

Акустооптическая дифракция в гематите, обусловленная магнитоупругой модуляцией поляризаций оптических мод

С. А. Мигачев, М. Ф. Садыков, М. М. Шакирзянов¹⁾

Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского РАН, 420029 Казань, Россия

Поступила в редакцию 2 июня 2008 г.

В легкоплоскостном антиферромагнетике $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ экспериментально обнаружена дифракция света на звуке в режиме Рамана-Ната, обусловленная магнитоупругой модуляцией поляризаций нормальных оптических мод, распространяющихся вдоль тригональной оси кристалла. Исследована зависимость параметров дифракции от величины постоянного магнитного поля, приложенного в базисной плоскости. Интенсивность дифрагированной волны, в полях порядка поля монодоменизации исследуемых образцов ($H_D \approx 1.8$ кЭ), при мощности звукового потока $I_S \sim 7.0$ Вт/см² составила примерно 0.11% от интенсивности света на входе, а ее поляризация была перпендикулярна поляризации входной линейно поляризованной волны. Показано, что наблюдаемая интенсивность сравнима с интенсивностью акустооптической дифракции в немагнитных материалах. Полученные результаты хорошо описываются теорией акустооптической дифракции в антиферромагнетиках [1] и подтверждают ее основные выводы.

PACS: 72.55.+s, 78.20. Hp

В теоретических работах [1, 2], посвященных изучению влияния антиферромагнитного порядка на акустические и оптические свойства кристаллов, предсказывался и подробно обсуждался ряд новых, магнитоупругих механизмов дифракции света на звуке в режиме Рамана-Ната. Природа этих механизмов акустооптической дифракции связана с осцилляциями вектора антиферромагнетизма \mathbf{L} , приводящими к модуляции как фазы, так и поляризации нормальных мод оптических колебаний. Проявление того или иного механизма акустооптической дифракции антиферромагнитной природы определяется взаимной ориентацией волновых векторов света и звука, направлением поляризации звука и направлением постоянного магнитного поля относительно кристаллографических осей кристалла. В работе [1] показано, что в соответствующей геометрии возможна ситуация, когда звук не дает линейного деформационного вклада в показатели преломления нормальных мод оптических колебаний в образце и тем самым не приводит к механизму акустооптической дифракции в режиме Рамана-Ната, определяемой модуляцией фаз этих мод. В то же время, благодаря сильной магнитоупругой связи, звук линейным образом модулирует поляризацию световых мод, что и приводит к возникновению нового, эффективного механизма дифракции в антиферромагнетиках. Однако несмотря на значительные теоретические наработки [1, 2], экспериментальные исследования явления акустоопти-

ческой дифракции в антиферромагнитных кристаллах практически не проводились. Это касается прежде всего изучения именно антиферромагнитных механизмов дифракции света на звуке, и восполнение этого пробела является, на наш взгляд, весьма актуальной задачей. (Здесь нельзя не отметить работу [3], посвященную экспериментальному исследованию акустической модуляции эффектов магнитного двупреломления оптического излучения в гематите.) В данной работе сообщается о первом непосредственном наблюдении акустооптической дифракции, связанной с магнитоупругой модуляцией поляризаций нормальных оптических мод, в легкоплоскостном антиферромагнетике $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$.

1. Геометрия эксперимента соответствовала одному из вариантов взаимной ориентации направлений магнитного поля, распространения звука и оптического излучения относительно кристаллографических осей кристалла гематита, предложенных в [1, 2](вариант 2). Эксперименты проводились в постоянном магнитном поле, приложенном в базисной плоскости ($\mathbf{H} \perp \mathbf{C}_3$), перпендикулярно одной из осей второго порядка $\mathbf{C}_2(\mathbf{H} \parallel \mathbf{X} \perp \mathbf{C}_2, \mathbf{L} \parallel \mathbf{Y})$. При этом предполагается, что образец монодоменизирован и что выполняется условие $\mathbf{H} \parallel \mathbf{X} \parallel \mathbf{M} \perp \mathbf{L}$ (\mathbf{M} – слабоферромагнитный момент в базисной плоскости). В однодоменных образцах гематита данное условие, то есть насыщение намагниченности, осуществляется в полях порядка $H_S \approx (0.6 \div 0.9)$ кЭ, существенно меньших поля монодоменизации исследуемых образцов $H_D \approx 1.8$ кЭ. Поперечные звуко-

¹⁾e-mail: dissoviet@kfti.knc.ru

вые волны на частоте $\nu \simeq 91.0$ МГц распространялись вдоль оси $\mathbf{X}(\mathbf{q} \parallel \mathbf{X})$ и были поляризованы перпендикулярно этой оси ($\mathbf{e} \parallel \mathbf{Y}$) (\mathbf{q} – волновой вектор, \mathbf{e} – вектор поляризации звука). Линейно-поляризованное на входе вдоль оси \mathbf{X} инфракрасное излучение (длина волны $\lambda_0 = 1.32$ мкм в области оптической прозрачности образцов) с волновым вектором \mathbf{k} распространялось вдоль оси $\mathbf{C}_3(\mathbf{k} \parallel \mathbf{C}_3)$. Образцы представляли собой тонкие пластины гематита толщиной $d = 1.65$ мм с плоскопараллельными, оптически обработанными большими гранями, перпендикулярными оси \mathbf{C}_3 .

Экспериментальная установка состояла из четырех основных блоков: источника оптического излучения, измерительной ячейки, приемника оптического излучения и системы акустической накачки. В качестве источника оптического излучения использовался полупроводниковый лазер ИЛПН – 1300/1550 с выходной мощностью до 40 мВт. В качестве поляризаторов оптического излучения применялись призмы Глана-Томпсона. Регистрация прошедшего через образец света осуществлялась фотоприемником на основе фотосопротивления с охлаждением по эффекту Пельтье. Сигнал с фотосопротивления усиливался двухкаскадным усилителем с регулируемым коэффициентом усиления. Поперечные акустические волны возбуждались в образце путем трансформации продольных колебаний при отражении от торца образца, срезанного под соответствующим углом α . Угол скоса выбирался из условия $\alpha = \arctan V_t/V_l$, где V_t и V_l – скорости поперечной и продольной акустических волн в соответствующих направлениях в гематите (аналог угла Брюстера). Для возбуждения продольных колебаний использовался Z -срез монокристалла ниобата лития, приклеиваемый к боковой грани образца вблизи скошенного торца (рис.1). В хо-

10 Вт/см²) происходит заметное нагревание (на несколько десятков градусов) образцов. Это существенно сказывалось на уровне интенсивности прошедшего через образец светового пучка. Для минимизации маскирующего действия этого нагрева эксперименты проводились в режиме импульсной амплитудной модуляции ультразвука с частотой 1 кГц и скважностью 4.

2. В соответствии с экспериментальной ситуацией, когда на образец падает линейно поляризованное вдоль оси $\mathbf{X} \perp \mathbf{C}_2$ оптическое излучение с амплитудой E_0 , в образце вдоль оси \mathbf{C}_3 распространяются две нормальные, плоско поляризованные оптические моды $\mathbf{E}_1(Z)$ и $\mathbf{E}_2(Z)$. Граничные условия для амплитуд этих мод на входе имеют вид ($Z = 0$)

$$E_x(0) = (E_{1x}(0) + E_{2x}(0)) = E_0,$$

$$E_y(0) = (E_{1y}(0) + E_{2y}(0)) = 0.$$

Направление поляризаций нормальных мод $\mathbf{E}_1(Z)$ и $\mathbf{E}_2(Z)$ определяется АФ вкладами типа (LL) , (LH) в компоненты тензора диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{xx}, \varepsilon_{yy}, \varepsilon_{xy}$ в базисной плоскости [1, 4, 5]. Согласно [1, 4, 5], при отсутствии компоненты магнитного поля вдоль оси $\mathbf{C}_3(H_z = 0)$ показатели преломления этих мод $n_{1,2}$ не зависят от ориентации вектора антиферромагнетизма $\mathbf{L} \perp \mathbf{C}_3$ в базисной плоскости. В нашем случае, магнитное линейное двулучепреломление света также отсутствует, поскольку падающий свет является одной из собственных оптических мод с показателем преломления $n_1 = (\varepsilon_{xx})^{1/2}$ [1].

В экспериментах измерялась зависимость относительной интенсивности $I(d)/I_0$ выходящего из образца оптического излучения для двух направлений поляризаций: $\mathbf{E}_{\parallel}(d) \parallel \mathbf{X}$, $\mathbf{E}_{\perp}(d) \parallel \mathbf{Y} \perp \mathbf{X}$ ($I_{\parallel}(d)/I_0$ и $I_{\perp}(d)/I_0$, соответственно, I_0 – интенсивность света на входе) от величины поля, приложенного в базисной плоскости в отсутствие звука и при включении акустической накачки. Магнитное поле изменялось в интервале $0 \leq H \leq 8$ кЭ. На рис. 2 приведены зависимости относительных интенсивностей $I_{\parallel}(d)/I_0$ и $I_{\perp}(d)/I_0$ света в отсутствие звука. Как следует из рис. 2, в полях до $H_D \simeq 1.8$ кЭ, соответствующему полю монодоменизации гематита, наблюдается резкое возрастание $I_{\parallel}(d)/I_0$ и аналогичное уменьшение $I_{\perp}(d)/I_0$. С ростом величины поля выше значений H_D интенсивности $I_{\parallel}(d)$ и $I_{\perp}(d)$ ($I_{\parallel}(d) \gg I_{\perp}(d) \approx 0$) остаются практически неизменными. Эти зависимости полностью соответствуют результатам работ [5, 6] по изучению полевой зависимости эффекта магнитного двулучепреломления оптического излучения в гематите. Зависимость, наблюдалась в малых по-

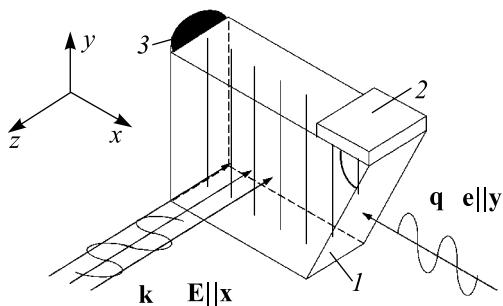


Рис.1. Схема акустооптической ячейки: 1 – образец, 2 – пьезопреобразователь, 3 – поглотитель звука

де экспериментов было установлено, что при стационарном режиме возбуждения и используемых уровнях вводимой в образец акустической мощности (до

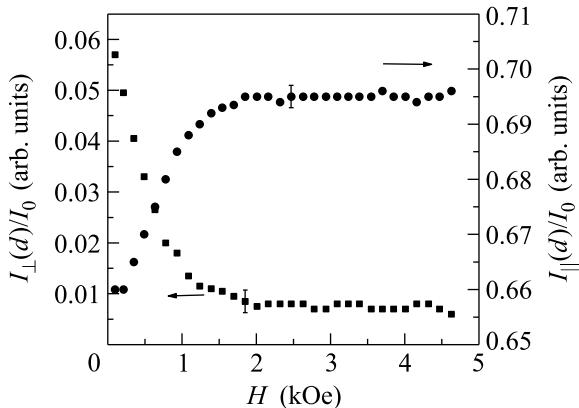


Рис.2. Зависимости относительных интенсивностей $I_{\parallel}(d)/I_0$ и $I_{\perp}(d)/I_0$ от величины магнитного поля H в отсутствие звука

лях, очевидно, обусловлена располяризацией оптического луча на доменах и рассеянием на доменных границах. Направления поляризаций нормальных мод в домене, определяемые, согласно [5], выражением ($E_{\parallel} \equiv E_x, E_{\perp} \equiv E_y$)

$$(E_y/E_x)_1 = -(E_x/E_y)_2 \approx \varepsilon_{xy}/(\varepsilon_{xx} - \varepsilon_{yy}), \quad (1)$$

различаются в разных доменах, поскольку компонента $\varepsilon_{xy}^{(i)}$ пропорциональна $\sin 2\varphi_i$, а разность компонент $(\varepsilon_{xx}^{(i)} - \varepsilon_{yy}^{(i)})$ пропорциональна $\cos 2\varphi_i$, где φ_i – угол между направлением вектора антиферромагнетизма \mathbf{L}_i в i -м домене и осью C_2 кристалла. С ростом поля, в процессе монодоменизации, угловая зависимость исчезает, поскольку $\varphi_i \rightarrow 0$. И в полях $H > H_D$, согласно рассматриваемым условиям эксперимента и выводам теории [5], на выходе из образца должна наблюдаться лишь одна из компонент, а именно, $I_{\parallel}(d) \equiv I_x(d)$.

3. В кристаллах, в зависимости от величины параметра

$$S = (2\pi\lambda_0 l/n\Lambda^2), \quad (2)$$

обычно рассматриваются два предельных режима акустооптической дифракции: брэгговская дифракция при $S \gg 1$ и дифракция в режиме Рамана-Ната, если $S < 1$ (l – толщина звукового пучка, проходящего светом, λ_0/n и Λ – длины волн света и звука в среде, n – показатель преломления для света в среде) [7]. В нашем случае в тонких пластинках, где $l \simeq d$, параметр $S < 1$ и осуществляется дифракция в режиме Рамана-Ната. При возбуждении в образце звука взаимодействие проходящего света с упругими волнами приводит к появлению на выходе рассеянных оптических волн с различной поляризацией. Эти лучи возникают на частотах $\omega \pm p\Omega$ с соответствующими волновыми векторами $\mathbf{k}_i \pm p\mathbf{q}$ ($i = 1, 2;$

$p = 1, 2, 3, \dots$) и распространяются в дальнейшем под разными углами к начальному направлению $\mathbf{k} \parallel C_3$ ($\omega, \Omega = 2\pi\nu$ – циклические частоты света и звука, соответственно). Согласно [1, 2], в линейном по звуковым деформациям приближении в данной геометрии эксперимента (см. выше) модуляции звуком фаз нормальных оптических мод не происходит. И тогда из двух антиферромагнитных механизмов дифракции срабатывает механизм модуляции звуком поляризаций этих мод (“поляризационный” механизм по терминологии [8]). Это соответствует тому, что в выражении (1), определяющем направления поляризаций нормальных оптических мод в образце, звуком модулируется лишь одна компонента тензора диэлектрической проницаемости, ε_{xy} ($\Delta\varepsilon_{xy}(t) \neq 0$). В этом случае должны наблюдаться лишь два симметрично расположенных дифрагированных луча первого порядка ($p = 1$) с вектором поляризации, перпендикулярным направлению поляризации падающего излучения [1]. Здесь следует отметить, что величина угла отклонения дифрагированного луча весьма невелика и составляет всего несколько десятков минут ($\theta_1 \approx \approx \sin \theta_1 = \lambda_0/n\Lambda \approx 0^{\circ}35'$). В то же время излучение используемого полупроводникового лазера обладает значительной расходимостью, что на малых расстояниях не позволяет пространственно разделить проходящий и дифрагированные пучки. Однако поскольку в результате дифракции происходит перераспределение интенсивности света по дифрагированным лучам и поскольку антиферромагнитный механизм дифракции предполагает изменение поляризации дифрагированного луча, то в наших экспериментах о дифракционных явлениях можно было судить по изменению при включении звука интенсивности $I_{\perp}(d)$ ($\Delta I_{\perp}(d)$) перпендикулярной компоненты света $E_{\perp}(d)$ на выходе из образца. На рис.3 представлены результаты измерений зависимости относительной интенсивности дифрагированного света $\Delta I_{\perp}(d)/I_0$ от величины постоянного магнитного поля в базисной плоскости. Аналогичную зависимость от поля проявляет также наблюдаемое уменьшение интенсивности параллельной компоненты оптического излучения ($\Delta I_{\parallel}(d)/I_0$) в соответствии с тем, что часть световой энергии переходит в энергию дифрагированной волны с перпендикулярной поляризацией ($\Delta I_{\perp}(d) = \Delta I_{\parallel}(d)$). Из рис.3 видно, что величина сигнала $\Delta I_{\perp}(d)/I_0$ увеличивается с ростом поля до значений $H_{\max} \approx 0.9$ кЭ и в дальнейшем монотонно спадает до нулевых значений.

Наблюдаемую на эксперименте зависимость интенсивности дифрагированной волны от величины поля, на наш взгляд, можно объяснить из следую-

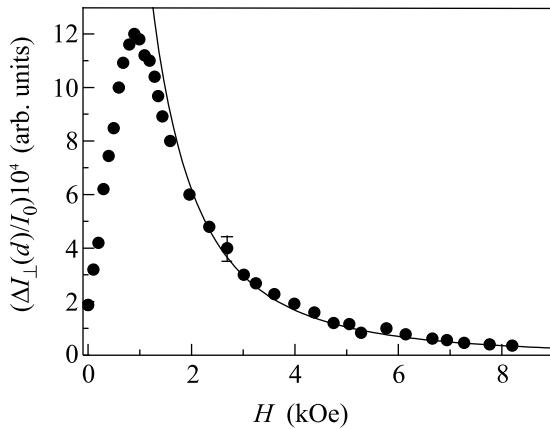


Рис.3. Зависимость относительной интенсивности дифрагированной волны $\Delta I_{\perp}(d)/I_0$ от величины магнитного поля H . Сплошная линия – теоретическая зависимость (формула (7)), построенная для амплитуды деформаций $u_y \approx 5.5 \cdot 10^{-6}$

щих соображений. В полях $H \geq H_D$ относительная амплитуда дифрагируемых в 1-й порядок световых волн на выходе из образца определяется выражением (формула (33) работы [1]):

$$\Delta E_{\perp}(d)/E_0 = -4u_y U_1 \sin(\Delta kd), \quad (3)$$

$$U_1 = 2H_E B_{66}/M_0 H_f^2, \quad (4)$$

где u_y – относительная амплитуда акустических деформаций, (Δkd) – разность фаз нормальных мод световых волн на выходе из образца, связанная с магнитным линейным двулучепреломлением света [4, 5], U_1 – коэффициент обменного усиления, B_{66} – магнитоупругая константа, M_0 – намагниченность подрешетки, $H_f^2 = (H(H + H_d) + H_a^2)$ – эффективное магнитное поле, определяющее частоту АФМР квазиферромагнитной моды, H_E – обменное поле, H_d – поле Дзялошинского, H_a – эффективное поле базисной анизотропии [8]. Разность фаз, определяемая выражением $(\Delta kd) = (2\pi d/\lambda_0)(n_1 - n_2)_M$ [1], при используемых толщинах образца d , длины волны света λ_0 и экспериментального значения разности показателей преломления нормальных мод $(n_1 - n_2)_M \approx (1.5 \div 2) \cdot 10^{-4}$ [6], близка по своей величине к $\pi/2$. Относительную интенсивность дифрагированной в 1-й порядок световой волны в случае дифракции Рамана-Ната в тонких пластинках в рассматриваемой геометрии можно представить в виде [2, 7, 9]

$$\Delta I_{\perp}(d)/I_0 \approx (\pi d/\lambda_0)^2 I_S M_{66}/2, \quad (5)$$

где $M_{66} \equiv M_{xyxy}$ – компонента тензора акустооптической добротности [7]. Компонента M_{66} при усло-

вии, что дифракция обусловлена антиферромагнитными вкладами в фотоупругое взаимодействие, определяется выражением [2]

$$M_{66} \approx 4U_1^2(n_1 - n_2)_M^2 / \rho V_t^3, \quad (6)$$

где ρ – плотность кристалла, V_t – скорость поперечного звука. Выражение (6) было получено при условии, что $(n_1 + n_2) \equiv (n_{xx} + n_{yy}) \approx 2n_1$ с учетом малости $(n_1 - n_2)_M$. Мощность звукового потока в веществе определяется выражением $I_S = 2\rho V_t^3 u_y^2$ [7]. Поскольку величина $(2\pi d/\lambda_0)(n_1 - n_2)_M \approx \pi/2$, то для относительной интенсивности дифрагированной волны в окончательном виде получаем

$$\Delta I_{\perp}(d, H)/I_0 \approx (\pi/2)^2 (u_y U_1)^2. \quad (7)$$

На рис.3 также приведена кривая $F(H) \equiv \Delta I_{\perp}(d, H)/I_0$ (сплошная линия), построенная для значений амплитуды деформаций $u_y \sim 5.5 \cdot 10^{-6}$, соответствующих мощности звукового потока в образце $I_S \sim 7.0$ Вт/см² (см. ниже). Здесь и в дальнейшем, при проведении численных расчетов, мы воспользовались значениями соответствующих величин, приведенными в работах [5, 10]. Как видно из рисунка, наблюдаемая на эксперименте зависимость интенсивности дифрагированного сигнала при $H \geq H_D$ достаточно хорошо описывается выражением (7). Зависимость, наблюдаемая в малых полях, как уже упоминалось, очевидно, обусловлена располяризацией оптического луча в доменах и рассеянием света и звука на доменных границах, уменьшающихся с ростом поля в процессе монодоменизации. В области полей $H_S \leq H \leq H_D$ (H_S – поле насыщения намагниченности однодоменного образца) основную роль начинает играть быстрое уменьшение коэффициента обменного усиления U_1 с увеличением величины поля (см. выражения (4), (7)). Легко убедиться в том, что в рассматриваемом интервале полей увеличение интенсивности, связанное с процессом монодоменизации образца, составляет приближенно 2% (см. рис.2). В то же время интенсивность дифрагированного луча, вследствие уменьшения коэффициента обменного усиления, падает в этом интервале полей в соответствии с выражениями (4), (7) более чем в 4 раза. Этим также объясняется наблюдение максимума интенсивности дифрагированного луча в полях $H_{\max} \approx 0.9$ кЭ, существенно меньших поля монодоменизации наших образцов $H_D \approx 1.8$ кЭ.

Согласно результатам измерений, относительная интенсивность дифрагированной волны, достигаемая в полях $H \approx H_D$, приближенно равна $\Delta I_{\perp}(d)/I_0 \approx$

$\approx 1.1 \cdot 10^{-3}$ и сравнима с интенсивностью дифрагированного света в немагнитных материалах при той же мощности звукового потока I_S . Например, в кристалле той же тригональной симметрии LiNbO_3 , широко применяемой в акустооптических устройствах. Относительная интенсивность света (I_{+1}/I_0), дифрагированного, например, в +1-й порядок, в немагнитных кристаллах может быть рассчитана при нормальном падении на пластину по формуле, аналогичной выражению (5) [9]. Однако при этом нужно помнить, что коэффициент акустооптической добротности M_{66}^* в немагнитных кристаллах (M_{66}^*) определяется кристаллическим фотоупругим взаимодействием, и что длина волны света в области прозрачности данного кристалла равна $\lambda_0^* = 0.6328 \text{ мкм}$. Используя экспериментальные данные, приведенные в работах [7, 9], и известные формулы для компонент тензора акустооптической добротности (см., например, (52) в [2]) для кристалла LiNbO_3 имеем, что величина $M_{66}^* \approx 0.33 \cdot 10^{-18}$. Мощность звукового потока I_S может быть выражена через относительную интенсивность дифрагированной волны $\Delta I_\perp(d)/I_0$ (формула (7)):

$$I_S \simeq 0.8\rho V_t^3 (U_1)^{-2} (\Delta I_\perp(d)/I_0), \quad (8)$$

где $\rho = 5.29 \text{ г/см}^3$ – плотность гематита, $V_t = 4.2 \cdot 10^5 \text{ см/с}$ – скорость поперечного звука в гематите в рассматриваемой геометрии эксперимента. Величина коэффициента усиления U_1 , вычисленная при $H \simeq H_D$, равна $U_1 \approx 3.3 \cdot 10^3$. Подставив полученное для I_S выражение (9) в формулу (5) (в которой нужно положить $M_{66} = M_{66}^*$, $\lambda_0 = \lambda_0^*$) и проведя численные расчеты, получаем $I_{+1}/I_0 \approx 0.33 \times (\Delta I_\perp(d)/I_0)$.

Таким образом, из вышеизложенного можно заключить, что эффективность экспериментально наблюданной акустооптической дифракции в режиме

Рамана-Ната, определяемой магнитным “поляризационным” механизмом, не только сравнима, но и больше эффективности акустооптической дифракции в немагнитном кристалле в той же геометрии. В то же время необходимо отметить, что некоторые компоненты тензора акустооптической добротности в том же кристалле ниобата лития существенно превышают значение M_{66}^* , и эффективность дифракции в соответствующей геометрии может быть порядка $I_{+1}/I_0 \approx 5.2 \times (\Delta I_\perp(d)/I_0)$. Следует также заметить, что амплитуда дифрагируемой волны для гематита может быть значительно увеличена для тех же значений мощности звука I_S при использовании предварительно монодоменизированных образцов, за счет больших значений U_1 в полях $H < H_D$. При этом не следует забывать, что величина поля должна быть достаточной для выполнения условия $\mathbf{L} \perp \mathbf{H}$ [1, 2].

1. Е. А. Туров, ЖЭТФ **112**, 1464 (1997).
2. Е. А. Туров, ЖЭТФ **98**, 655 (1990).
3. Н. Н. Евтихиев, В. В. Мокшин, В. Л. Преображенский и др., Письма в ЖЭТФ **35**, 317 (1982).
4. Г. А. Смоленский, Р. В. Писарев, И. Г. Синий, УФН **116**, 231 (1975).
5. В. С. Меркулов, Е. Г. Рудашевский, А. Ле Галль, К. Лейкюрас, ЖЭТФ **75**, 628 (1978); **80**, 161 (1981).
6. Р. В. Писарев, И. Г. Синий, Г. А. Смоленский, Письма в ЖЭТФ **9**, 294 (1969).
7. Э. Дьюлесон, Д. Руайе, Упругие волны в твердых телах, М.: Наука, 1982.
8. Е. А. Туров, А. В. Колчанов, В. В. Меньшенин и др., Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков, М.: Физматлит, 2001.
9. Р. Дамон, В. Мэлони, Д. Мак-Магон, в кн. Физическая акустика, т. 7, гл. 5, М.: Мир, 1974.
10. М. Н. Seavey, Sol. St. Comm. **10**, 219 (1972).