

Магнитное двупреломление звука и магнитоакустические осцилляции в гематите

© И.Ш. Ахмадуллин, 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: i_akhm@kfti.knc.ru

(Поступила в Редакцию 23 июня 2003 г.)

Приведены результаты экспериментального исследования эффекта магнитного двулучепреломления звука в легкоспоскостном антиферромагнетике α -Fe₂O₃. Обнаружены осцилляции амплитуды прошедшего через образец поперечного звука, распространяющегося вдоль тригональной оси C_3 кристалла, в зависимости от величины магнитного поля \mathbf{H} , приложенного в базисной плоскости ($\mathbf{H} \perp C_3$). Эксперименты качественно подтверждают выводы теории этого явления, развитой ранее Туровым. Обсуждаются возможные причины существенного количественного различия теории и эксперимента в полевой зависимости периода осциллирующей амплитуды звука. В неотожженных образцах гематита обнаружена 60° периодическая зависимость положения экстремумов осцилляций от направления магнитного поля в базисной плоскости, связанная с базисной анизотропией выше второго порядка. Наличие значительных ($\sim 6 \cdot 10^3$ Oe) эффективных полей магнитной анизотропии в плоскости базиса может быть объяснено существованием больших остаточных напряжений в таких образцах.

1. Эффект линейного магнитного двулучепреломления (ДП) звука в антиферромагнетиках типа легкая плоскость (АФЛП) является одним из многочисленных новых магнитоакустических явлений, связанных с векторным параметром порядка — вектором антиферромагнетизма, теория которых была разработана в последние годы Туровым [1]. Природа линейного ДП связана со снятием вырождения спектра поперечных волн, распространяющихся вдоль трудной оси АФЛП, эффективным магнитоупругим (МУ) взаимодействием [2] и коротко заключается в следующем. При распространении когерентного поперечно-поляризованного звука вдоль трудной оси лишь одна из двух нормальных мод поперечных колебаний эффективно взаимодействует с магнитной подсистемой [1–3]. Вследствие перенормировки модулей упругости из-за МУ-связи скорость взаимодействующей (магнитной) моды становится зависящей от внешнего магнитного поля и отличной от скорости невзаимодействующей (немагнитной) моды. Это приводит к сдвигу фаз между модами и, как следствие, к эллиптической поляризации волны, прошедшей через АФ-образец. При этом амплитуда звука на выходе оказывается осциллирующей функцией магнитного поля [1,4].

2. В данной работе сообщается о первом наблюдении и результатах экспериментального исследования эффекта магнитного ДП линейно поляризованного поперечного звука, распространяющегося вдоль оси C_3 в АФЛП α -Fe₂O₃, который, согласно теоретическим оценкам [4], является по своим параметрам наиболее подходящим объектом для изучения новых явлений в антиферромагнитоакустике. В экспериментах измерялась зависимость амплитуды прошедшего через образец гематита ультразвука от величины и направления магнитного поля \mathbf{H} , приложенного в легкой базисной плоскости, перпендикулярно оси $C_3 \parallel \mathbf{Z}$ кристалла. Образцы

представляли собой прямоугольные параллелепипеды с плоскопараллельными (с точностью до $10''$) оптически обработанными торцами, перпендикулярными оси C_3 . К торцам приклеивались пьезопреобразователи (X -срез ниобата лития), один из которых являлся излучателем, а другой — приемником ультразвука. Причем пьезопреобразователи размещались таким образом, чтобы поляризации возбуждаемой и принимаемой волн были либо параллельны, либо перпендикулярны. Толщины пьезопреобразователей и частоты, на которых проводились измерения, подбирались такими, чтобы обеспечивалась максимальная эффективность преобразования только для одной собственной сдвиговой моды пьезопреобразователя. Эксперименты производились по эхо-импульсной методике [5]. Отклик системы определялся по первому прошедшему через образец акустическому импульсу. Такая методика в отличие от стационарного способа возбуждения звука, использованного в работах [6,7] при наблюдении эффекта линейного ДП звука в MnCO₃ и FeVO₃ соответственно, позволяет исключить влияние отраженных волн, присутствующих в образце при стационарной методике возбуждения.

Результаты измерений зависимости амплитуд компонент прошедшей волны (частота возбуждаемого звука $f = 90.85$ MHz) от величины магнитного поля (A_l — при параллельной, A_t — при перпендикулярной ориентации поляризации излучателя и приемника) показаны на рис. 1 и 2 (кривые a). На этих же рисунках приведены теоретические зависимости (кривые b), построенные по формулам из работы [4]

$$A_l = \{\cos^2 2\varphi_0 + \sin^2 \varphi_0 \cos^2(\Delta kd/2)\}^{1/2}, \quad (1)$$

$$A_t = \{\sin^2 2\varphi_0 \sin^2(\Delta kd/2)\}^{1/2}, \quad A_l^2 + A_t^2 = 1, \quad (2)$$

$$\Delta k = \omega(1/V_\xi - 1/V_\eta), \quad V_\eta^2 = C_{44}/\rho, \quad (3)$$

$$V_{\eta}^2 = V_{\xi}^2 \left(1 - \frac{2H_E(2B_{14})^2}{C_{44}M_0\omega_{f_0}^2} \right),$$

$$\omega_{f_0}^2 = H(H + H_D) + 2H_E H_{ms}, \quad (4)$$

где φ_0 — угол между направлением поляризации возбуждаемой волны и направлением поляризации магнитной нормальной моды ξ ; ω — круговая частота звука, d — длина образца в направлении распространения; V_{ξ} , V_{η} — фазовые скорости магнитной (ξ) и немагнитной (η) нормальных мод колебаний; ω_0 — частота квазиферромагнитной моды АФМР. Выражения (1)–(4) получены для рассматриваемых тригональных АФ, находящихся в легкоплоскостном слабоферромагнитном состоянии, в предположении, что величина магнитного поля H обеспечивает выполнение условия $\mathbf{M} \parallel \mathbf{H} \perp \mathbf{L}$, где $\mathbf{L} = \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2$ — вектор антиферромагнетизма;

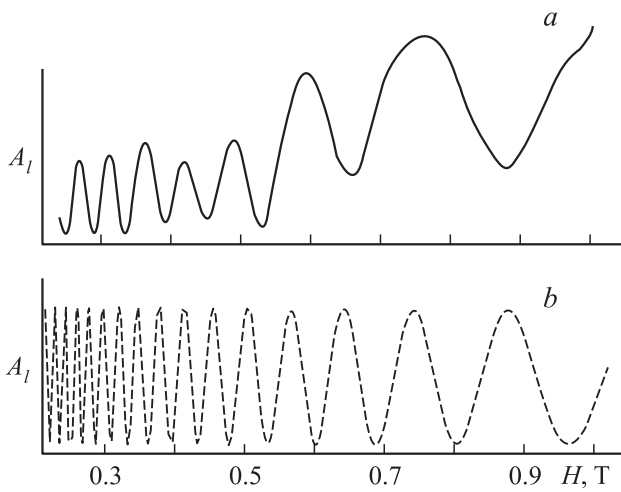


Рис. 1. Осцилляции амплитуды прошедшего звука в зависимости от величины магнитного поля при параллельной ориентации поляризаций ($\varphi_0 = 45^\circ$, $\varphi_H \approx 140^\circ$). *a* — эксперимент, *b* — теория.

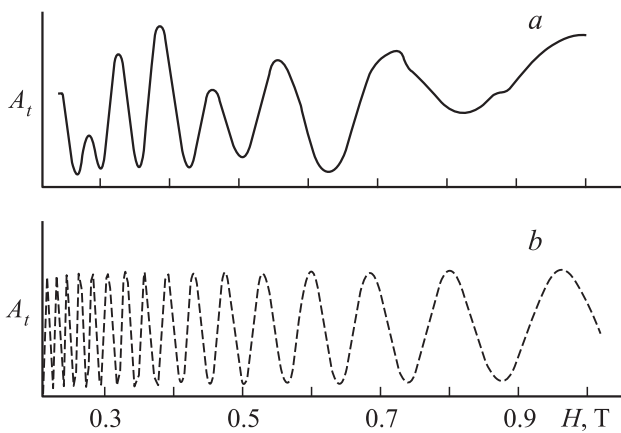


Рис. 2. Осцилляции амплитуды прошедшего звука в зависимости от величины магнитного поля при перпендикулярной ориентации поляризаций ($\varphi_0 = 45^\circ$, $\varphi_H \approx 140^\circ$). *a* — эксперимент, *b* — теория.

$\mathbf{M} = \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2$ — ферромагнитный момент; $M \ll L$; M_1 и M_2 — намагниченности подрешеток [4]. Также предполагается, что эффективная МУ-связь обусловлена колебаниями вектора антиферромагнетизма в легкой базисной плоскости [2]. В том случае, когда $\mathbf{M} \parallel \mathbf{H} \perp \mathbf{L}$, направление поляризации нормальных мод определяется из соотношений [4]

$$\xi = X \cos 3\varphi_H - Y \sin 3\varphi_H, \quad \eta = Y \cos 3\varphi_H + X \sin 2\varphi_H,$$

где \mathbf{X} , \mathbf{Y} — оси координат ($\mathbf{X} \parallel \mathbf{M}$, $\mathbf{Y} \parallel \mathbf{L}$), φ_H — угол между направлением магнитного поля \mathbf{H} и осью симметрии второго порядка C_2 в базисной плоскости. При построении теоретических зависимостей использовались известные из литературы [2–4] значения параметров: обменного поля $H_E = 9.2 \cdot 10^6$ Ое, поля Дзялошинского $H_D = 2.2 \cdot 10^4$ Ое, поля спонтанной магнитострикции $H_{ms} = 0.96$ Ое, константы МУ-связи $2B_{14} = 29.2 \cdot 10^6$ эрг/см³, модуля упругости $C_{44} = 9.42 \cdot 10^{11}$ эрг/см³, плотности кристалла $\rho = 5.29$ г/см³ и равновесной намагниченности подрешеток $M_0 = 870$ Г; длина образца $d = 0.6$ см.

3. Как следует из приведенных графиков, эксперименты подтверждают основные выводы теории магнитоакустического линейного ДП [4]: о преобразовании линейной поляризации звука в эллиптическую; об осцилляции интенсивности прошедшего звука в зависимости от величины внешнего магнитного поля; о росте периода осцилляций с увеличением поля. Однако получено лишь качественное согласие, тогда как в количественном отношении имеются существенные различия между теорией и экспериментом. Аналогичная картина наблюдается в MnCO_3 [6] и FeVO_3 [7]. Прежде всего следует отметить существенное отличие периода осцилляций ΔH , а также наблюдаемую зависимость амплитуды осцилляций от величины магнитного поля H . Наряду с этим в исследуемом образце гематита была обнаружена периодическая (гексагональная) зависимость положений экстремумов осцилляций от направления магнитного поля \mathbf{H} в базисной плоскости, т.е. от угла φ_H . Согласно теории [4], сдвиг фазы осцилляций при переходе от параллельной установки поляризации излучающего и приемного пьезопреобразователей к перпендикулярной должен составлять половину периода осцилляций. Однако в эксперименте данный сдвиг проявляет сильную зависимость как от направления, так и от величины магнитного поля. Сдвиг фазы на полпериода наблюдался лишь при некоторых углах φ_H и не очень больших значениях H (рис. 1–3).

Разумеется, трудно ожидать количественного согласия с выводами теории, основанной на изотропной модели, и очевидно, что необходимо дальнейшее развитие теории на основе соответствующих моделей. По-видимому, прежде всего здесь необходимо учесть неоднородные по образцу спонтанные деформации, приводящие к возникновению дополнительной пространственно неоднородной магнитной анизотропии в базисной плоскости,

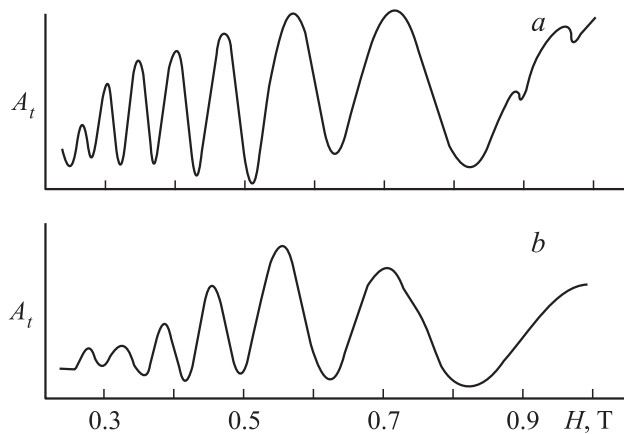


Рис. 3. Осцилляции амплитуды прошедшего звука в зависимости от величины магнитного поля при $\varphi_H \approx 105^\circ$ (l — параллельные, t — перпендикулярные поляризации).

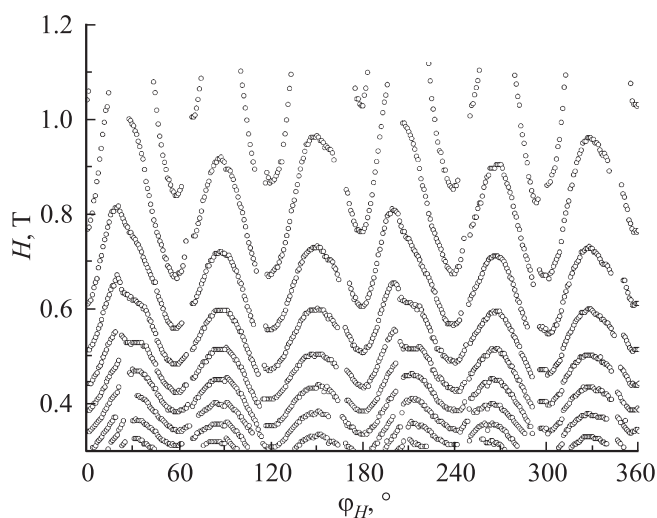


Рис. 4. Зависимость значений магнитного поля H , при которых наблюдаются максимумы осцилляций, от угла φ_H .

обуславливающей разброс ориентаций осей нормальных колебаний ξ и η по кристаллу [4,8]. Причины неоднородных деформаций могут быть различными: блочность реальной кристаллической решетки [1], механические граничные условия при возбуждении и приеме звука [7,8], условия роста кристаллов и др. Построение теоретической модели, описывающей особенности экспериментов по ДП звука в α - Fe_2O_3 , является целью наших дальнейших исследований. В данной работе мы хотели бы остановиться на обсуждении обнаруженной нами зависимости положения экстремумов осцилляций прошедшего через образец звука от направления магнитного поля. На рис. 4 представлены экспериментальные зависимости величин магнитного поля, при которых наблюдаются определенные максимумы, от его направления в базисной плоскости, т.е. от φ_H (поляризации излучателя и приемника перпендикулярны). Из рис. 4

видно, что вся кривая магнитоакустических осцилляций „колеблется“ около некоторого положения. При этом прослеживается 60° гексагональная зависимость. На наш взгляд, такая зависимость может быть обусловлена анизотропией шестого порядка в базисной плоскости. Учет базисной анизотропии более высокого, чем второго, порядка приводит к появлению в спектре низкочастотной ветви спиновых колебаний анизотропной щели, равной [9]

$$\Delta H_\Delta^2 \cos 6\varphi_H, \quad H_\Delta = \sqrt{36H_E H_a}, \quad (5)$$

где H_a — эффективное поле базисной анизотропии. В этом случае выражение для частоты АФМР ω_{f0} , входящей в выражение (4) для скорости магнитной моды нормальных колебаний (ξ), запишется в виде

$$\omega_{f0} = \gamma^{-2} \{H(H + H_D) + 2H_E H_{ms} + H_\Delta^2 \cos 6\varphi_H\}. \quad (6)$$

Таким образом, в разности фаз $\Delta kd/2$ появляется зависимость от угла φ_H . По экспериментальным данным, представленным на рис. 3, можно оценить величину H_Δ , которая составляет примерно $(4-6) \cdot 10^3$ Ое. Эти значения H_Δ в 4–5 раз больше известных из литературы значений H_Δ , полученных в гематите другими методами (АФМР [10], метод вращающих моментов [11]). Следует, однако, заметить, что значения $H_\Delta \approx 10^3 - 1.5 \cdot 10^3$ Ое получены в [10,11] для отожженных образцов, тогда как в наших экспериментах использовался неотожженный образец α - Fe_2O_3 . Известно, однако, что в таких образцах существуют остаточные напряжения, исчезающие в процессе отжига. Можно предположить, что именно эти напряжения и являются причиной достаточно больших полей магнитной анизотропии в исследованных нами образцах.

Авторы признательны В.А. Голенищеву-Кутузову за плодотворные дискуссии и постоянный интерес к работе.

Список литературы

- [1] Е.А. Туров, И.Ф. Мирсаев, В.В. Николаев. УФН **172**, 2, 193 (2002).
- [2] В.И. Ожогин, В.Л. Преображенский. УФН **155**, 4, 593 (1998).
- [3] М.Н. Seavey. Solid. State Commun. **10**, 2, 219 (1972).
- [4] Е.А. Туров. ЖЭТФ **96**, 6(12), 2140 (1989).
- [5] Дж. Такер, В. Рэмpton. Гиперзвук в физике твердого тела. Мир, М. (1975). 453 с.
- [6] В.Р. Гакель. Письма в ЖЭТФ **9**, 5, 590 (1969).
- [7] А.П. Королюк, В.В. Тараканов, В.И. Хижный. ФНТ **22**, 8, 924 (1996).
- [8] Ю.Н. Мицай, К.М. Скибинский, М.Б. Стругацкий, В.В. Тараканов. ФТТ **39**, 5, 901 (1997).
- [9] 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.
- [10] Н.Кумага, Н. Абе, К. Оно, J. Shimada, K. Iwanada. Phys. Rev. **99**, 3, 1116 (1955).
- [11] А.А. Богданов. ФТТ **14**, 11, 3362 (1972).