

МАГНИТООПТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В БОРАТЕ ЖЕЛЕЗА

Н. М. Саланский, Ю. М. Федоров, А. А. Лексиков и В. В. Руденко

Рассмотрено изменение поляризации электромагнитной волны при прохождении пластинок бората железа под углом к оптической оси. Рассчитаны угол поворота большой оси эллипса поляризации и изменение эллиптичности при перемагничивании. Найдены точные зависимости эффекта Фарадея от толщины образца, угла падения и ориентации плоскости поляризации падающего света. Экспериментальные данные подтверждают полученные результаты.

Специфика роста монокристаллов бората железа и их магнитная симметрия позволяют наблюдать фарадеевское вращение только под углом к оптической оси, которая нормальна намагниченности и плоскости образца [1]. В этих условиях сказываются одновременно двупреломление, обусловленное кристаллической симметрией, и эффект Фарадея, что приводит к искаженным значениям величины вращения плоскости поляризации и нелинейной зависимости фарадеевского угла поворота от длины оптического пути [2]. Существующие теории фарадеевского эффекта в анизотропных средах [3-6] разработаны для частных случаев падения ортогональных линейно поляризованных колебаний, использование которых затрудняет интерпретацию магнитооптических явлений, происходящих в магнитоупорядоченных средах с доменной структурой [7]. В настоящей работе изучен эффект Фарадея в борате железа при распространении света под углом к оптической оси для произвольной ориентации плоскости поляризации падающего света.

Рассмотрим распространение света в прозрачных магнитоупорядоченных кристаллах тригональной симметрии. Пусть оптическая ось совпадает с осью z , а магнитный момент направлен вдоль оси y . Тогда тензор диэлектрической проницаемости имеет вид

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} \varepsilon_x & 0 & i\gamma \\ 0 & \varepsilon_y & 0 \\ -i\gamma & 0 & \varepsilon_z \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Недиагональный элемент γ пропорционален намагниченности. Положим для простоты $|\varepsilon_z - \varepsilon_y| \ll (\varepsilon_z + \varepsilon_y)/2$ и $\varepsilon_x \approx \varepsilon_y$, т. е. двупреломление меньше показателя преломления, а анизотропия, наводимая магнитным моментом, пренебрежимо мала.

Пусть в плоскости (z, y) под углом θ к оптической оси распространяется плоская волна. Повернем систему координат вокруг оси x таким образом, чтобы ось z' совпала с направлением распространения. Тогда из решения уравнений Максвелла с тензором (1), записанном в новых координатах, легко получить значения волнового вектора

$$k_{\pm}^2 = \frac{\omega^2}{2} (\varepsilon_x + \varepsilon_{\theta} \pm \varepsilon'), \quad (2)$$

ω — круговая частота распространяющихся колебаний,

$$\varepsilon_{\theta} = \frac{\varepsilon_x \varepsilon_z}{\varepsilon_z - (\varepsilon_z - \varepsilon_x) \sin^2 \theta}, \quad \varepsilon' = \left[(\varepsilon_x - \varepsilon_{\theta}^2)^2 + \frac{4\varepsilon_x \gamma^2 \sin^2 \theta (\varepsilon_x - \varepsilon_{\theta} \cos^2 \theta)}{\gamma^2 \cos^4 \theta + \varepsilon_x^2 \sin^2 \theta} \right]^{1/2}.$$

Используя метод нормальных колебаний [8, 9], найдем матрицу, описывающую изменение относительной фазы и амплитуды компонент вектора электрической индукции, при распространении вдоль оси z' ,

$$\begin{pmatrix} D_x \\ D_{y'} \end{pmatrix}_{z'=l} = \begin{pmatrix} F \exp iB & R \sin \frac{\Phi}{2} \\ LCR \sin \frac{\Phi}{2} & F \exp -iB \end{pmatrix} \begin{pmatrix} D_x \\ D_{y'} \end{pmatrix}_{z'=0}, \quad (3)$$

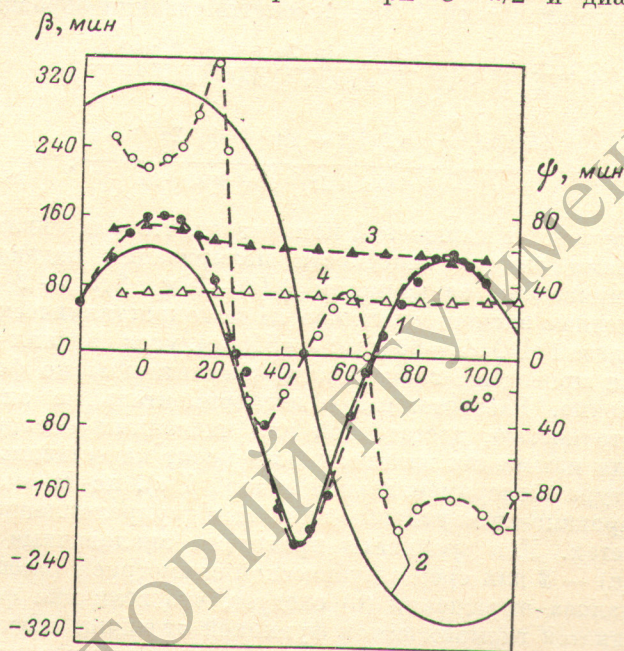
$$F = \left[\cos^2 \frac{\Phi}{2} + \left(\frac{L+C}{L-C} \right)^2 \sin^2 \frac{\Phi}{2} \right]^{1/2}, \quad B = \arctg \left(\frac{L+C}{L-C} \operatorname{tg} \frac{\Phi}{2} \right), \quad \Phi = (k_+ - k_-) z',$$

$$C = \frac{(\varepsilon_\theta \varepsilon_x \sin^2 \theta + \gamma^2 \cos^2 \theta) (\varepsilon_\theta - \varepsilon_x + \varepsilon') + 2\gamma^2 (\varepsilon_x - \varepsilon_\theta \cos^2 \theta)}{(\varepsilon_x + \varepsilon_\theta + \varepsilon') \gamma \sin \theta (\varepsilon_x - \varepsilon_\theta \cos^2 \theta)},$$

$$L = \frac{(\varepsilon_\theta \varepsilon_x \sin^2 \theta + \gamma^2 \cos^2 \theta) (\varepsilon_\theta - \varepsilon_x - \varepsilon') + 2\gamma^2 (\varepsilon_x - \varepsilon_\theta \cos^2 \theta)}{(\varepsilon_x + \varepsilon_\theta - \varepsilon') \gamma \sin \theta (\varepsilon_x - \varepsilon_\theta \cos^2 \theta)},$$

$$R = \frac{2}{L-C}.$$

Легко видеть, что полученная матрица в соответствии с предыдущими результатами [9, 10] антисимметрична при $\theta = \pi/2$ и диагональна при



Зависимости фарадеевского вращения ψ (1, 3) и изменение эллиптичности β (2, 4) от азимута плоскости поляризации падающего света.

1, 2 — FeVO_3 ; 3, 4 — MgFe_2O_4 . Сплошные кривые — кривые, рассчитанные по выражениям (6, 7) соответственно.

$\theta=0$. Однако при распространении света под углом к намагниченности недиагональные элементы не равны по абсолютной величине, поэтому вращение плоскости поляризации для падающей электромагнитной волны с начальной ориентацией вектора электрической индукции в плоскости падения и нормально ей неодинаково. Если при получении (3) пренебречь величинами γ^2 , то $CL = -1$ и матрица антисимметрична для произвольного угла, т. е. из качественного рассмотрения следует, что анизотропия фарадеевского вращения обусловлена эффектом, квадратичным по намагниченности, который, как следует из экспериментальной кривой 1 (см. рисунок), дает небольшое различие в углах поворота плоскости поляризации при перемагничивании для $\alpha=0^\circ$ и $\alpha=90^\circ$.

Пусть в точке $z'=0$ вектор электрической индукции падающего света имеет единичную амплитуду и азимут относительно оси x равный α , тогда, определив его компоненты в точке $z'=l$, из (3) легко найти азимут большой оси эллипса поляризации φ и эллиптичность $\text{tg } \nu$ прошедшего света [11]

$$\text{tg } 2\varphi = \frac{\cos \Phi \sin 2\alpha - R \sin \Phi \cos 2\alpha}{\cos 2\alpha + R \sin \Phi \sin 2\alpha}, \quad (4)$$

$$\text{tg } \nu = \frac{1 - \left(1 - \sin^2 \Phi \sin 2\alpha + 2R \sin \Phi \sin^2 \frac{\Phi}{2} \sin 4\alpha\right)^{1/2}}{\sin \Phi \sin 2\alpha - 2R \sin^2 \frac{\Phi}{2} \cos 2\alpha}. \quad (5)$$

При инверсии намагниченности изменяется только знак R , поэтому из выражений (4), (5) следует, что абсолютные величины φ и $\text{tg } \nu$ совпадают для противоположных направлений намагниченности только при $\alpha=0, \pi/4, \pi/2$. Таким образом, знак намагниченности в одноосных кристаллах определяет не только знак угла поворота, но и его величину. Из (4), (5) можно получить изменение азимута большой оси эллипса поляризации ψ и эллиптичности β при перемагничивании образца

$$\psi = \frac{1}{2} \text{arc tg} \left(R \frac{\sin 2\Phi \sin^2 2\alpha + 2 \sin \Phi \cos^2 2\alpha}{\cos^2 2\alpha + \cos^2 \Phi \sin^2 2\alpha} \right), \quad (6)$$

$$\beta = \frac{4R \sin^2 \frac{\Phi}{2} \cos 2\alpha \left[(1 - \sin^2 \Phi \sin^2 2\alpha)^{1/2} - 1 \right]}{(1 - \sin^2 \Phi \sin 2\alpha)^{1/2} \sin^2 \Phi \sin^2 2\alpha}. \quad (7)$$

Анализ полученных выражений показывает, что ψ и β являются сложными функциями азимута плоскости поляризации падающего света. На рисунке приведены зависимости $\psi(\alpha) - 1$ и $\beta(\alpha) - 2$ (штриховые линии), полученные экспериментально на монокристаллических пластинках бората железа FeVO_3 ($d=60$ мкм; $\lambda=510$ нм, угол падения 45°). Сплошными кривыми проведены зависимости, рассчитанные по формулам (6), (7) соответственно. Рассчитанные и экспериментальные значения $\psi(\alpha)$ совпадают с точностью, достаточной для численных оценок вращения. Совпадение для изменения эллиптичности носит качественный характер. Тонкая структура экспериментальной кривой $\beta(\alpha)$, по-видимому, вызвана круговым дихроизмом и магнитным линейным двупреломлением, не учтенными в расчетах. Для сравнения приведены аналогичные зависимости $\psi(\alpha) - 3$, $\beta(\alpha) - 4$ для сред с кубической симметрией (пленка Mg шпинели). Из анализа выражения (6) следует, что величина фарадеевского вращения является гармонической функцией от длины оптического пути только для $\alpha=0, \pi/2$. При других α угол поворота может достигать больших значений, однако это явление происходит при $\Phi \approx \pi/2$, поэтому сопровождается значительным увеличением эллиптичности (5), что в конечном счете приводит к уменьшению амплитудной модуляции интенсивности при перемагничивании.

Таким образом, рассчитан и экспериментально изучен эффект Фарадея в одноосных кристаллах FeVO_3 при распространении света под произвольным углом к намагниченности. Показана асимметрия вращения и эллиптичности относительно азимута плоскости поляризации падающего света, возникающая из-за неравнозначности вкладов анизотропии и гиротропии в эффект Фарадея. Найден явный вид зависимостей вращения и изменения эллиптичности при перемагничивании для различных ориентаций вектора электрической индукции в падающем свете.

Литература

- [1] R. Wolfe, A. J. Kurtzig, R. C. Le Craw. J. Appl. Phys., 41, 1218, 1970.
 [2] A. J. Kurtzig. J. Appl. Phys., 42, 494, 1971.

- [3] G. N. Ramachandran, S. Ramaseshan. *J. Opt. Soc. Am.*, *42*, 49, 1952.
- [4] В. Donovan, J. Webster. *Proc. Phys. Soc.*, *79*, 46, 1965.
- [5] В. В. Карамзин, В. К. Милославский. *Опт. и спектр.*, *37*, 78, 1969.
- [6] А. Ф. Константинова, И. Р. Иванов, Б. Н. Гречушников. *Кристаллография*, *14*, 283, 1969.
- [7] Н. М. Саланский, Ю. М. Федоров. *Письма ЖЭТФ*, *18*, 565, 1973.
- [8] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. *Механика*, 89. Изд. «Наука», М., 1973.
- [9] W. J. Tabor, F. S. Chen. *J. Appl. Phys.*, *40*, 2760, 1969.
- [10] L. Jastrzebski. *Phys. Stat. Sol. (a)*, *21*, 57, 1974.
- [11] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. *Теория поля*, 157. Изд. «Наука», М., 1967.

Поступило в Редакцию 2 апреля 1975 г.

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф. Скорини