ТОМ XXXVII, ВЫП. 6 • ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ • 1974 год

УДК 535.2

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В МАГНИТОУПОРЯДОЧЕННОЙ СРЕДЕ С РЕГУЛЯРНОЙ МАГНИТНОЙ НЕОДНОРОДНОСТЬЮ

Н. М. Саланский и *Ю. М. Федоров*

Рассмотрены магнитооптические свойства ферромагнетиков с регулярной магнитной неоднородностью, описывающейся гармонической функцией.

В последнее время интерес к магнитооптическим явлениям значительно возрос. Это связано с возможностью получения информации об энергетических спектрах твердого тела, а также с тем, что эффекты Фарадея или Керра могут быть использованы для считывания информации, нанесенной на магнитные диски или пластины [1]. Из решения уравнений Максвелла в магнитной среде следуют магнитооптические эффекты Фарадея или Коттона—Муттона в зависимости от взаимного расположения магнитного момента и направления распространения света [2]. Однако если магнитный момент претерпевает периодические изменения, следует ожидать ряд особенностей в оптических свойствах такого вещества. Примером неоднородной магнитной структуры могут являться тонкие магнитные пленки со страйпструктурой [3] или искусственно созданные многослойные магнитные системы с заданной функцией распределения намагниченности. В настоящей работе рассмотрены магнитооптические свойства ферромагнетиков с регулярной магнитной неоднородностью, описывающейся гармонической функцией.

Рассмотрим прозрачный ферромагнетик кубической симметрии и предположим, что магнитный момент вращается в плоскости (x, y) с периодичностью вдоль оси z.

Тензор диэлектрической проницаемости ε_{ij} такой среды найдем, используя метод, развитый в теории оптических свойств холестерических кристаллов [4,5]. Положим при $z=0$ магнитный момент совпадает по направлению с осью x, тогда ε_{ij} в этой плоскости имеет следующий вид:

$$\varepsilon_{ij}=\begin{pmatrix} \varepsilon_{\parallel} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{\perp} & -i\varepsilon \\ 0 & i\varepsilon & \varepsilon_{\perp} \end{pmatrix}. \tag{1}$$

Зависимость ε_{ij} от координаты z выразим следующим образом:

$$\varepsilon_{ij}(z)=A_{ik}A_{jl}\varepsilon_{kl}(0), \tag{2}$$

где A_{mn} — матрица поворота

$$A_{mn}=\begin{pmatrix} \cos\Theta & -\sin\Theta & 0 \\ \sin\Theta & \cos\Theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \tag{3}$$

Θ — угол между осью x и $\mathbf{M}$. $\Theta = \alpha z$, где $\alpha = 2\pi/p$, p — шаг вращения. Окончательный вид тензора диэлектрической проницаемости после преобразования (2) будет

$$\varepsilon_{ij}(z) = \begin{pmatrix} \cos^2\Theta\varepsilon_\parallel + \sin^2\Theta\varepsilon_\perp & \cos\Theta\sin\Theta(\varepsilon_\parallel - \varepsilon_\perp) & i\varepsilon\sin\Theta \\ \sin\Theta\cos\Theta(\varepsilon_\parallel - \varepsilon_\perp) & \sin^2\Theta\varepsilon_\parallel + \cos^2\Theta\varepsilon_\perp & -i\varepsilon\cos\Theta \\ -i\varepsilon\sin\Theta & i\varepsilon\cos\Theta & \varepsilon_\perp \end{pmatrix}.$$

Используя полученное выражение, решим уравнения Максвелла в прозрачной, неоднородно намагниченной среде

$$\left.\begin{aligned} \gamma_{ijk}\frac{\partial H_k}{\partial x_j} - \frac{1}{c}\frac{\partial D_i}{\partial t} = 0, \\ \gamma_{ijk}\frac{\partial E_k}{\partial x_j} + \frac{1}{c}\frac{\partial H_i}{\partial t} = 0, \end{aligned}\right\} \tag{4}$$

где $D_i = \varepsilon_{ij}E_j$, γ_{ijk} — антисимметричный единичный тензор, магнитная проницаемость положена равной единице, так как на оптических частотах восприимчивость ферромагнетиков исчезающе мала [6]. Тогда уравнения для волн распространяющихся вдоль оси z будут

$$\left.\begin{aligned} \frac{d^2E_x}{dz^2} &= -\frac{\omega^2}{c^2}\left\{\left[\cos^2\Theta\varepsilon_\parallel + \sin^2\Theta\left(\frac{\varepsilon_\perp^2 - \varepsilon^2}{\varepsilon_\perp}\right)\right]E_x + \frac{\sin 2\Theta}{2}\left[\frac{(\varepsilon_\parallel - \varepsilon_\perp)\varepsilon_\perp - \varepsilon^2}{\varepsilon_\perp}\right]E_y\right\}, \\ \frac{d^2E_y}{dz^2} &= -\frac{\omega^2}{c^2}\left\{\left[\frac{\sin 2\Theta}{2}\frac{(\varepsilon_\parallel - \varepsilon_\perp)\varepsilon_\perp - \varepsilon^2}{\varepsilon_\perp}\right]E_x + \left[\sin^2\Theta\varepsilon_\parallel + \cos^2\Theta\left(\frac{\varepsilon_\perp^2 - \varepsilon^2}{\varepsilon_\perp}\right)\right]E_y\right\}. \end{aligned}\right\} \tag{5}$$

Перейдем к циркулярным компонентам поля $F_+ = E_x + iE_y$, $F_- = E_x - iE_y$. Тогда

$$\left.\begin{aligned} \frac{d^2F_+}{dz^2} &= -k^2(F_+ + \delta e^{i2\alpha z}F_-), \\ \frac{d^2F_-}{dz^2} &= -k^2(\delta e^{-i2\alpha z}F_+ + F_-), \end{aligned}\right\} \tag{5'}$$

где введено обозначение

$$\delta = \frac{\varepsilon_\parallel - \dfrac{\varepsilon_\perp^2 - \varepsilon^2}{\varepsilon_\perp}}{\varepsilon_\perp + \dfrac{\varepsilon_\perp^2 - \varepsilon^2}{\varepsilon_\perp}} \ll 1,$$

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2}\bar\varepsilon = k_0\bar\varepsilon, \quad \bar\varepsilon = \frac{\varepsilon_\parallel + \dfrac{\varepsilon_\perp^2 - \varepsilon^2}{\varepsilon_\perp}}{2}.$$

Решение уравнения (5′) ищем в виде

$$F_+ = A_+e^{i(\alpha+\beta)z}, \quad F_- = A_-e^{i(\beta-\alpha)z}, \tag{6}$$

Подставляя (6) в (5′), найдем β

$$\beta^4 - 2\beta^2(\alpha^2 + k^2) + (\alpha^2 - k^2)^2 - k^4\delta^2 = 0,$$

$$\beta_{1,2}^2 = k^2 + \alpha^2 \pm k\sqrt{4\alpha^2 + k^2\delta^2}.$$

Два значения β говорят о том, что в среде распространяются две волны. Если $\alpha \to k$, то для $\beta_1 \approx 2k$, $A_+/A_- = \delta$ и в среде распространяется циркулярно-поляризованная волна, совпадающая с поляризацией неоднородности. Для $\beta_2 \approx ik\delta/2$, $A_-/A_+ = i$. Вторая волна затухающая, с глубиной проникновения $d = 2/k\delta$.

Сшивая падающую циркулярно-поляризованную вправо волну (A_r) с волнами, распространяющимися в среде, получим коэффициенты отражения для левополяризованных (A_l') и правополяризованных (A_r') компонент отраженной волны

$$\frac{A_l'}{A_r} = \left|\frac{k_0 - k}{k_0 + k}\right|, \quad \frac{A_r'}{A_r} = \left|\frac{4k_0k}{(k_0 + k)^2}\right|. \tag{7}$$

Из выражений (7) видно, что практически вся правополяризованная волна отражается. При $\alpha \neq k$ решение уравнения (5′) рассмотрено в [4], которые можно записать в следующем виде:

1) $|k-\alpha| \leqslant \alpha\delta/2$ — полное отражение,
2) $|k-\alpha| \gg \alpha\delta/2$ — вращение плоскости, поляризации с $\Delta k = k^4\delta^2/4\alpha(\alpha^2-k^2)$,
3) $|k-\alpha| \geqslant \alpha\delta/2$ — имеется стоячая волна;

$$E_x = \cos \omega t \sin \alpha z,$$

$$E_y = \cos \omega t \cos \alpha z.$$

Так как δ связано с диагональными элементами тензора ε_{ij}, особенности оптических свойств магнитоупорядоченных веществ с регулярной магнитной неоднородностью вызваны квадратичными магнитооптическими эффектами.

Другим интересным случаем является случай, когда магнитный момент периодически изменяет свою проекцию на направление распространения света. В такой геометрии проявятся линейные магнитооптические эффекты, которые обычно на 2—3 порядка больше квадратичных. Возьмем при $z=0$ тензор диэлектрической проницаемости в виде (1), а вращение осуществим вокруг оси y, тогда в пренебрежении квадратичных эффектов получим

$$\varepsilon_{ij}(z) = \begin{pmatrix} a & -\sin\Theta i\varepsilon & 0 \\ i\varepsilon\sin\Theta & a & -\cos\Theta i\varepsilon \\ 0 & i\varepsilon\cos\Theta & a \end{pmatrix}. \tag{8}$$

Уравнения (4) для электромагнитной волны, распространяющейся вдоль оси z, запишутся как

$$\left.\begin{aligned} &\frac{d^2E_x}{dz^2} + \frac{\omega^2}{c^2}(aE_x - i\varepsilon\sin\Theta E_y) = 0, \\ &\frac{d^2E_y}{dz^2} + \frac{\omega^2}{c^2}(i\varepsilon\sin\Theta E_x + aE_y) = 0, \end{aligned}\right\} \tag{9}$$

или, переходя к циркулярным компонентам,

$$\frac{d^2F_+}{dz^2} + k^2(1-\delta\sin\Theta)F_+ = 0, \tag{9′}$$

$$\frac{d^2F_-}{dz^2} + k^2(1+\delta\sin\Theta)F_- = 0, \tag{9″}$$

$k = \omega\sqrt{a}/c$, $\delta = (\varepsilon/a) \ll 1$, а Θ, как и ранее, равна αz, Уравнения (9′) и (9″) не имеют точного решения, однако в области $\alpha = 2k$ их можно исследовать методами, развитыми в теории параметрического резонанса [7], а для $\alpha \neq 2k$ теорией возмущения.

1. $\alpha = 2k$. Решение ищем в виде

$$F_+ = A_+ e^{i(s-k)z} + B_+ e^{i(s+k)z}. \tag{10}$$

Подставляя (10) в (9′) и пренебрегая нерезонансными членами, получим

$$\left\{[k^2-(s-k)^2]A_+ + \frac{k^2\delta}{2i}B_+\right\}e^{i(s-k)z} + \left\{[k^2-(k+s)^2]B_+ - \frac{k^2\delta}{2i}A_+\right\}e^{i(s+k)z} = 0. \tag{11}$$

Равенство (11) требует одновременного обращения в нуль коэффициентов при экспонентах, отсюда находим два значения для s

$$\left.\begin{aligned} &s_1 \approx 2k, \\ &s_2 \approx i\frac{k\delta}{2}. \end{aligned}\right\} \tag{12}$$

Подставляя обратно в (11), найдем для s_1 $B_+/A_+ \sim \delta$, а для s_2 $B_+/A_+ = 1$. Таким образом, в среде имеется две волны правой поляризации

$$\left.\begin{aligned} F'_+ &= B_+ e^{ikz}, \\ F''_+ &= 2B_+ e^{-\frac{k\delta}{4}z} \cos kz. \end{aligned}\right\} \tag{13}$$

Решая аналогично уравнение (9''), получим

$$\left.\begin{aligned} F'_- &= B_- e^{ikz}, \\ F''_- &= 2iB_- e^{-\frac{k\delta}{4}z} \sin kz. \end{aligned}\right\} \tag{14}$$

Сшивая падающие циркулярно-поляризованные волны $(A_{l,r})$ с распространяющимися, получим коэффициенты отражения для лево- и правополяризованных компонент (A'_l), (A'_r)

$$\frac{A'_l}{A_l} = \left|\frac{3k_0 - k}{3k_0 + k}\right|, \quad \frac{A'_r}{A_r} = \left|\frac{k_0 - 3k}{k_0 + 3k}\right|. \tag{15}$$

Из (15) видно, что отражение правой поляризации значительно больше, чем левой; таким образом, в резонансной области свет из линейно-поляризованного превращается в эллиптически поляризованный.

2. $\alpha \neq 2k$. Решение (9') имеем в виде $F_+ = \sum\limits_n \delta^n f_n$; в нулевом порядке получим $F_+ = A_+ e^{ikz}$; в первом порядке теории возмущений

$$F_+ = A_+ e^{ikz} + \delta\left[\frac{A_+}{2i\,[k^2 - (\alpha + k)^2]} e^{i(\alpha+k)z} - \frac{A_+}{2i\,[k^2 - (k - \alpha)^2]} e^{i(k-\alpha)z}\right].$$

Аналогично можно найти решение и для (9''). Используя граничные условия на поверхности $z=0$, получим коэффициенты отражения вдали от резонанса. При этом члены порядка δ опускались

$$\frac{A'_l}{A_l} = \frac{A'_r}{A_r} = \left|\frac{k - k_0}{k + k_0}\right|.$$

Отсюда следует, что эллиптичность вдали от резонанса не возникает.

Таким образом, показано, что магнитооптические эффекты в средах с регулярной магнитной неоднородностью имеют ряд особенностей, проявляющихся в значительном изменении поляризации.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность М. Ш. Ерухимову за внимание к задаче и помощь при ее решении.

Литература

[1] R. P. Hunt. IEEE Trans. Magn., 5, 700, 1969.
[2] M. I. Freiser. IEEE Trans. Magn., *5*, 152, 1968.
[3] N. Saito, H. Fujiwara, S. Sugita. J. Phys. Soc. Japan. *19*, 1116, 1964.
[4] Е. И. Кац. ЖЭТФ, *59*, 1854, 1970.
[5] G. H. Conners. J. Opt. Soc. Am., *58*, 875, 1968.
[6] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. Физматгиз, М., 1959.
[7] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Механика. Изд. «Наука», М., 1965.

Поступило в Редакцию 6 июня 1973 г.