

ФИЗИЧЕСКАЯ КАРТИНА БРЭГГОВСКОГО ОТРАЖЕНИЯ В ХОЛЕСТЕРИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ

О. С. ЕРИЦЯН

Проведено дальнейшее исследование отмеченных ранее [1] поляризационных свойств электромагнитных волн в спиральных средах с учетом наличия границы.

Пусть электромагнитная волна

$$E(z, t) = E(z) \exp(-i\omega t) \quad (1)$$

распространяется вдоль оси среды (ось z), главные направления диэлектрической и магнитной проницаемостей которой равномерно поворачиваются с изменением z -координаты [2, 3]. Выберем системы координат x', y', z' и x'', y'', z'' так, чтобы оси z' и z'' совпали с осью z лабораторной системы координат, оси x' и y' совпали с главными направлениями тензора диэлектрической проницаемости в любой плоскости xu , а оси x'' и y'' — с главными направлениями тензора магнитной проницаемости в той же плоскости. Обозначим угол между осями x' и x'' через φ , шаг спирали — через σ , а проекции на оси x' и y' электрического и магнитного полей волны, распространяющейся в среде, — соответственно через E'_x, E'_y и H'_x, H'_y .

Из волнового уравнения приходим к следующей системе уравнений;

$$\begin{aligned} \frac{\omega}{c} (\epsilon_x \cos^2 \varphi + \epsilon_y \sin^2 \varphi) E'_x + \frac{\omega}{c} \Delta \epsilon \psi E'_y - i a H'_x - k H'_y &= 0, \\ -\frac{\omega}{c} \Delta \epsilon \psi E'_x - \frac{\omega}{c} (\epsilon_y \cos^2 \varphi + \epsilon_x \sin^2 \varphi) E'_y - k H'_x + i a H'_y &= 0, \\ i a E'_x + k E'_y + \frac{\omega}{c} (\mu_x \cos^2 \varphi + \mu_y \sin^2 \varphi) H'_x - \frac{\omega}{c} \Delta \mu \psi H'_y &= 0, \\ k E'_x - i a E'_y + \frac{\omega}{c} \Delta \mu \psi H'_x - \frac{\omega}{c} (\mu_y \cos^2 \varphi + \mu_x \sin^2 \varphi) H'_y &= 0, \end{aligned} \quad (2)$$

где ϵ_x, ϵ_y и μ_x, μ_y — главные значения тензоров диэлектрической и магнитной проницаемостей, $a = 2\pi/\sigma$, $k = 2\pi/\lambda'$, λ' — пространственный период поля в системе x', y', z' , $\Delta \epsilon = \epsilon_x - \epsilon_y$, $\Delta \mu = \mu_x - \mu_y$, $\psi = \sin \varphi \cos \varphi$.

Из (2) можно получить соотношения между компонентами полей, определяющие поляризацию волн, а условие равенства нулю определителя этой системы приводит к дисперсионному уравнению в системе x', y', z' , т. е. к уравнению, определяющему зависимость k от ω . Система (2), таким об-

разом, описывает оптические свойства сред, обладающих спиральной структурой как в отношении диэлектрических свойств, так и магнитных. При $\mu_x = \mu_y$, $\epsilon_x \neq \epsilon_y$ получаем диэлектрическую спиральную структуру, а при $\mu_x \neq \mu_y$, $\epsilon_x = \epsilon_y$ — магнитную. Отличным от нуля значением угла φ учитывается возможность несовпадения главных направлений тензоров ϵ_{ij} и μ_{ij} .

Рассмотрим частный случай $\varphi = 0$. Для k получаем

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\epsilon_x \mu_y + \epsilon_y \mu_x}{2} + a^2 \pm \sqrt{\frac{1}{4} \frac{\omega^4}{c^4} (\epsilon_x \mu_y - \epsilon_y \mu_x)^2 + a^2 \frac{\omega^2}{c^2} (\epsilon_x + \epsilon_y) (\mu_x + \mu_y)}. \quad (3)$$

Границы (ω_1, ω_2) дихроичной области определяются из условия $k = 0$, которое дает

$$\frac{\omega_1}{c} \sqrt{\epsilon_x \mu_x} = a, \quad \frac{\omega_2}{c} \sqrt{\epsilon_y \mu_y} = a. \quad (4)$$

Подставив в (2) $\varphi = 0$ и $k = 0$, получаем

$$\frac{\omega}{c} \epsilon_x E'_x - ia H'_x = 0, \quad ia E'_x + \frac{\omega}{c} \mu_x H'_x = 0, \quad (5)$$

$$-\frac{\omega}{c} \epsilon_y E'_y + ia H'_y = 0, \quad ia E'_y + \frac{\omega}{c} \mu_y H'_y = 0. \quad (6)$$

При $\omega = \omega_1$ система уравнений (5) и (6) имеет нетривиальное решение $E'_x = H'_x = 0$, $E'_y \neq 0$, $H'_y \neq 0$, а при $\omega = \omega_2$ — решение $E'_y = H'_y = 0$, $E'_x \neq 0$, $H'_x \neq 0$. В обоих случаях электрическое и магнитное поля параллельны друг другу, так как одновременно обращаются в нуль одни и те же их компоненты (отметим, что параллельность полей имеет место и в совершенно другой ситуации — в гироанізотропной среде [4]). Можно убедиться, что в обычных гиротропных средах также (ЕВ) и (НД) отличны от нуля, а именно, пропорциональны параметрам гирации.

Пусть теперь среда занимает область $z \geq 0$, а из области $z \leq 0$ на границу $z = 0$ падает волна

$$E_{\text{пад.}}(z, t) = E_0 \exp i \left(\frac{\omega}{c} n_0 z - \omega t \right), \quad (7)$$

где n_0 — показатель преломления среды, занимающей область $z \leq 0$. Поле в среде будет иметь вид

$$E'(z, t) = \sum_{m=1}^4 E'_m \exp i(k_m z - \omega t), \quad (8)$$

где k_m — значения величины k , определяемые из (3). Подставив в (3)

$\mu_x = \mu_y = 1$, $\frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_x} = a$, получаем

$$k_1 = k_2 = 0, k_3 = -k_4 = \left[2 \left(\frac{\omega^2}{c^2} \frac{\varepsilon_x + \varepsilon_y}{2} + a^2 \right) \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (9)$$

Для сшивки полей на границе мы должны из двух волн с $k = k_3$ и $k = k_4$ выбрать ту, которая затухает (а не нарастает) при распространении в глубь среды. Пусть для конкретности это будет волна с $k = k_3$. Тогда, пренебрегая в амплитудах членами порядка $\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon_x + \varepsilon_y}$, приходим к следующим соотношениям для амплитуд:

$$\begin{aligned} E'_{1x} &= \frac{2(E_{0x} - iE_{0y})}{1 + n}, \quad H'_{1x} = -iE'_{1x}, \\ E'_{1y} &= H'_{1y} = 0, \\ E'_{3x} &= \frac{2(nE_{0x} + iE_{0y})}{(1 + n)^2}, \quad E'_{3y} = -iE'_{3x}, \\ H'_{3x} &= inE'_{3x}, \quad H'_{3y} = nE'_{3x}, \end{aligned} \quad (10)$$

где

$$n = \sqrt{\frac{\varepsilon_x + \varepsilon_y}{2n_0}}.$$

Из (10) следует, что при $nE_{0x} + iE_{0y} = 0$ электрическое и магнитное поля волны, возбужденной в среде, параллельны друг другу. Отсутствие потока энергии в ситуации брэгговского отражения объясняется указанной параллельностью полей, так как при этом вектор Пойнтинга обращается в нуль. Заметим, что при наличии отражений на границе спиральной среды ($n \neq 1$) брэгговское полное отражение достигается не при круговой поляризации падающей волны, как обычно считается, а при эллиптической поляризации, определяемой соотношениями (для двух направлений закручивания)

$$nE_{0x} \pm iE_{0y} = 0. \quad (11)$$

Положения полюсов эллипса поляризации падающей волны определяются тем, что на границе $z=0$ спиральной среды оси x' и y' совпадают с соответствующими осями лабораторной системы координат.

Из (5) и (6) и соотношений $D'_x = \varepsilon_x E'_x$, $D'_y = \varepsilon_y E'_y$, $B'_x = \mu_x H'_x$, $B'_y = \mu_y H'_y$ следует, что в волне с $k = 0$ все четыре вектора (векторы индукций и полей) параллельны друг другу. Параллельность этих векторов явствует также из соотношений (10), согласно которым при $nE_{0x} + iE_{0y} = 0$ в среде возбуждается именно волна с параллельным расположением упомянутых векторов. Это означает также, что перпендикулярность $\mathbf{H}$ и $\mathbf{D}$, $\mathbf{E}$ и $\mathbf{B}$, обычно имеющая место, в рассматриваемых средах нарушается.

Можно убедиться, что направления обхода эллипса поляризации в падающей и отраженной волнах в ситуации брэгговского отражения совпадают (если смотреть, как обычно, навстречу лучу). Действительно, подста-

вив, для простоты, $n = 1$, при $nE_{ox} + iE_{oy} = 0$ из (10) получаем $E_x^{(1)} - iE_y^{(1)} = 0$, где $E^{(1)}$ — амплитуда поля отраженной волны. Поэтому если представить параллельные друг другу две пластинки, то в ситуации брэгговского отражения волны от одной из них отраженная волна получает такую поляризацию, что, достигнув второй пластинки, также испытывает брэгговское отражение. Нарушения таких многократных отражений можно достичь дополнительным изменением поляризации луча или изменением параметров пластинок.

В заключение заметим, что при учете двух типов спиральности появляются новые свойства среды в отношении избирательного отражения: смещение границ дихроичной области и изменение ее ширины. Так, при $\varphi = 0$ и $\epsilon_x \mu_x = \epsilon_y \mu_y$ частоты ω_1 и ω_2 совпадают, т. е. ширина дихроичной области равна нулю.

Выражаю глубокую благодарность Б. М. Болотовскому за весьма ценные замечания и обсуждение результатов.

Ереванский государственный
университет

Поступила 5.I.1977

ЛИТЕРАТУРА

1. О. С. Ерицян. Изв. АН АрмССР, Физика, 11, 344 (1976).
2. R. Dreher, G. Meyer. Phys. Rev., A8, 1616 (1973).
3. О. С. Ерицян. Изв. АН АрмССР, Физика, 9, 30 (1974).
4. М. И. Казанов, Р. П. Янкевич. ФТТ, 10, 2771 (1968).

ՔՐԵԳՅԱՆ ԱՆԴՐԱԴԱՐՁՄԱՆ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ՊԱՏԿԵՐԸ ԽՈԼԵՍՏԵՐԻՆԱՅԻՆ ՀԵՂՈՒԿ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ

Հ. Ս. ԵՐԻՑՅԱՆ

Քննարկված է լույսի տարածումը խոլեստերինային հեղուկ բյուրեղներում: Քննարկված է ահմանային խնդիրը և վերլուծված է էլեկտրամագնիսական դաշտի ստորկտորան բրեգյան անդրադարձման պայմաններում՝ բեկված և անդրադարձած ալիքներում:

THE PHYSICAL PICTURE OF BRAGG REFLECTION IN CHOLESTERIC LIQUID CRYSTALS

O. S. ERITSYAN

The propagation of an electromagnetic wave in a cholesteric structure along the optical axis is considered. The boundary problem for a non-magnetic helical medium is discussed. Some features in the picture of the induced electromagnetic field and in the polarization of the reflected wave were revealed.