**, 688, 1974.
- ⁴ Castano F. Spectrochim. Acta, **A25**, 401, 1969.
- ⁵ Калдыбаев К. А., Перекалина З. Б., Константинова А. Ф. Изв. АН КиргССР, № 2, 56, 1977.
- ⁶ Калдыбаев К. А., Константинова А. Ф. и др. Кристаллография, **23**, 779, 1978.
- ⁷ Садовский А. И. ЖРФХО, **29**, 82, 1897.
- ⁸ Бокуть Б. В. Весті АН БССР, сер. фіз.-мат. навук, № 4, 123, 1966.
- ⁹ Бокуть Б. В., Сердюков А. Н. ЖПС, **9**, 934, 1968; Весті АН БССР, сер. фіз.-мат. навук, № 3, 105, 1969; ЖПС, **11**, 475, 1969.
- ¹⁰ Шапошников К. Н. ЖРФХО, **43**, 17, 1911.
- ¹¹ Бокуть Б. В., Сердюков А. Н., Шепелевич В. В. Оптика и спектроскопия, **37**, 120, 1974.
- ¹² Шепелевич В. В., Митюрин Г. С. Материалы V Республиканской конференции молодых ученых по физике, Минск, ч. 2, 7, 1978.
- ¹³ Бродин М. С., Довгий Я. С. Оптика и спектроскопия, **12**, 283, 1962.
- ¹⁴ Beth R. A. Phys. Rev., **48**, 471, 1935; **50**, 115, 1936.

Гомельский государственный университет,
Мозырский государственный педагогический
институт им. Н. К. Крупской

Поступило 02.10.78