Доклады Академии наук БССР

1981 Том XXV № 6

УДК 535.8+535.34+538.61

Академик АН БССР Б. В. БОКУТЬ, С. С. ГИРГЕЛЬ

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ПРОЗРАЧНЫХ ГИРОАНИЗОТРОПНЫХ КРИСТАЛЛОВ

1. В настоящее время широко исследуются различного рода кристаллы с параметрически управляемыми оптическими свойствами при помощи внешних воздействий [1]. Важной задачей является практическое измерение всех их оптических параметров. Для анизотропных негиротропных кристаллов известен ряд методик измерения их оптических свойств [2–4]. Среды, обладающие одновременно гиротропией и анизотропией, исследованы меньше. Для них предложены способы определения только тех или иных оптических параметров, например величин линейного или циркулярного двупреломления, а также дихроизма. При этом ориентация главных осей тензора диэлектрической проницаемости обычно считается известной [5–7].

В настоящем сообщении предлагается метод определения всех оптических параметров произвольно ориентированных прозрачных гироанизотропных кристаллов, характеризуемых одним тензором диэлектрической проницаемости. Это могут быть, например, прозрачные кристаллы с магнитным упорядочением, обусловленным внутренней структурой [7] (магнитоупорядоченные) или приложенным внешним магнитным полем [8]. Оптические свойства таких сред определяются, как известно [8], одним эрмитовым тензором диэлектрической проницаемости. Предлагаемый метод основан на измерении матриц нормального отражения света от трех произвольных некомпланарных поверхностей кристаллического образца. Затем по данным этих измерений вычисляются все компоненты тензора обратной диэлектрической проницаемости ε^{-1} образца.

2. Пусть ориентация трех произвольных плоскостей (срезов) Q_1, Q_2, Q_3 кристалла задана их нормалями $\mathbf{a}_3$, $\mathbf{b}_3$, $\mathbf{c}_3$, направленными внутрь образца. Введем три правые системы координат, характеризуемые тройками ортонормированных векторов $\{\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2, \mathbf{a}_3\}$, $\{\mathbf{b}_1, \mathbf{b}_2, \mathbf{b}_3\}$, $\{\mathbf{c}_1, \mathbf{c}_2, \mathbf{c}_3\}$ и (для упрощения расчетов) связанные с плоскостями Q_1, Q_2, Q_3 соответственно следующим образом:

$$\mathbf{a}_1 = [\mathbf{b}_3\mathbf{a}_3]/([\mathbf{b}_3\mathbf{a}_3]^2)^{1/2}, \quad \mathbf{a}_2 = [\mathbf{a}_3\mathbf{b}_1], \; \mathbf{b}_1 = \mathbf{a}_1,$$
$$\mathbf{b}_2 = [\mathbf{b}_3\mathbf{b}_1], \quad \mathbf{c}_1 = [\mathbf{c}_2\mathbf{c}_3], \quad \mathbf{c}_2 = [\mathbf{a}_3\mathbf{c}_3]/([\mathbf{a}_3\mathbf{c}_3]^2)^{1/2}. \tag{1}$$

Будем вычислять компоненты тензора ε^{-1} в базисе $\{\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2, \mathbf{a}_3\}$. Тогда

$$\mathbf{b}_2 = p_2\mathbf{a}_2 + p_3\mathbf{a}_3, \quad \mathbf{c}_2 = n_2\mathbf{a}_2 + n_3\mathbf{a}_3, \quad \mathbf{c}_1 = m_1\mathbf{a}_1 + m_2\mathbf{a}_2 + m_3\mathbf{a}_3, \tag{2}$$

где m_1, m_2, m_3, n_2, n_3, p_2, p_3 — соответствующие направляющие косинусы.

Матрица нормального отражения от заданного среза Q_1 прозрачного гироанизотропного кристалла [9, 10]:

$$D^{(1)} = D_+\mathbf{h}_+\cdot\mathbf{h}_+^* + D_-\mathbf{h}_-\cdot\mathbf{h}_-^*, \tag{3}$$

где $D_\pm = (n_\pm - 1)/(n_\pm + 1)$ — амплитудные коэффициенты нормального отражения собственных волн от кристалла, а $\mathbf{h}_\pm$ и $\mathbf{n}_\pm$ — нормированные векторы напряженностей магнитного поля и показатели преломления собственных мод [11], причем $\mathbf{h}_\pm \mathbf{h}^*_\mp = \mathbf{n}\mathbf{h}^*_\pm = 0$, $\mathbf{h}_\pm \mathbf{h}^*_\pm = 1$, $\mathbf{n}$ — общая волновая нормаль. Компоненты матрицы Джонса (3) d_{ij} можно экспериментально измерить различными способами. В общем случае требуется не менее десяти независимых измерений интенсивности поляризованного излучения, нормально отраженного от образца и прошедшего через анализатор [12]. В данной ситуации, как нетрудно показать, для измерения эрмитовой матрицы Джонса достаточно всего пяти измерений. При этом определяется также ее абсолютная фаза. (Можно, конечно, также использовать и другие варианты эллипсометрических измерений матрицы нормального отражения.)

3. Компоненты ε^{-1}_{ij} тензора ε^{-1} можно выразить через d_{ij}. Из известного [10] уравнения, определяющего показатели преломления и поляризацию собственных волн, возбуждаемых в направлении нормали $\mathbf{n}$

$$\alpha \mathbf{h}_\pm = -\mathbf{h}_\pm / n^2_\pm, \quad \alpha = \mathbf{n}^\times \varepsilon^{-1} \mathbf{n}^\times, \tag{4}$$

следует, что матрица Джонса (α), описывающая распространение света в неограниченном кристалле:

$$\alpha = -n_+^{-2}\,\mathbf{h}_+ \cdot \mathbf{h}_+^* - n_-^{-2}\,\mathbf{h}_- \cdot \mathbf{h}_-^* . \tag{5}$$

Сравнивая (5) и (3), видим, что обе матрицы α и D имеют одинаковую структуру и несут информацию о свойствах кристалла для заданного направления $\mathbf{n}$, поэтому, используя свойства двухмерных матриц, записанные в инвариантной форме [4, 10], можно представить α через D таким образом:

$$\alpha = \frac{4D(1 - \det D) + 4\det D - (D_c + 1 - \det D)^2}{(D_c + 1 + \det D)^2}, \tag{6}$$

где D_c — след матрицы D.

Пусть $\mathbf{n} = \mathbf{a}_3$, т. е. используем сначала срез кристалла Q_1. Тогда $\alpha_{ij} = \mathbf{a}_i \alpha \mathbf{a}_j = \mathbf{a}_i \mathbf{a}_3^\times \varepsilon^{-1} \mathbf{a}_3^\times \mathbf{a}_j$, где $i, j = 1, 2$, отсюда

$$\alpha_{11} = -\varepsilon^{-1}_{22}, \quad \alpha_{22} = -\varepsilon^{-1}_{11}, \quad \alpha_{12} = \varepsilon^{-1}_{21} = (\varepsilon^{-1}_{12})^*. \tag{7}$$

Обозначая измеряемые нами далее матрицы Джонса нормального отражения от поверхностей кристалла Q_2 и Q_3 через $D^{(2)}$ и $D^{(3)}$, а соответствующие им вычисляемые по формуле (6) матрицы Джонса, характеризующие распространение света в кристалле в направлениях $\mathbf{b}_3$, $\mathbf{c}_3$,— через β и γ и учитывая, что

$$\beta = \mathbf{b}_3^\times \varepsilon^{-1} \mathbf{b}_3^\times, \quad \gamma = \mathbf{c}_3^\times \varepsilon^{-1} \mathbf{c}_3^\times, \quad \beta_{ij} = \mathbf{b}_i \beta \mathbf{b}_j, \quad \gamma_{ij} = \mathbf{c}_i \gamma \mathbf{c}_j \quad (i, j = 1, 2), \tag{8}$$

и выражения (2), получаем

$$\beta_{11} = -(p_2^2 \varepsilon^{-1}_{22} + 2\mathrm{Re}\, \varepsilon^{-1}_{23}\, p_2 p_3 + p_3^2), \tag{9}$$

$$\beta_{12} = p_2 \varepsilon^{-1}_{21} + p_3 \varepsilon^{-1}_{31}, \quad \gamma_{12} = \sum_{k=2}^{3} \sum_{r=1}^{3} n_k m_r \varepsilon^{-1}_{hr} .$$

Соотношения (7) и (9) представляют собой линейную систему шести уравнений с шестью искомыми компонентами ε^{-1}_{mn}, которая элементарно разрешается.

4. Таким образом, для измерения всех компонент эрмитова тензора диэлектрической проницаемости гироанизотропного кристалла

достаточно измерить его матрицы Джонса нормального отражения от трех произвольных отражающих поверхностей исследуемого образца. При этом требуется пятнадцать однотипных измерений интенсивности света. Из трех матриц Джонса имеем 12 линейных уравнений, а достаточно всего шесть. Это означает, что из всех уравнений только 6 линейно независимых. Последнее обстоятельство связано с тем, что кристалл считается непоглощающим. Оставщиеся уравнения можно использовать, например, для контроля правильности расчетов или для уменьшения погрешностей измерений.

В заключение отметим, что предлагаемый в настоящем сообщении метод определения всех компонент тензора диэлектрической проницаемости прозрачного гироанизотропного кристалла обобщает предложенный в ([13]) способ измерения оптических констант прозрачного негиротропного кристалла по измерению коэффициентов нормального отражения от трех взаимно перпендикулярных поверхностей образца. В последнем случае расчеты упрощаются и соотношения (9), как и (7), дают непосредственно оставшиеся неизвестные компоненты ε_{mn}^{-1}:

$$\beta_{11} = -\varepsilon_{33}^{-1}, \quad \beta_{12} = -\varepsilon_{31}^{-1}, \quad \gamma_{12} = \varepsilon_{23}^{-1} \quad \text{при } \mathbf{c}_2 \parallel \mathbf{a}_3 \tag{10}$$

$$\text{или } \gamma_{12} = -\varepsilon_{23}^{-1} \quad \text{при } \mathbf{c}_2 \parallel \mathbf{a}_2.$$

Результат (10) подтверждает правильность нашего выбора независимых уравнений (7) и (9). Тензор ε^{-1} становится действительным, и это приводит к уменьшению числа всех измерений до двенадцати.

Summary

An experimental method to determine all the components of hermitian tensor of the dielectric permeability of transparent gyro-anisotropic crystals by means of measuring the Jones matrices of normal reflection from the three arbitrarily orientated surfaces of a smaple is proposed.

Литература

[1] Воронкова Е. М., Гречушников Б. Н., Дистлер Г. И., Петров И. П. Оптические материалы для инфракрасной техники.— М.: Наука, 1965.— 335 с. [2] Меланхолин Н. М. Методы исследования оптических свойств кристаллов.— М.: Наука, 1970.— 156 с. [3] Грум-Гржимайло С. В. Приборы и методы для оптического исследования кристаллов.— М.: Наука, 1972.— 127 с. [4] Федоров Ф. И. Оптика анизотропных сред.— Минск: Изд-во АН БССР, 1958.— 380 с. [5] Tabor W. J., Chen F. S. J. Appl. Phys., 1969, vol. 40, N 7, p. 2760—2765. [6] Jastrzebski. Phys. stat. sol. (a), 1974, vol. 21, p. 57—68. [7] Смоленский Г. А., Леманов В. В. Ферриты и их техническое применение.— Л.: Наука, 1975.— 219 с. [8] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред.— М.: ГИТТЛ, 1957.— 535 с. [9] Барковский Л. М. Опт. и спектр., 1973, т. 34, № 6, с. 1193—1197. [10] Федоров Ф. И. Теория гиротропии.— Минск: Наука и техника, 1976.— 456 с. [11] Бокуть Б. В., Гиргель С. С. Кристаллография, 1976, т. 21, № 2, с. 264—269; там же, с. 269—274. [12] Джерард, Берч Дж. М. Введение в матричную оптику.— М.: Мир, 1978.— 341 с. [13] Bonnel B. Compt. rend. Acad. Sci., 1974, vol. B278, N 14, p. 647—650.

Гомельский государственный университет

Поступило 09.12.80