АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXIX 1983 Вып. 3

СПИРАЛЬНАЯ МОДУЛЯЦИЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ГИПЕРЗВУКОМ И ИЗМЕРЕНИЕ АКУСТИЧЕСКОЙ ВРАЩАТЕЛЬНОЙ СПОСОБНОСТИ

Гвоздев В. В., Семченко И. В., Сердюков А. Н.

Рассмотрены некоторые особенности модуляции оптической вращательной способности акустически гиротропной среды полем интенсивной гиперзвуковой волны и показано, что измерение поворота плоскости поляризации оптического сигнала, захваченного гиперзвуком, позволяет определить акустическую вращательную способность среды.

Возможность формирования спиральной структуры анизотропии оптических свойств в негиротропной керровской среде при наложении двух встречных циркулярно поляризованных электромагнитных волн рассматривалась в статье [1]. В работе [2] проанализированы особенности распространения слабого сигнала в поле мощной линейно поляризованной электромагнитной волны, индуцирующей при наличии гиротропии спиральную анизотропию, и отмечена возможность захвата поворота плоскости поляризации слабого сигнала мощной волной.

В настоящем сообщении показано, что акустическая гиротропия может явиться механизмом формирования спиральной структуры анизотропии электромагнитных свойств нецентросимметричной среды при квадратичной модуляции ее диэлектрической проницаемости гиперзвуком. Рассмотрено распространение электромагнитного сигнала в поле гиперзвуковой волны и показано, что при глубокой модуляции анизотропии диэлектрической проницаемости [3–5] оптическая вращательная способность среды будет определяться акустической гиротропией.

Акустические свойства естественно гиротропной среды можно описать исходя из феноменологической связи между тензорами упругих деформаций γ_{ik} и напряжений σ_{ik}, учитывающей пространственную дисперсию в первом приближении [6–9]:

$$\gamma_\alpha = s_{\alpha\beta}\sigma_\beta + r_{\alpha\beta,n}\nabla_n\sigma_\beta. \tag{1}$$

Здесь использованы обозначения пар симметричных индексов, так что греческие индексы пробегают значения от 1 до 6 [8].

В изотропной нецентросимметричной среде, акустические свойства которой описываются соотношением (1), а также в акустически гиротропных кристаллах в направлении акустических осей на частоте Ω могут распространяться две поперечные циркулярно поляризованные звуковые волны с противоположными направлениями обращения и волновыми числами [9]:

$$k_\pm = \frac{\Omega}{\sqrt{\lambda_{44}}} \pm \Omega^2 \rho r_{54,3}. \tag{2}$$

Вектор упругого смещения поперечной звуковой волны, линейно поляризованной вдоль **a** на границе среды ($z=0$), имеет вид

$$\mathbf{u} = \frac{u_0}{2}(\mathbf{a}+i\mathbf{b})\exp[i(k_+z-\Omega t)] + \frac{u_0}{2}(\mathbf{a}-i\mathbf{b})\exp[i(k_-z-\Omega t)]. \tag{3}$$

Ее распространение будет сопровождаться поворотом плоскости поляризации с удельным вращением [9]

$$\vartheta_{зв} = \frac{1}{2}\Omega^2\rho r_{54,3}. \tag{4}$$

В соотношениях (2)—(4) ρ — плотность среды, λ_{44} — компонента приведенного тензора модулей упругости [10], $\lambda_{\alpha\beta}=s_{\alpha\beta}^{-1}/\rho$, u_0 — амплитуда звуковой волны, векторы **a**, **b** образуют с вектором волновой нормали **n** правую тройку единичных ортогональных векторов.

Напряжения, создаваемые в кристалле интенсивной гиперзвуковой волной (3), могут привести к изменению диэлектрической проницаемости и, следовательно, к изменению электромагнитных свойств среды [3—5]. С учетом пьезооптического эффекта тензор диэлектрической проницаемости в инфракрасном диапазоне частот может быть представлен в виде

$$\varepsilon_{ij}(z)=\varepsilon_0\delta_{ij}+(\varepsilon_e-\varepsilon_0)c_ic_j+L_{ij\beta\gamma}\overline{\sigma_\beta\sigma_\gamma}, \tag{5}$$

где $\mathbf{c}=(c_i)$ — единичный вектор оптической оси кристалла, $L_{\alpha\beta\gamma}$ — тензор квадратичных пьезооптических коэффициентов шестого ранга, симметричный относительно перестановки индексов β и γ, черта означает усреднение по периоду гиперзвуковой волны (3). Учитывая симметрию тензора $L_{\alpha\beta\gamma}$ и соотношения $\gamma_{ij}=(\nabla_iu_j+\nabla_ju_i)/2$, на основании выражений (5), (1) и в пренебрежении пространственной дисперсией находим

$$\varepsilon_{ij}(z)=\varepsilon_o\delta_{ij}+(\varepsilon_e-\varepsilon_o)c_ic_j+B_{ijklmn}\overline{(\nabla_ku_l)(\nabla_mu_m)}. \tag{6}$$

В выражении (6) тензор $B_{\alpha\beta\gamma}=L_{\alpha\mu\nu}c_{\mu\beta}c_{\nu\gamma}$ ($c_{\alpha\beta}=s_{\alpha\beta}^{-1}$ — тензор модулей упругости) обладает той же симметрией, что и тензор $L_{\alpha\beta\gamma}$. Используя общий вид тензора шестого ранга [8], получаем

$$\varepsilon(z)=U\varepsilon U^{-1} \tag{7}$$

для случая, когда звуковая волна распространяется в направлении оси шестого порядка ($\mathbf{n}=\mathbf{c}$). В соотношении (7) $\varepsilon=\varepsilon_o+u_0^2B_1(k_+^2+k_-^2)+u_0^2B_2(k_+-k_-)^2+4B_2u_0^2k_+k_-\mathbf{a}\cdot\mathbf{a}+[(\varepsilon_e-\varepsilon_o)+B_2u_0^2(k_+-k_-)^2]\mathbf{n}\cdot\mathbf{n}$ есть эффективный локальный тензор диэлектрической проницаемости, $B_1=(B_{122}-B_{123})/2$, $B_2=(B_{111}+2B_{123}-3B_{122})/8$, $U=\exp(\vartheta_{зв}z\mathbf{n}^\times)$ — матрица поворота на угол $\vartheta_{зв}z$ вокруг оси z (вектора **n**), $\mathbf{n}^\times$ — антисимметричный тензор, дуальный **n**; точка между векторами означает их прямое (диадное) произведение.

Распространение электромагнитного сигнала в направлении оси шестого порядка поглощающего естественно гиротропного кристалла в поле интенсивностей гиперзвуковой волны (3) будем описывать с помощью феноменологических материальных уравнений [11]: $\mathbf{D}=\varepsilon(z)\mathbf{E}+i\alpha\mathbf{H}$, $\mathbf{B}=\mathbf{H}-i\tilde{\alpha}\mathbf{E}$. Здесь α — комплексный псевдотензор гирации, $\tilde{\alpha}_{ij}=\alpha_{ji}$, $\varepsilon(z)$ — симметричный комплексный тензор диэлектрической проницаемости (7), записанный с учетом квадратичного пьезооптического эффекта. Используя метод перехода к закрученной с шагом $h=2\pi/\vartheta_{зв}$ системе координат, сопровождающей поворот плоскости поляризации гиперзвуковой волны [2], находим выражение для напряженности электрического поля волны, распространяющейся в направлении оси z в присутствии модулирующей звуковой волны (3):

$$\mathbf{E}=\sum_{\tau=1,2}U\mathbf{E}_\tau\frac{\mathbf{a}+i\gamma_\tau\mathbf{b}}{\sqrt{1+\gamma_\tau^2}}\exp[i(k_\tau z-\omega t)]. \tag{8}$$

Электромагнитное поле, определяемое согласно соотношению (8), представляет собой сумму двух локально эллиптически поляризованных волн с комплексными волновыми числами

$$k_{1,2}=\frac{\omega}{c}\sqrt{\bar{\varepsilon}+\eta^2\pm\sqrt{(\Delta\varepsilon)^2+4\eta\bar{\varepsilon}}} \tag{9}$$

и комплексными отношениями локальных составляющих поля вдоль векторов **b** и **a**:

$$\gamma_{1,2}=\frac{2\eta^2-\Delta\varepsilon\pm\sqrt{(\Delta\varepsilon)^2+4\eta^2\bar{\varepsilon}}}{2\eta\sqrt{\bar{\varepsilon}+\eta^2\pm\sqrt{(\Delta\varepsilon)^2+4\eta^2\bar{\varepsilon}}}}, \tag{10}$$

эллипсы поляризации которых поворачиваются вокруг оси z с шагом h. Здесь введены обозначения: $\bar{\varepsilon}=(\varepsilon_o+\varepsilon_e)/2+u_0^2(k_+^2+k_-^2)(B_1+B_2)$, $\Delta\varepsilon=(\varepsilon_e-\varepsilon_o)/2+2B_2u_0^2k_+k_-$, $\eta=c(\vartheta_{зв}-\vartheta_{эм})/\omega$, $\vartheta_{эм}=-\alpha_{11}\omega/c$.

Анализ выражений (8)–(10) показывает, что вращение плоскости поляризации электромагнитного сигнала определяется как естественной оптической активностью, так и индуцированной гиперзвуком спиральной анизотропией. Однако в резонансном случае звуковая волна даже относительно небольшой мощности способна вызвать значительную модуляцию диэлектрической проницаемости среды, квадратичную по амплитуде звуковой волны [3–5]. Относительное изменение интенсивности света, прошедшего через кристаллический слой толщиной l, вносимое анализатором, ориентированным под углом $\vartheta_{зв}l$ к поляризатору, будет определяться по формуле

$$\frac{I}{I_0}=1-\left(\frac{2\gamma}{1+\gamma^2}\right)^2\sin^2[\mathrm{Re}(k_1-k_2)l/2]. \quad (11)$$

При $\Delta\varepsilon\sim10^{-2}$ [4–5] и акустической гиротропии $\vartheta_{зв}\sim10^3$ град/мм отношение (11) составит $I/I_0\simeq0{,}96$. При получении выражения (11) использовано приближение ортогональных мод с одинаковой эллиптичностью γ. Таким образом, удельное вращение плоскости поляризации электромагнитного сигнала частоты ω, поляризованного на границе слоя вдоль $\mathbf{a}$ или $\mathbf{b}$, равно $\vartheta_{зв}$. В отсутствие же модулирующей гиперзвуковой волны (3) частоты Ω распространение в среде данного сигнала сопровождается поворотом плоскости поляризации с удельным вращением $\vartheta=-\omega\,\mathrm{Re}\,\alpha/c$ [11]. Другими словами, в предельном случае глубокой модуляции анизотропии диэлектрической проницаемости имеет место увлечение плоскости поляризации электромагнитного сигнала интенсивным гиперзвуковым полем, в результате чего поворот плоскости поляризации данного сигнала определяется величиной акустической, а не оптической гироскопии среды.

Рассмотренный эффект увлечения плоскости поляризации электромагнитной волны гиперзвуком может быть использован для прямого измерения оптическими методами акустической вращательной способности среды. Аналогичная методика может быть применена и для измерения акустического эффекта Фарадея.

Авторы признательны Г. Н. Шкердину и В. Н. Белому за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ляхов Г. А.* О возможности создания искусственных сред, обладающих оптической активностью.– ЖЭТФ, 1973, т. 64, № 3, с. 768–770.
2. *Пенязь В. А., Семченко И. В., Сердюков А. Н.* Высокочастотный эффект Керра в диспергирующей гиротропной среде.– Ж. прикл. спектроскопии, 1981, т. 35, № 2, с. 363–366.
3. *Гуляев Ю. В., Шкердин Г. Н.* К теории нелинейной фотоупругости твердых тел.– ЖЭТФ, 1979, т. 77, № 4(10), с. 1396–1406.
4. *Гуляев Ю. В., Мовсисян С. М., Шкердин Г. Н.* К теории нелинейной фотоупругости примесных кристаллов.– Физ. и техн. полупроводников, 1980, т. 14, № 4, с. 638–643.
5. *Гуляев Ю. В., Лощенкова Е. Ф., Шкердин Г. Н.* Акустодиэлектрический эффект в кристаллах.– Физ. тв. тела, 1980, т. 22, № 1, с. 150–155.
6. *Андронов А. А.* О естественном вращении плоскости поляризации звука.– Изв. вузов. Радиофизика, 1960, т. 3, № 4, с. 645–649.
7. *Portigal D. L., Burstein E.* Acoustical activity and other first – order spatial dispersion effects in crystals.– Phys. Rev., 1968, v. 170, № 3, p. 673–678.
8. *Сиротин Ю. И., Шаскольская М. П.* Основы кристаллофизики. М.: Наука, 1979. 639 с.
9. *Сердюков А. Н.* Круговой дихроизм в акустике кристаллов с пространственной дисперсией.– Кристаллография, 1977, т. 22, № 3, с. 459–462.
10. *Федоров Ф. И.* Теория упругих волн в кристаллах. М.: Наука, 1965. 386 с.
11. *Бокуть Б. В., Сердюков А. Н., Шепелевич В. В.* К феноменологической теории поглощающих оптически активных сред.– Опт. и спектроскоп., 1974, т. 37, № 1, с. 120–124.

Гомельский государственный
университет

Поступила в редакцию
25.IX.1981
после доработки
12.II.1982