

ОСОБЕННОСТИ РАССЕЯНИЯ СВЕТА НА ЗВУКЕ В ЛЕГКОПЛОСКОСТНЫХ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКАХ В РЕЖИМЕ РАМАНА–НАТА

Е. А. Туров*

*Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук
620219, Екатеринбург, Россия*

Поступила в редакцию 5 февраля 1997 г.

Рассчитывается акустическая дифракция света в условиях, когда имеется обменно-усиленное фотоупругое взаимодействие антиферромагнитного происхождения, обусловленное акустической модуляцией диэлектрической проницаемости благодаря осцилляциям вектора антиферромагнетизма L . В антиферромагнетиках типа «легкая плоскость» эти осцилляции, вызванные антиферромагнитоупругим взаимодействием, могут быть настолько велики, что соответствующее им фотоупругое взаимодействие может сравниться по величине (и даже превосходить) таковое для известных немагнитных кристаллов, реально применяемых в акустооптических устройствах. Преимущество антиферромагнетиков состоит в том, что в них как углы дифракции, так и амплитуда дифрагированного света могут зависеть от величины и направления магнитного поля. Рассматривается режим дифракции Рамана–Ната, по-видимому, более благоприятный с экспериментальной точки зрения для указанных антиферромагнетиков. Показано, что для них, наряду с обычным механизмом фотоупругого взаимодействия, связанным с акустической модуляцией показателя преломления, может существовать дополнительный механизм, обусловленный модуляцией поляризации световых мод. Проводятся количественные оценки для FeVO_3 .

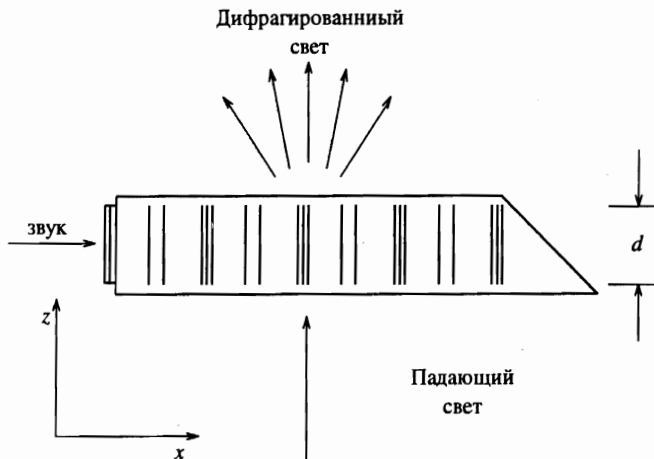
1. ВВЕДЕНИЕ

В предыдущей работе автора [1] было показано, что фотоупругое взаимодействие, связанное с антиферромагнитной частью тензора диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{\alpha\beta}$, в антиферромагнетике типа «легкая плоскость» (ЛП) может благодаря так называемому обменному усилению достигать таких величин, которые сравниваются и даже превосходят таковые для известных немагнитных материалов (ниобат лития, сапфир), реально применяемых в акустооптических устройствах [2–4]. Кроме того, антиферромагнетики имеют еще и то преимущество, что для них как угол дифракции, так и амплитуда дифрагированного света могут сильно зависеть от приложенного магнитного поля. Это позволяет дополнительно управлять акустической дифракцией (и, в частности, модулировать ее магнитным полем).

Обычно в теории рассматриваются два предельных режима акустооптической дифракции [2, 3] — брэгговская дифракция и дифракция в режиме Рамана–Ната. Это зависит от величины параметра

$$Q = \frac{2\pi d\lambda}{n\Lambda^2}, \quad (1)$$

* E-mail: theormag@ifm.e-burg.su



где d — толщина звукового пучка, проходимого светом, λ и Λ — длины волн света и звука, n — показатель преломления для света. Для $Q \gg 1$ имеет место дифракция Брэгга, а для $Q < 1$ — дифракция Рамана–Ната. Однако фактически, согласно [4], акустооптическая ячейка, схематически представленная на рисунке, работает в режиме Рамана–Ната уже при $Q < 10$.

В цитированной работе [1] была рассмотрена дифракция Брэгга в применении к антиферромагнетикам $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ (гематит) и FeVO_3 (борат железа). Выяснилось, однако, что с точки зрения экспериментальных возможностей более благоприятным оказывается режим Рамана–Ната, по крайней мере, для указанных антиферромагнетиков. Так, например, для FeVO_3 при $d = 0.1$ см и частоте звука $\Omega/2\pi = 100$ МГц из (1) получим величину $Q = 0.6$, которая быстро уменьшается с уменьшением Ω . (Необходимые параметры вещества здесь и всюду ниже берутся из статьи [1], где они собраны в Приложении по оригинальным работам.) Отметим лишь, что для FeVO_3 речь идет о длине волны $\lambda = 514.5$ нм, для которой кристалл прозрачен (в голубом свете).

Мы не будем останавливаться на различии физической картины акустооптической дифракции в режимах Брэгга и Рамана–Ната, отсылая читателя по этому поводу к известным книгам [2, 3]. Настоящая статья посвящена дифракции Рамана–Ната, для которой длина взаимодействия d света со звуковым пучком достаточно мала (тонкая пластинка). Обычно при этом учитывают только звуковую модуляцию показателя преломления, что приводит к модуляции фазы световых волн, пересекающих звуковой пучок. В соответствии с рисунком нами рассматривается случай нормального падения света с волновым вектором $\mathbf{k} \parallel z$ (нормали к пластине). Звук с волновым вектором $\mathbf{q} \parallel x$ распространяется в плоскости пластинки. Ось z направлена по тригональной оси симметрии, а для оси x будут рассмотрены два варианта.

Если бы существовал только этот механизм фотоупругого взаимодействия (модуляция показателя преломления), то для нахождения антиферромагнитного вклада в дифракцию Рамана–Ната достаточно было бы найденные в [1] компоненты тензора просто вставить в соответствующие формулы [2, 3] или других работ. Однако в случае ЛП

антиферромагнетика звук модулирует оптическую анизотропию (двулучепреломление), связанную с вектором L , лежащим в этой плоскости. В результате возникает дополнительный механизм дифракции Рамана–Ната, обусловленный модуляцией поляризации света, проходящего через звуковой пучок. По-видимому, такой поляризационный механизм модуляции света наблюдался на собственных низкочастотных колебаниях (0.5 МГц) в гематите [6].

Как мы увидим ниже, этот последний механизм иногда может оказаться преобладающим.

2. ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОНИЦАЕМОСТЬ И ЕЕ ЗВУКОВАЯ МОДУЛЯЦИЯ

Для обменной магнитной структуры типа $\bar{1}(-)3_2(+)_2(-)$ (см. [6]), характерной для интересующего нас антиферромагнетика $FeVO_3$, задействованные светом ($k \parallel z$) компоненты тензора диэлектрической проницаемости $\bar{\epsilon}_{\alpha\beta}$ с учетом антиферромагнитного вклада в них имеют вид [7]

$$\bar{\epsilon}_{xx} = \epsilon_{\perp} + b_1 L_x^2 + b_2 L_y^2 + c_1 H_x L_y - c_3 H_z L_x,$$

$$\bar{\epsilon}_{yy} = \epsilon_{\perp} + b_2 L_x^2 + b_1 L_y^2 - c_2 H_x L_y + c_3 H_z L_x, \quad (2)$$

$$\bar{\epsilon}_{zy} = \bar{\epsilon}_{yx} = (b_1 - b_2) L_x L_y - \frac{1}{2}(c_1 + c_2) H_x L_x + c_3 H_z L_y.$$

Здесь ϵ_{\perp} , b_i и c_i — константы, определяемые экспериментально; система координат выбрана так, что $x \parallel 2$ — оси симметрии второго порядка, а $z \parallel 3$ — тригональной оси.

Модуляция $\bar{\epsilon}_{\alpha\beta}$ происходит за счет осцилляций L , вызванных звуком. Наиболее эффективными оказываются такие акустические моды, которые содержат (при $q \parallel x$) деформации e_{xz} и e_{xy} . Они производят поворот L именно в ЛП на сравнительно большие углы

$$\delta\varphi \approx \sin \delta\varphi = -\delta L/L \approx -2U_{\alpha} e_{x\alpha}, \quad \alpha = y, z, \quad (3)$$

благодаря очень малой анизотропии в ней. Здесь U_{α} представляют собой коэффициенты обменного усиления фотоупругого взаимодействия, введенные в статье [1] (формулы (25) и (16)). В малых полях $H_{\perp} = 50$ Э (проекция H на ЛП), достаточных в случае $FeVO_3$ для преодоления базисной анизотропии и ликвидации доменной структуры, эти коэффициенты могут достигать значений $U_{\alpha} \approx 10^4$.

Будем далее полагать, что компонента $H_z \gg H_{\perp}$ и ограничена только условием $H_z \ll H_E$ (H_E — обменное поле). При этом, отводя компоненте H_{\perp} роль фактора, отвечающего за однородное ориентационное состояние с $L \perp H_{\perp}$, фактически мы будем в дальнейшем пренебрегать в (2) и в последующих формулах слагаемыми, пропорциональными H_{\perp} (в (2) $H_{\perp} \equiv H_x$), по сравнению с членами вида $H_z L_{\alpha}$ и L_{α}^2 . Важно заметить, что, с другой стороны, коэффициент усиления U_{α} в (3) фактически не зависит от H_z ($H \parallel z$ не препятствует повороту L в плоскости xy , вызываемому деформациями $e_{x\alpha}$).

Для большей простоты теоретического рассмотрения и интерпретации эксперимента желательно, чтобы указанные звуковые деформации относились к нормальным (собственным) магнитоакустическим модам задачи. Здесь мы ограничимся рассмотрением двух вариантов.

Вариант 1. $\mathbf{H}_\perp \parallel \mathbf{M}_\perp \parallel x \parallel 2, \mathbf{L} \parallel y$. В данном случае принята та же система осей, в которой записаны компоненты $\tilde{\epsilon}_{\alpha\beta}$ (2). При этом в формуле (3) следует положить $\delta L \equiv L_x$ ($L_y \approx L(1 - L_x^2/2L^2) \approx L$) и $\alpha = z$. Правда, колебания с e_{xz} не представляют собой чистую магнитоакустическую моду, однако участвующая в ней другая компонента $e_{xy} \approx 0.15e_{xz}$, т.е. относительно мала. Фазовая скорость таких волн $v_z \approx 4 \cdot 10^5$ см/с.

Разобьем $\tilde{\epsilon}_{\alpha\beta}$ на две части — статическую и динамическую, вызванную звуком:

$$\tilde{\epsilon}_{\alpha\beta} = \epsilon_{\alpha\beta} + \Delta\epsilon_{\alpha\beta}(x, t). \quad (4)$$

Последняя связана с L_x и будет записываться в линейном приближении по $L_x \propto e_{x\alpha}$. Из (2) получаем

$$\epsilon_{xx} = \epsilon_\perp + b_2 L_y^2, \quad \epsilon_{yy} = \epsilon_\perp + b_1 L_y^2, \quad \epsilon_{xy} = \epsilon_{yx} = c_3 H_z L_y, \quad L_y \approx L, \quad (5)$$

и далее,

$$\Delta\epsilon_{xx} = -\Delta\epsilon_{yy} = 2\epsilon_{xy} U_\alpha e_{x\alpha}, \quad \Delta\epsilon_{xy} = -2U_z e_{xz} (\epsilon_{xx} - \epsilon_{yy}). \quad (6)$$

Вариант 2. $\mathbf{H}_\perp \parallel \mathbf{M}_\perp \parallel x \perp 2, \mathbf{L} \parallel y$. Здесь оси координат выбраны иначе, чем для Варианта 1, так что выражения (2) для $\tilde{\epsilon}_{\alpha\beta}$ необходимо преобразовать, проводя поворот осей x и y на $\pi/2$ вокруг оси z (обозначения оставим прежние). Отметим известный факт [7]: в этом случае при $H_z = 0$ тензор $\tilde{\epsilon}_{\alpha\beta}$ инвариантен не только относительно указанного поворота на угол $\pi/2$, но и вообще на любой угол. Так что все изменение коснется лишь членов с $H_z \neq 0$. В этих условиях (напомним, что $\mathbf{q} \parallel x$) существует чистая магнитоакустическая мода с поляризацией $\mathbf{u} \parallel y$. При этом уже в новой системе координат снова $\delta L \equiv L_x$, отлична от нуля компонента деформации e_{xy} и в (3) следует положить $\alpha = y$. Соответствующая фазовая скорость $v_y \approx 6 \cdot 10^5$ см/с.

Окончательные выражения для статических и динамических составляющих в (4) принимают вид

$$\epsilon_{xx} = \epsilon_\perp + b_2 L_y^2 + c_3 L_y H_z, \quad \epsilon_{yy} = \epsilon_\perp + b_1 L_y^2 - c_3 L_y H_z, \quad \epsilon_{xy} = 0, \quad (7)$$

$$\Delta\epsilon_{xx} = \Delta\epsilon_{yy} = 0, \quad \Delta\epsilon_{xy} = 2U_y e_{xy} [(b_1 - b_2)L_y^2 + c_3 L_y H_z]. \quad (8)$$

Для обоих вариантов полагаем, что

$$e_{x\alpha} = a_\alpha \sin(qx - \Omega t), \quad \alpha = z \text{ или } y. \quad (9)$$

3. УРАВНЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ И ИХ РЕШЕНИЕ

В условиях, когда $q \ll k$, можно показать, что в режиме Рамана–Ната $E_z \approx 0$ и уравнения для электрического вектора света, проходящего через звуковой пучок, имеют

вид

$$\begin{aligned} c^2 \frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} - \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\tilde{\epsilon}_{xx} E_x + \tilde{\epsilon}_{xy} E_y) &= 0, \\ c^2 \frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} - \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\tilde{\epsilon}_{yy} E_y + \tilde{\epsilon}_{yx} E_x) &= 0. \end{aligned} \tag{10}$$

При $\Delta \epsilon_{\alpha\beta} = 0$ эти уравнения дают собственные оптические моды, распространяющиеся вдоль оси z : их показатель преломления n_1, n_2 и направления векторов поляризации в плоскости xy . В условиях дифракции Рамана–Ната при малых толщинах d ($Q < 1$) решение возмущенной звуком системы (10) ищется в виде

$$E_\alpha(x, z, t) = A_\alpha(x, t) \exp \left\{ i \left[\tilde{k}(x, t) z - \omega t \right] \right\}, \quad \alpha = x, y. \tag{11}$$

При подстановке (11) в (10), с учетом (5), (6) или (7), (8), а также (9), при вычислении производных по времени следует учитывать, что $\partial A_\alpha / \partial t \sim \partial \Delta \epsilon_{\alpha\beta} / \partial t \sim \Omega \ll \omega$ (в нашем случае $\Omega / \omega \lesssim 10^{-7}$). Поэтому в слагаемых с такими производными можно оставить только члены с ω^2 . Сказанное, хотя и в меньшей степени, относится к членам с производными $\partial \tilde{k} / \partial t$. Эти члены можно отбрасывать при условии

$$\left| d \frac{\partial \tilde{k}}{\partial t} \right| \ll \omega. \tag{12}$$

Ниже, найдя собственные значения \tilde{k} , мы проверим выполнимость этого неравенства. Сказанное фактически означает, что, вычисляя производные по t в (10), функции A_α , $\Delta \epsilon_{\alpha\beta}$ и \tilde{k} можно считать константами. Кроме того, в соответствии с режимом Рамана–Ната (малые толщины d), амплитуды A_α полагаются не зависящими от z . Именно это обстоятельство существенно отличает режим Рамана–Ната от режима Брэгга, при котором нахождение зависимости $A_\alpha(z)$ представляет собой главную составную часть задачи [1–3]. Здесь же фактически дело сводится к учету влияния звуковых деформаций, во-первых, на фазу проходящих световых волн (через $\tilde{k}(x, t)$) и, во-вторых, на их поляризацию (через отношение амплитуд A_x и A_y).

С учетом указанных приближений уравнения (10) приводят к системе волновых уравнений для $A_\alpha(x, t)$, определяющих как показатели преломления световых мод $\tilde{n}_{1,2}(x, t)$, так и их поляризацию, задаваемую отношением амплитуд каждой из мод. И то, и другое учитывает возмущение, обусловленное звуком. В приведенных ниже формулах, представляющих результаты, фигурируют полные диэлектрические проницаемости (4):

$$\tilde{n}_{1,2}^2 = \frac{\tilde{\epsilon}_{xx} + \tilde{\epsilon}_{yy}}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{\tilde{\epsilon}_{xx} - \tilde{\epsilon}_{yy}}{2} \right)^2 + \tilde{\epsilon}_{xy}^2}, \tag{13}$$

$$\left(\frac{A_y}{A_x} \right)_1 = - \left(\frac{A_x}{A_y} \right)_2 = \frac{\tilde{\epsilon}_{xy}}{\tilde{n}_1^2 - \tilde{\epsilon}_{yy}} \equiv \tilde{G}(x, t). \tag{14}$$

Эти формулы пригодны для обоих рассмотренных выше вариантов, если принять соответствующий каждому из них выбор осей координат и выражения для $\epsilon_{\alpha\beta}$ и $\Delta \epsilon_{\alpha\beta}$, приведенные в разд. 2 (с учетом (4)). Рассмотрим по отдельности каждый вариант.

4. АКУСТООПТИЧЕСКАЯ ДИФРАКЦИЯ ПРИ $\mathbf{H}_\perp \parallel \mathbf{z} \parallel \mathbf{x}$ (ВАРИАНТ 1)

Для записи световых волн в среде необходимо к выражениям (11) и (14) добавить граничные условия на входе ($z = 0$). Пусть это будут

$$A_x \equiv A_{1x} + A_{2x} = E_0, \quad A_y \equiv A_{1y} + A_{2y} = 0. \quad (15)$$

Решение уравнений (15) совместно с (14) дает амплитуды волн, а знание показателей преломления \tilde{n}_1 и \tilde{n}_2 (13) позволяет найти соответствующие приращения фаз в среде, а следовательно, и компоненты E_x и E_y результирующего поля на выходе из звукового пучка ($z = d$). При этом необходимо разделить невозмущенную звуком часть (при $\Delta\varepsilon_{\alpha\beta} = 0$) и волны, рассеянные звуком.

С этой целью приращения фаз $\tilde{\Phi}_i = \tilde{k}_i d$, соответствующие $\tilde{n}_i = (c/\omega)\tilde{k}_i(x, t)$, представим в виде

$$\tilde{\Phi}_i = \Phi_i + \Delta\Phi_i \sin(qx - \Omega t), \quad (16)$$

$$\Phi_i = \frac{\omega n_i d}{c}, \quad \Delta\Phi_i = (-1)^i \Phi_i \frac{3\varepsilon_{xy} U_z a_z}{n_i^2 \sqrt{1+s^2}}, \quad (17)$$

$$s = \frac{2\varepsilon_{xy}}{\varepsilon_{xx} - \varepsilon_{yy}}, \quad (18)$$

где величины без тильды ($\varepsilon_{\alpha\beta}$, n_i и др.) означают невозмущенные их значения в отсутствие звука. Аналогично в (14) $\tilde{G}(x, t)$ также разложим на статическую и динамическую части:

$$\tilde{G} = G_0 + G_1 \sin(qx - \Omega t), \quad (19)$$

где

$$G_0 = \frac{s}{1 + \sqrt{1+s^2}}, \quad G_1 = 2U_z a_z \frac{s^2 - 2}{\sqrt{1+s^2} (1 + \sqrt{1+s^2})}. \quad (20)$$

В полученных выражениях для $E_x(d)$ и $E_y(d)$ необходимо, как обычно [2, 3], экспоненты вида $\exp[\Delta\Phi_i \sin(qx - \Omega t)]$ разложить в ряд Фурье, коэффициентами которого являются функции Бесселя первого рода $J_p(\Delta\Phi_i)$ (p — целые числа).

Окончательные выражения для так называемых индексов дифракции

$$R_\alpha = \text{Re}(E_\alpha/E_0), \quad \alpha = x, y,$$

представлены, в виду их громоздкости, в Приложении (формулы (П.1) и (П.2)). Здесь же мы обсудим полученные с их помощью основные физические результаты.

Прежде всего с целью проверки использованного неравенства (12) оценим величину

$$d\tilde{k}/dt = -\Delta\Phi_i \Omega \cos(qx - \Omega t).$$

Согласно (17)

$$|\Delta\Phi_i| \Omega = \frac{3d\Omega}{4cn_i} (\varepsilon_{xx} - \varepsilon_{yy}) \frac{s}{\sqrt{1+s^2}} (2U_z a_z) \omega. \quad (21)$$

Если взять завышенные оценки (см. Приложение в [1]): $d = 1$ см, $\varepsilon_{xx} - \varepsilon_{yy} \lesssim 10^{-3}$, $2U_z a_z \lesssim 0.5$ и иметь в виду, что максимальное значение $s/\sqrt{1+s^2} \approx 1$ (при $s \gg 1$), при частоте звука $\Omega/2\pi = 10^8$ Гц из (21) находим

$$|\Delta\Phi_i|\Omega < 10^{-5}\omega.$$

Следовательно, неравенство (12) очень хорошо выполняется.

Громоздкость общих формул для R_α в Приложении связана с тем, что неопределенные пока из эксперимента параметры s (18) и $\Delta\Phi_i$ (17) могут, в принципе, изменяться в очень широких пределах (главным образом, за счет поля H_z). Благодаря этому физические результаты для R_α могут сильно изменяться в зависимости от s и $\Delta\Phi_i$ не только в количественном, но и в качественном отношении.

Отметим наличие в данной ситуации (Вариант 1) эффектов трех типов.

1. Из-за наличия оптической анизотропии в базисной плоскости, связанной с антиферромагнетизмом (вектор L) и определяемой компонентами (5) тензора $\varepsilon_{\alpha\beta}$, уже в отсутствие звука ($\Delta\varepsilon_{\alpha\beta} = 0$) существует линейное двулучепреломление (эффект Коттона–Мутона–Фохта), приводящее к повороту плоскости поляризации и эллиптичности света на выходе, который на входе был линейно поляризован (см., например, [7] и [8]). В Приложении этот эффект описывается совместно первыми строками формул для R_x и R_y ((П.1) и (П.2)).

Обсуждение этого эффекта для прошедшей без рассеяния волны не является основной целью нашей статьи, посвященной дифракции в режиме Рамана–Ната (хотя в соответствующих экспериментах его все равно придется учитывать). Поэтому к сказанному мы добавим лишь еще один результат, касающийся двулучепреломления. А именно, мы приведем кривую, которую описывает конец вектора E (точнее, всего относительные проекции на плоскость xy , $R_x \equiv x$ и $R_y \equiv y$). Из указанных формул Приложения (первые строки для R_x и R_y), исключая временные множители, находим, что эта кривая представляет собой эллипс. Не выписывая общего выражения (при произвольных значениях параметра G_0 , изменяющегося в зависимости от величины H_z в пределах от $s/2$ до 1), приведем лишь характеристики этого эллипса в предельном случае $G_0 \rightarrow 1$ (когда $s \gg 1$). Это будет канонический эллипс $(x/a)^2 + (y/b)^2 = 1$, полуоси которого соответственно определяются выражениями

$$a = 2J_0(\Delta\Phi) \cos(\Delta kd), \quad b = 2J_0(\Delta\Phi) \sin(\Delta kd). \tag{22}$$

Здесь мы ввели обозначение для величины

$$\Delta k = (k_1 - k_2)/2 \equiv (\omega/2c)(n_1 - n_2),$$

определяющей разность фаз собственных оптических мод, а также положили

$$\Delta\Phi_1 \cong -\Delta\Phi_2 \equiv \Delta\Phi \approx -\frac{3\pi d}{2n\lambda} \left(\frac{s}{\sqrt{1+s^2}} \right) (\varepsilon_{xx} - \varepsilon_{yy})(2U_z a_z), \tag{23}$$

поскольку (см. (17)) они отличаются лишь за счет малого различия n_1 и n_2 (порядка 10^{-3} – 10^{-4}), обусловленного антиферромагнетизмом. Следовательно, в зависимости от аргумента Δkd косинуса и синуса рассматриваемая кривая в плоскости xy может изменяться от прямой $x = 0$, так что поле $E(d)$ линейно поляризовано вдоль оси y

($\cos(\Delta kd) = 0$), и до прямой $y = 0$, когда $\mathbf{E}(d)$ поляризовано вдоль оси x ($\sin(\Delta kd) = 0$). В промежутке, когда

$$\cos^2(\Delta kd) = \sin^2(\Delta kd) = 1/2,$$

на выходе имеет место круговая поляризация.

О роли указанных условий для Δkd речь будет идти ниже при рассмотрении дифрагированных волн. Здесь добавим лишь, что при других значениях $G_0^2 < 1$ эллипс поляризации может быть повернут относительно осей x и y на определенный угол, зависящий от поля H_z .

2. Второй эффект — обычная дифракция Рамана–Ната, связанная со звуковой модуляцией фазы (16). Из-за анизотропии $\varepsilon_{\alpha\beta}$ мы имеем дело с так называемой анизотропной дифракцией Рамана–Ната: при граничных условиях $\mathbf{E} \parallel x$ ($z = 0$) на выходе (при $z = d$) появляются дифрагированные волны с обеими компонентами, E_x и E_y . Благодаря многократному рассеянию возникают дифрагированные лучи с волновыми векторами $\mathbf{k}_i \pm p\mathbf{q}$ и соответствующими частотами $\omega \pm p\Omega$ ($p = 1, 2, 3, \dots$). То, что в последнем выражении мы оставили частоту $\Omega \ll \omega$, носит чисто символический характер (при вычислении амплитуд из решения уравнений (10) слагаемыми порядка Ω/ω пренебрегалось), чтобы проиллюстрировать квантовый (дискретный) характер процессов рассеяния при выполнении законов сохранения импульса и энергии.

Имея в виду, что полные выражения (П.1) и (П.2) для дифрагированных волн приведены в Приложении, здесь для демонстрации особенностей дифракции Рамана–Ната антиферромагнитного происхождения мы обсудим дифракцию первого порядка ($p = 1$) с $\mathbf{k}_{1,2} \pm \mathbf{q}$, причем в основном снова лишь предельные случаи: $s \ll 1$ ($G_0 \approx s/2$) и $s \gg 1$ ($G_0 \approx 1 - 1/s$).

Соответственно для этих двух случаев получаем (вторая строка формулы (П.1)):

$$G_0 \ll 1: R_{x1}(\Delta\Phi) = J_1(\Delta\Phi) \{ \cos[(\mathbf{k}_1 + \mathbf{q})\mathbf{r} - (\omega + \Omega)t] - \cos[(\mathbf{k}_1 - \mathbf{q})\mathbf{r} - (\omega - \Omega)t] \}, \quad (24)$$

$$G_0 \approx 1: R_{x1}(\Delta\Phi) = J_1(\Delta\Phi) \sin(\Delta kd) \{ \sin[(\mathbf{k} + \mathbf{q})\mathbf{r} - (\omega + \Omega)t] - \sin[(\mathbf{k} - \mathbf{q})\mathbf{r} - (\omega - \Omega)t] \}, \quad (25)$$

где снова принято условие (13) и введено $\mathbf{k} = (\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2)/2$ наряду с $\Delta\mathbf{k} = (\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)/2$. Напомним также, что $r_x \equiv x$ и $r_z \equiv d$. Отметим, что в первом случае дифрагирует только первая световая мода (с показателем преломления $n = n_1$). Фактически (24) означает просто модуляцию звуком амплитуды этой волны как $\sin(qx - \Omega t)$. А во втором случае дифрагируют обе моды (с $n = n_1$ и $n = n_2$), интерферируя при этом.

Что касается амплитуды дифрагированных волн, то в первом случае она определяется функцией $J_1(\Delta\Phi)$, будучи максимальной при $\Delta\Phi = 1.85$. Во втором случае для максимума необходимо, кроме того, условие

$$\Delta kd = (2p + 1)\frac{\pi}{2}, \quad p = 0, 1, 2, \dots \quad (26)$$

Это соответствует тому, чтобы разность фаз двух световых мод была равна нечетному числу $\pi/2$. Заметим, что это как раз то условие, при котором проходящая без рассеяния волна (см. (22)) линейно поляризована вдоль оси y .

Обратимся теперь к компоненте $R_{y1}(\Delta\Phi)$. Здесь для произвольного значения G_0 (из второй строки формулы (П.2)) можно записать

$$R_{y1}(\Delta\Phi) = -\frac{G_0 J_1(\Delta\Phi)}{1 + G_0^2} \sin(\Delta kd) \{ \sin[(\mathbf{k} + \mathbf{q})\mathbf{r} - (\omega + \Omega)t] - \sin[(\mathbf{k} - \mathbf{q})\mathbf{r} - (\omega - \Omega)t] \}. \quad (27)$$

Из этого выражения видно, что его амплитуда при тех же условиях, что и в (26), максимальна при $G_0 \rightarrow 1$ и уменьшается пропорционально s при $s \ll 1$.

3. Третий эффект — дополнительная дифракция Рамана–Ната, обусловленная акустической модуляцией поляризации световых волн, определяемой соотношением (14). Однако в этом случае, аналогично режиму Брэгга, имеется только дифракция первого порядка. Соответствующие выражения, определяемые амплитудой модуляции G_1 (20), даются последними двумя строками (П.1) и (П.2):

$$R_x(G_1) = \frac{2G_0G_1J_0(\Delta\Phi)}{(1+G_0^2)^2} \sin(\Delta kd) \{ \cos[(\mathbf{k}+\mathbf{q})\mathbf{r}-(\omega+\Omega)t] - \cos[(\mathbf{k}-\mathbf{q})\mathbf{r}-(\omega-\Omega)t] \}, \quad (28)$$

$$R_y(G_1) = \frac{2(1-G_0^2)G_1}{(1+G_0^2)^2} J_0(\Delta\Phi) \sin(\Delta kd) \{ \sin[(\mathbf{k}+\mathbf{q})\mathbf{r}-(\omega+\Omega)t] - \sin[(\mathbf{k}-\mathbf{q})\mathbf{r}-(\omega-\Omega)t] \}. \quad (29)$$

Отношение их амплитуд равно $s/2$, а фазы сдвинуты на $\pi/2$. Таким образом, при $s \ll 1$ имеем $R_y \gg R_x$, а при $s \gg 1$, напротив, $R_x \gg R_y$. Напомним, что величина s (18) согласно (5) прямо пропорциональна H_z , поэтому указанное соотношение R_x и R_y можно менять, изменяя поле H_z .

Как видно из приведенных выше формул, амплитуды рассеянных волн весьма сильно зависят от поля H_z (через цепочку соотношений (20), (18) и (5)), а также от амплитуды сдвига фаз $\Delta\Phi$, вызванного звуком (см. (23)). А выражения (28) и (29) зависят еще и от амплитуды звуковой модуляции поляризации G_1 (20). Обе эти величины могут изменяться в широких пределах. Так, $\Delta\Phi$ при экспериментально допустимых значениях параметров можно изменить на три порядка величины (от 10 до 10^{-2}), а амплитуда G_1 может изменить даже знак: $G_1 \approx -2U_z a_z$ при $s \ll 1$ и $G_1 \approx +2U_z a_z$ при $s \gg 1$, при $s = 2$ она обращается в нуль.

Величина $\Delta\Phi$ влияет на амплитуды, поскольку являются аргументом бesselевых функций (в рассматриваемом выше случае J_0 и J_1). Так, функция $J_0(\Delta\Phi) \approx 1$ при $\Delta\Phi \ll 1$ и быстро убывает с увеличением $\Delta\Phi$, меняя знак при $\Delta\Phi \approx 2.4$. Функция $J_1(\Delta\Phi) \approx (1/2)\Delta\Phi$ при $\Delta\Phi \ll 1$ и достигает максимума при $\Delta\Phi = 1.85$. И все эти частные случаи могут быть достигнуты в эксперименте.

Обратим теперь еще раз внимание на множитель $\sin(\Delta kd)$, который присутствует во всех выражениях, кроме (24). В соответствии с (26) он обращается в 1 при

$$(2\pi d/\lambda)(n_1 - n_2) = (2p + 1)\pi/2, \quad p = 0, 1, 2, \dots$$

Отсюда можно оценить толщину d , соответствующую максимальной амплитуде рассматриваемых дифрагированных лучей:

$$d = d_{max} = (2p + 1) \frac{\lambda}{4(n_1 - n_2)} \approx (2p + 1) \cdot 0.1 \text{ см} \quad (30)$$

(принято $n_1 - n_2 \approx 10^{-4}$). Эту толщину можно менять, изменяя поле H_z , поскольку n_1 и n_2 получаются из (13) при $\varepsilon_{\alpha\beta} = 0$ благодаря зависимости ε_{xy} (5) от H_z .

Наконец, представляет интерес оценить отношение амплитуд дифрагированных лучей, связанных соответственно с модуляцией поляризации G_1 и показателем преломления $\Delta\Phi$. Оценим, например, отношение амплитуд $R_{y1}(\Delta\Phi)$ (27) и $R_{y1}(G_1)$ (29). Для частного случая $s \ll 1$ (такого, что и $|\Delta\Phi| \ll 1$) находим

$$R_{y1}(\Delta\Phi)/R_{y1}(G_1) \approx s^2.$$

В этом случае модуляция поляризации дает больший вклад в амплитуду дифракции первого порядка, чем модуляция показателя преломления (фазы).

5. АКУСТИЧЕСКАЯ ДИФРАКЦИЯ ПРИ $\mathbf{H}_\perp \parallel \mathbf{x} \perp 2$ (ВАРИАНТ 2)

Перейдем теперь к Варианту 2, когда $\mathbf{H}_\perp \parallel \mathbf{x} \perp 2$. В этом случае значения $\varepsilon_{\alpha\beta}$ и $\Delta\varepsilon_{\alpha\beta}$ даются выражениями (7) и (8), из которых согласно (13) и (4) видно, что линейная модуляция показателей $\tilde{n}_{1,2}$ вообще отсутствует, а в функции $\tilde{G}(x, t)$, определяющей поляризационные соотношения (14), напротив, отсутствует невозмущенная часть ($G_0 = 0$), но отлична от нуля модулирующая часть ($G_1 \neq 0$). В итоге оказывается

$$G_0 = \Delta\Phi = s = 0. \quad (31)$$

А G_1 , согласно (7) и (8), определяется выражением

$$G_1 = \frac{\Delta\varepsilon_{xy}}{\varepsilon_{xx} - \varepsilon_{yy}} = \frac{2U_y a_y [(b_1 - b_2)L_y^2 + c_3 L_y H_z]}{(b_1 - b_2)L_y^2 + 2c_3 L_y H_z}. \quad (32)$$

Это дает соответственно $G_1 \approx -2U_y a_y$ или $G_1 \approx U_y a_y$ в зависимости от того, какие из слагаемых — спонтанные или полевые — преобладают в разности $\varepsilon_{xx} - \varepsilon_{yy}$.

Легко понять, что индексы дифракции R_x и R_y для этого Варианта 2 получаются из формул предыдущего варианта как частный случай с учетом равенств (31) и (32). Результат будет следующий (его можно получить непосредственно из формул (П.1) и (П.2)):

$$R_x = \cos(k_1 d - \omega t),$$

$$R_y = 2G_1 \sin\left(\frac{k_1 - k_2}{2}d\right) \times \\ \times \left\{ \cos\left[\left(\frac{k_1 + k_2}{2} + \mathbf{q}\right)\mathbf{r} - (\omega - \Omega)t\right] - \cos\left[\left(\frac{k_1 + k_2}{2} - \mathbf{q}\right)\mathbf{r} - (\omega - \Omega)t\right] \right\}, \quad (33)$$

где

$$k_1 = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_{xx}}, \quad k_2 = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_{yy}},$$

а ε_{xx} , ε_{yy} и G_1 берутся соответственно из (7) и (32).

Таким образом, в данном случае имеются лишь два симметрично расположенных дифрагированных луча, причем только первого порядка, с вектором поляризации, направленным под углом $\pi/2$ к направлению поляризации падающего света. Обычное двулучепреломление здесь не проявляется, потому что падающий свет является одной из собственных оптических мод с показателем преломления $n_1 = \sqrt{\varepsilon_{xx}}$.

Амплитуда R_y (33), максимальная при условии, аналогичном (26) (или (30)), определяется величиной G_1 (32), которая при мощности звукового потока 1–10 Вт/см² может составлять 0.15–0.5. Формула (32) определяет также полевую зависимость амплитуды R_y .

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Настоящая работа посвящена не столько получению результатов, сколько их обсуждению и количественным оценкам — всего, что необходимо для постановки соответствующих экспериментов. И все же хочется сделать некоторые дополнения в отношении оценок. Дело в том, что в применении к FeVO_3 для Варианта 1 нам фактически неизвестен один параметр s (18) или, более точно, константа c_3L в выражении для ε_{xy} (5). То же самое можно сказать о Варианте 2, где тоже необходимо знать слагаемые с c_3L в (7) и (8).

По-видимому, для обоих случаев с целью определения величины c_3L достаточно провести один из двух возможных магнитооптических экспериментов: или измерить $\varepsilon_{xy}(H_z)$ в Варианте 1, или полевые слагаемые в разности $\varepsilon_{xx} - \varepsilon_{yy}$ для Варианта 2.

Для получения большей интенсивности вкладов в дифракцию Рамана–Ната (24), (25) и (27), связанных с модуляцией фазы, желательнее, как уже упоминалось, чтобы $\Delta\Phi \approx 1.85$. Этого можно достичь, взяв, например, $d = 2$ мм, $\varepsilon_{xx} - \varepsilon_{yy} \approx 10^{-3}$ и $s = 1$. Тогда из (23) имеем $|\Delta\Phi| = 10U_z a_z$, что дает искомую величину при $a_z < 10^{-5}$ путем подгонки U_z изменением поля H_{\perp} .

Что касается вкладов в дифракцию Рамана–Ната, связанных с модуляцией поляризации (с параметром G_1 из (20)), то здесь, согласно (28) и (29), для Варианта 1 выгодно иметь $|\Delta\Phi| \ll 1$. При этом при условии $s < 1$ большую амплитуду из двух вкладов (28) и (29) будет иметь $R_y(G_1)$. Ее величина определяется значением произведения $U_z a_z$, которое может давать относительную амплитуду дифрагированной волны в несколько десятков процентов. Для Варианта 2 величина G_1 (32), будучи по порядку величины равной $|U_z a_y|$, тоже может дать десятипроцентную амплитуду дифракции Рамана–Ната в R_y (29).

Наконец, угол дифракции первого порядка равен

$$\Theta_{1,2} \approx \sin \Theta_{1,2} = \pm \frac{q}{k}. \quad (34)$$

Учитывая, что $q = \Omega/v$ и $k = 2\pi n/\lambda$, и выбрав в качестве $v = 5 \cdot 10^5$ см/с (среднюю из двух указанных выше скоростей звука) (Варианты 1 и 2), для FeVO_3 из формул (34) находим

$$|\Theta_{1,2}| \approx 5 \cdot 10^{-3} \text{ рад} \approx 0^\circ 20'.$$

Надо еще иметь в виду, что в некоторых случаях дифрагированная волна поляризована под углом $\pi/2$ к падающей.

По-видимому, к наиболее простому случаю для первого эксперимента относится формула (33), соответствующая Варианту 2, когда отсутствует модуляция фазы (в линейном по звуковым деформациям приближении) и когда при заданных граничных условиях (15) недифрагированная волна с $\mathbf{E} \parallel y$ отсутствует, так что дифрагированная волна с $\mathbf{E} \parallel y$ должна наблюдаться на нулевом фоне. Геометрия эксперимента описана в тексте (для обоих вариантов), и необходимо иметь образцы в виде пластинок толщиной порядка 1 мм с нормалью, параллельной тригональной оси симметрии.

Автор благодарит М. И. Куркина за обсуждение результатов работы и стимулирующие замечания, а В. В. Николаева за ценную помощь.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 96-02-16489).

ПРИЛОЖЕНИЕ

Общие формулы для индексов дифракции для варианта $\mathbf{H}_\perp \parallel 2 \parallel x$:

$$R_x = \sum_{i=1,2} \left\{ \frac{\delta_{i1} + G_0^2 \delta_{i2}}{1 + G_0^2} \left[J_0(\Delta\Phi_i) \cos(k_i d - \omega t) + \sum_{p=1}^{\infty} J_p(\Delta\Phi_i) (\cos(ip+) + (-1)^p \cos(ip-)) \right] + \frac{G_0 G_1}{(1 + G_0^2)^2} (-1)^i J_0(\Delta\Phi_i) \times \left[\sin[(\mathbf{k}_i + \mathbf{q})\mathbf{r} - (\omega + \Omega)t] - \sin[(\mathbf{k}_i - \mathbf{q})\mathbf{r} - (\omega - \Omega)t] \right] \right\}, \quad (\text{П.1})$$

$$R_y = \sum_{i=1,2} (-1)^{i+1} \left\{ \frac{G_0}{1 + G_0^2} \left[J_0(\Delta\Phi_i) \cos(k_i d - \omega t) + \sum_{p=1}^{\infty} J_p(\Delta\Phi_i) (\cos(ip+) + (-1)^p \cos(ip-)) \right] + \frac{(1 - G_0^2)G_1}{(1 + G_0^2)^2} J_0(\Delta\Phi_i) \times \left[\sin[(\mathbf{k}_i + \mathbf{q})\mathbf{r} - (\omega + \Omega)t] - \sin[(\mathbf{k}_i - \mathbf{q})\mathbf{r} - (\omega - \Omega)t] \right] \right\}. \quad (\text{П.2})$$

Здесь

$$(ip\pm) = (\mathbf{k}_i \pm p\mathbf{q})\mathbf{r} - (\omega \pm p\Omega)t,$$

$$\mathbf{k}_i \parallel z, \quad \mathbf{q} \parallel x, \quad r_x = x, \quad r_z = d, \quad k_i = \frac{\omega}{c} n_i.$$

Литература

1. Е. А. Туров, ЖЭТФ **98**, 655 (1990).
2. А. Ярив, П. Юх, *Оптические волны в кристаллах*, Мир, Москва (1987).
3. Э. Дьелесон, Д. Руайе, *Упругие волны в твердых телах*, Наука, Москва (1982).
4. Дж. Н. Ли, Э. Вандерлугт, ТИИЭР **77**(10), 158 (1989).
5. Н. И. Евтихеев, В. В. Мошкин, В. Л. Преображенский, Н. А. Экономов, Письма в ЖЭТФ **35**, 31 (1982).
6. Е. А. Туров, УФН **164**, 325 (1994).
7. Е. А. Туров, *Кинетические, оптические и акустические свойства антиферромагнетиков*, Изд-во УрО АН СССР, Свердловск (1990).
8. Г. А. Смоленский, Р. В. Писарев, И. Г. Синий, УФН **116**, 231 (1975).