

Дифракция света на звуке в антиферромагнетике $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ в режиме Рамана–Ната, обусловленная модуляцией поляризаций нормальных оптических мод

© С.А. Мигачев, М.Ф. Садыков, М.М. Шакирзянов

Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского Российской академии наук, 420029 Казань, Россия

E-mail: dissovet@kfti.knc.ru

(Поступила в Редакцию в окончательном виде 20 февраля 2008 г.)

В легкоплоскостном антиферромагнетике $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ экспериментально обнаружена дифракция света на звуке в режиме Рамана–Ната, обусловленная линейной модуляцией поляризаций нормальных оптических мод, распространяющихся вдоль тригональной оси C_3 кристалла, связанной с осцилляциями вектора антиферромагнетизма L , вызванными магнитоупругим взаимодействием. Исследована зависимость параметров дифракции от величины постоянного магнитного поля H_{\perp} , приложенного в базисной плоскости. Полученная зависимость в полях выше поля монодоменизации гематита ($H_D \sim 1.8 \text{ kOe}$) полностью соответствует полевой зависимости коэффициента обменного усиления магнитоупругой связи. Максимум интенсивности дифрагированной волны, достигаемый в полях $H_{\perp} \approx H_D$, при мощности звукового потока в образце около 1 W/cm^2 составил приблизительно 0.9% от интенсивности света на входе, а ее поляризация была перпендикулярна поляризации входной линейно поляризованной волны. Полученные результаты качественно согласуются с выводами теории акустооптической дифракции в антиферромагнетиках и подтверждают антиферромагнитный характер механизма дифракции в изучаемой геометрии эксперимента.

PACS: 72.55.+s, 78.20.Hr

1. В теоретических работах [1,2] (см. также ссылки в [3]), посвященных изучению влияния антиферромагнитного (АФ) порядка на акустические и оптические свойства магнитоупорядоченных кристаллов, предсказывался и подробно обсуждался ряд новых, чисто АФ-механизмов дифракции света на звуке в режиме Рамана–Ната. Природа новых механизмов акустооптической дифракции связана с осцилляциями вектора антиферромагнетизма L , приводящими к модуляции как фазы, так и поляризации нормальных мод оптических колебаний. При модуляции поляризаций звук не дает линейного деформационного вклада в показатели преломления нормальных мод и тем самым не приводит к механизму акустической дифракции, определяемой модуляцией фаз нормальных мод оптических колебаний [1–3]. Проявление того или иного механизма акустической дифракции АФ-природы определяется взаимной ориентацией волновых векторов света и звука, направлением поляризации звука и направлением постоянного магнитного поля относительно кристаллографических осей кристалла. Однако, несмотря на известные теоретические работы [1–3], экспериментальные исследования явления акустооптической дифракции в АФ-кристаллах практически не проводились. Это касается прежде всего изучения чисто АФ-механизмов дифракции света на звуке; восполнение этого пробела является, на наш взгляд, весьма актуальной задачей. (Здесь следует отметить работу [4], посвященную экспериментальному исследованию акустической модуляции эффектов магнитного двулучепреломления оптического излучения в легкоплоскостном антиферромагнетике $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$). В на-

стоящей работе сообщается о первых результатах экспериментальных исследований АФ-механизма дифракции, связанной с модуляцией поляризаций оптических мод, в легкоплоскостном антиферромагнетике $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$.

2. 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]. Эксперименты проводились в постоянном магнитном поле, приложенном в базисной плоскости ($H_{\perp} \perp C_3$), параллельно одной из осей второго порядка C_2 ($H_{\perp} \parallel C_2 \parallel X$). Поперечные звуковые волны на частоте $\nu \approx 91 \text{ MHz}$ распространялись вдоль этой же оси C_2 ($q \parallel C_2$) и были поляризованы вдоль тригональной оси C_3 ($e \parallel C_3$) (q — волновой вектор, e — вектор поляризации звука). Линейно поляризованное на входе вдоль оси $X \parallel C_2$ инфракрасное излучение (длина волны $\lambda = 1.32 \mu\text{m}$ в области оптической прозрачности образцов) с волновым вектором k распространялось вдоль оси C_3 ($k \parallel C_3$). Образцы представляли собой тонкие пластины гематита толщиной $d = 1.65 \text{ mm}$ в форме прямоугольных параллелепипедов с плоскопараллельными, оптически обработанными большими гранями, перпендикулярными оси 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 ИПЛН-1300/1550 с выходной мощностью до 40 mW. В качестве поляризаторов оптического из-

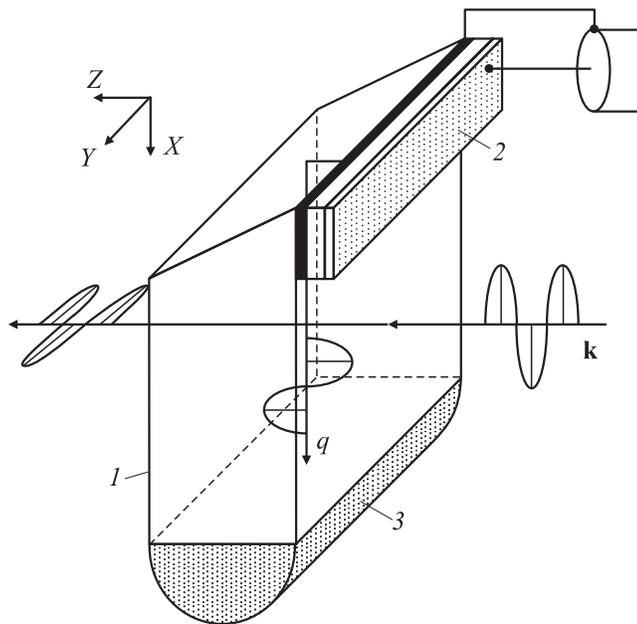


Рис. 1. Акустооптическая ячейка. 1 — образец, 2 — источник звука, 3 — поглотитель звука. $Z \parallel C_3$, $X \parallel C_2$.

лучения применялись призмы Глана–Томпсона. Регистрация прошедшего через образец света осуществлялась фотоприемником на основе фотосопротивления с термоэлектрическим охладителем. Сигнал с фотосопротивления усиливался двухкаскадным усилителем с регулируемым коэффициентом усиления. Поперечные акустические волны возбуждались в образце путем трансформации продольных колебаний при отражении от скоса образца под соответствующим углом. Острый угол скоса α в верхней части образца выбирался из условия $\alpha = \text{arctg } V_t/V_l$, 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 монокристаллов ниобата лития. Схема акустооптической ячейки приведена на рис. 1, где также показаны поляризация падающей световой волны с волновым вектором \mathbf{k} и предполагаемая поляризация дифрагированной волны на выходе из образца. В ходе экспериментов было установлено, что при стационарном режиме возбуждения и используемых уровнях вводимой в образец акустической мощности (до 2 W/cm^2) 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 амплитудной модуляции ультразвука с частотой 1 kHz и скважностью 4.

3. В эксперименте реализовывалась ситуация, при которой на образец падало линейно поляризованное вдоль оси $X \parallel C_2$ оптическое излучение с амплиту-

дой E_0 . В этом случае в образце вдоль оси C_3 распространяются две нормальные плоскополяризованные оптические моды $E_1(Z)$ и $E_2(Z)$, граничные условия для амплитуд которых на входе имеют следующий вид: $E_x(0) = (E_{1x}(0) + E_{2x}(0)) = E_0$ и $E_y(0) = (E_{1y}(0) + E_{2y}(0)) = 0$ ($Z = 0$). Причем показатели преломления этих мод $n_{1,2}$ не зависят от ориентации вектора антиферромагнетизма $\mathbf{L} \perp C_3$ в базисной плоскости [5–7]. Линейное двулучепреломление света при этом сводится к сдвигу фаз между нормальными модами, который на выходе из образца толщиной d равен $\Delta\varphi(d) = 2\pi(n_1 - n_2)d/\lambda$. Направление поляризаций нормальных мод на выходе $E_1(d)$ и $E_2(d)$ полностью определяется АФ-вкладами типа LL и LH в компоненты тензора диэлектрической проницаемости ϵ_{xx} , ϵ_{yy} , ϵ_{xy} в базисной плоскости [5–8]. На выходе из образца эти моды, интерферируя, дают эллиптически поляризованную волну. На рис. 2 приведены зависимости относительной интенсивности $I(d)/I_0$ этой волны для двух направлений: $E_{\parallel}(d) \parallel X \parallel C_2$, $E_{\perp}(d) \parallel Y \perp X$ ($I_{\parallel}(d)/I_0$ и $I_{\perp}(d)/I_0$ соответственно; I_0 — интенсивность света на входе) от величины магнитного поля H_{\perp} , приложенного вдоль оси C_2 , в отсутствие звука. Резкое возрастание $I_{\parallel}(d)/I_0$ и аналогичное уменьшение $I_{\perp}(d)/I_0$ наблюдаются в полях до $H_D \approx 1.8 \text{ kOe}$, что соответствует полю монодоменизации гематита. С ростом величины поля выше значений H_D интенсивности $I_{\parallel}(d)$ и $I_{\perp}(d)$ ($I_{\parallel}(d) \gg I_{\perp}(d) \sim 0$) остаются практически неизменными. Эти зависимости полностью соответствуют результатам работ [5,6] по изучению полевой зависимости эффекта магнитного двулучепреломления оптического излучения в гематите для рассматриваемой геометрии эксперимента. Из этих зависимостей также следует, что слагаемые типа LH не вносят какого-либо заметного вклада в двулучепреломление в легкоплоскостном состоянии. Зависимость, наблюдаемая в малых полях, очевидно, обусловлена располяризацией оптического луча на доменах и рассеянием на доменных границах. Направле-

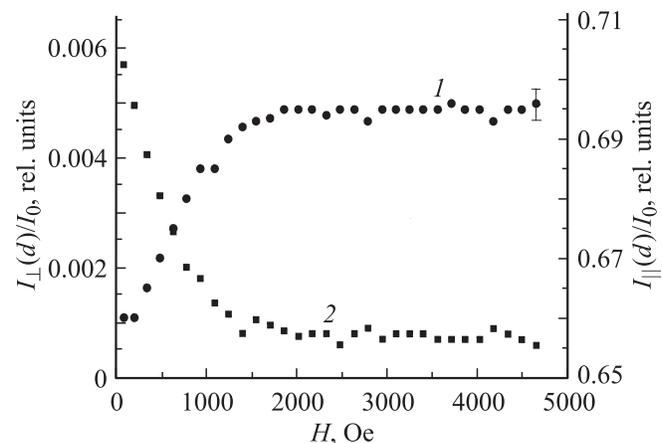


Рис. 2. Зависимости относительных интенсивностей $I_{\parallel}(d)/I_0$ (1) и $I_{\perp}(d)/I_0$ (2) от величины магнитного поля в отсутствие звука.

ния 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 \mathbf{C}_2 кристалла (в пренебрежении слагаемыми типа LH) [5,8]. С ростом поля в процессе монодоменизации угловая зависимость исчезает, поскольку $\varphi_i \rightarrow 0$, и в полях $H_{\perp} > H_D$ на выходе из образца должна наблюдаться, согласно рассматриваемым условиям эксперимента, лишь одна из компонент, а именно $I_{\parallel}(d) \equiv I_x(d)$.

При включении акустической накачки в образце формируется магнитоупругая дифракционная решетка, что приводит к появлению на выходе дифрагированных волн с компонентами $\sum_{i,p} E_{\parallel}^{i,p}(d), \sum_{i,p} E_{\perp}^{i,p}(d)$. Эти дифрагированные 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 $\mathbf{k} \parallel \mathbf{C}_3$ ($\omega, \Omega = 2\pi\nu$ — циклические частоты света и звука соответственно). Однако эти углы в режиме Рамана–Ната очень малы и в ограниченном пространстве экспериментальной установки перекрываются входной апертурой фотоприемника. При условии $\mathbf{e} \parallel \mathbf{C}_3$ и $\mathbf{q} \parallel \mathbf{C}_2$ срабатывают оба АФ-механизма дифракции: модуляция разности фаз нормальных оптических мод и механизм модуляции поляризаций этих мод [1,2]. Причем эффективность обоих механизмов определяется коэффициентом обменного усиления, величина которого, как уже упоминалось выше, обратно пропорциональна квадрату величины постоянного магнитного поля H_{\perp} в базисной плоскости. Однако, согласно [2], АФ-вклад в модуляцию разности фаз зависит от компоненты магнитного поля H_{\parallel} вдоль оси \mathbf{C}_3 и равен нулю, если $H_{\parallel} = 0$ (см. формулы (5), (17), (21), (23) в [2]), и дифракция, связанная с АФ-модуляцией фаз, отсутствует. При условии $H_{\parallel} = 0$ „поляризационный“ механизм акустооптической дифракции в рассматриваемой геометрии эксперимента должен приводить к возникновению дифрагированной волны только с поляризацией, перпендикулярной поляризации световой волны, падающей на образец [1]. Поскольку в результате дифракции происходит перераспределение интенсивности света по дифрагированным лучам и АФ-механизм дифракции предполагает изменение поляризации дифрагированного луча (в рассматриваемой геометрии $\sum_{i,p} E_{\parallel}^{i,p}(d) = 0$), в наших экспериментах о дифракционных явлениях можно было судить по изменению при включении звука интенсивности $I_{\perp}(d)$ перпендикулярной компоненты света $E_{\perp}(d)$ на выходе из образца. На рис. 3 представлены результаты измерений переменной компоненты ($\Delta I_{\perp}(d)$) величины $I_{\perp}(d)$,

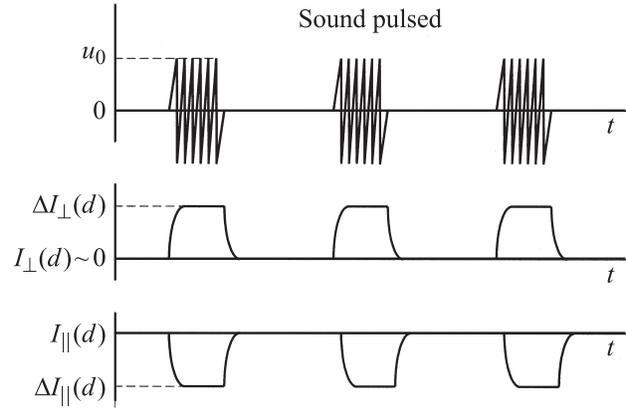


Рис. 3. Дифракционное изменение интенсивности света на фотоприемнике в присутствии звука.

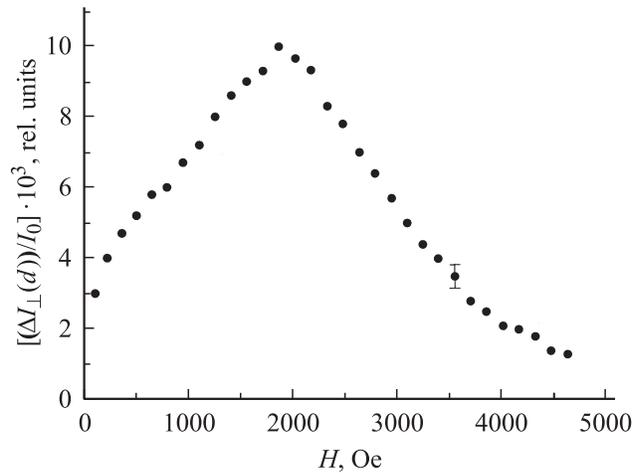


Рис. 4. Зависимость относительной интенсивности дифрагированной волны $(\Delta I_{\perp}(d))/I_0$ от величины постоянного магнитного поля в базисной плоскости H_{\perp} .

обусловленной дифракцией, в зависимости от присутствия либо отсутствия звука в образце. Там же показано уменьшение интенсивности параллельной компоненты $I_{\parallel}(d)$ ($\Delta I_{\parallel}(d)$) в присутствии звука в соответствии с тем, что часть световой энергии переходит в энергию дифрагированной волны с перпендикулярной поляризацией ($\Delta I_{\perp}(d) = \Delta I_{\parallel}(d)$). На рис. 4 представлена зависимость относительной интенсивности дифрагированного света $\Delta I_{\perp}(d)/I_0$ от компоненты постоянного магнитного поля в базисной плоскости H_{\perp} . Видно, что величина сигнала увеличивается с ростом поля до значений $H_D \approx 1.8$ кОе и в дальнейшем монотонно спадает до нулевых значений. Такое поведение интенсивности дифрагированной волны определяется тем, что с ростом поля до значений $H_D \approx 1.8$ кОе, соответствующих полю монодоменизации гематита, исчезают домены с различными направлениями вектора антиферромагнетизма, обуславливающие деполаризацию светового луча в образце. Уменьшение интенсивности этой волны при дальнейшем росте маг-

нитного поля связано с быстрым убыванием АФ-вклада в компоненту тензора диэлектрической проницаемости, величина которого зависит от коэффициента обменного усиления, обратно пропорционального $(H_{\perp})^2$ [1–3].

Таким образом, можно считать, что наблюдаемая в рассматриваемой экспериментальной ситуации $\mathbf{H}_{\perp} \parallel \mathbf{C}_2$ и $H_{\parallel} = 0$ дифракция в режиме Рамана–Ната обусловлена акустической модуляцией поляризации нормальных мод световой волны. При этом, согласно [2], имеется только дифракция первого порядка, а ее амплитуда определяется выражением (см. формулу (29) работы [2])

$$\Delta E_{\perp}(d) = -4u_z U_2 J_0(0) \sin(\Delta kd) E_0, \quad (2)$$

где u_z — относительная амплитуда акустических деформаций, U_2 — коэффициент обменного усиления [3], $J_0(0)$ — функция Бесселя нулевого порядка ($J_0(0) = 1$), Δkd — разность фаз нормальных мод световых волн на выходе из образца. При $H_{\parallel} = 0$ разность фаз, определяемая выражением [2]

$$\Delta kd = (2\pi d \lambda)(n_1 - n_2), \quad (3)$$

при используемых толщинах образца d и длинах волн оптического излучения λ , а также при экспериментальном значении разности показателей преломления нормальных мод $(n_1 - n_2) \sim (1.5 - 2) \cdot 10^{-4}$ [6], близка по своей величине к $\pi/2$. В полях $H_{\perp} \sim H_D \approx 1.8 \text{ kOe}$, при которых интенсивность дифрагированной волны $(\Delta E_{\perp}(d))$ максимальна (рис. 4), коэффициент обменного усиления U_2 приближенно равен $8.7 \cdot 10^3$. Из оценок, сделанных исходя из мощности звукового потока в образце $P \sim 0.5 - 1 \text{ W/cm}^2$, следует, что амплитуда относительных деформаций может быть порядка $u_z \sim (0.8 - 1.1) \cdot 10^{-6}$ [7], а относительная амплитуда дифрагированной волны, согласно (2) и (3), $(\Delta E_{\perp}(d)/E_0)_{\text{th}} \sim 0.026 - 0.037$. Экспериментальное значение этой величины составляет $(\Delta E_{\perp}(d)/E_0)_{\text{exp}} \sim 0.095$. Различие теоретических и экспериментальных данных, на наш взгляд, обусловлено заниженностью оценок мощности звукового потока P и, следовательно, амплитуды относительных деформаций. Оценка проводилась калометрическим методом [9] по степени нагрева образца при непродолжительном воздействии звука, однако без учета отвода тепла, что, на наш взгляд, и приводит к меньшим значениям оцениваемой мощности. (Процессы теплоотвода было весьма сложно учесть в силу конструктивных особенностей акустооптической ячейки).

Экспериментально наблюдаемая небольшая относительная интенсивность рассеянного света (порядка 1%) в гематите связана прежде всего со значительной величиной постоянного магнитного поля $H_{\perp} \sim H_D \approx 1.8 \text{ kOe}$, необходимой для монодоменизации образцов. В то же время эта величина может быть значительно большей в тех же полях при больших значениях вводимой в образец акустической мощности или

же при использовании предварительно монодоменизированных образцов. Как уже отмечалось выше, АФ-вклад в модуляцию разности фаз нормальных оптических мод в рассматриваемой геометрии эксперимента зависит от продольной компоненты магнитного поля $\mathbf{H}_{\parallel} \parallel \mathbf{C}_3$ и амплитуда дифрагированной волны, определяемая этим механизмом дифракции в режиме Рамана–Ната, может существенно превосходить при $H_{\parallel} \gg H_{\perp}$ амплитуду дифракции, определяемую выражением (2) [1]. Экспериментальное исследование роли АФ-вклада в модуляцию разности фаз и дифракции света на звуке, обусловленной этим механизмом, является нашей дальнейшей задачей.

Список литературы

- [1] Е.А. Туров. ЖЭТФ **98**, 655 (1990); ЖЭТФ **112**, 1464 (1997).
- [2] Е.А. Туров. Письма в ЖЭТФ **65**, 317 (1997).
- [3] Е.А. Туров, А.В. Колчанов, В.В. Меньшенин, И.Ф. Мирсаев, В.В. Николаев. Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков. Физматлит, М. (2001). 559 с.
- [4] Н.Н. Евтихнев, В.В. Мошкин, В.Л. Преображенский, Н.А. Экономов. Письма в ЖЭТФ **35**, 31 (1982).
- [5] В.С. Меркулов, Е.Г. Рудашевский, А. Ле Галль, К. Лейкюрас. ЖЭТФ **75**, 628 (1978); ЖЭТФ **80**, 161 (1981).
- [6] Р.В. Писарев, И.Г. Синий, Г.А. Смоленский. Письма в ЖЭТФ **9**, 294 (1969).
- [7] Г.А. Смоленский, Р.В. Писарев, И.Г. Синий. УФН **116**, 231 (1975).
- [8] Е.А. Туров. Кинетические, оптические и акустические свойства антиферромагнетиков. Изд-во УрО РАН, Свердловск (1990). 134 с.
- [9] Л. Бергман. Ультразвук и его применение в науке и технике. ИЛ, М. (1956). Гл. 3.