

Параметрическое возбуждение магнитоупругих колебаний монокристаллов гематита в слабых магнитных полях

© И.В. Плешаков

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: vp_shuv@pop.ioffe.rssi.ru

(Поступила в Редакцию 12 октября 2004 г.)

Исследованы магнитоупругие колебания, возбужденные радиоимпульсами в тонких монокристаллических пластинах гематита по схеме параллельной параметрической накачки. Показано, что данную методику можно использовать для изучения многомодового спектра собственных колебаний кристаллов в слабых внешних полях ($H_0 < 200$ Ое), а также для измерения в этой области некоторых акустических величин. С помощью эффекта параметрического усиления звука установлено, что с увеличением магнитного поля в спектре собственных колебаний появляются слаботатухающие моды малой интенсивности.

1. Введение

Интерес к легкоплоскостным антиферромагнетикам со слабым ферромагнетизмом (слабым ферромагнетиком) вызван в значительной мере тем, что в них можно наблюдать различные нелинейные явления, связанные с магнитоакустикой [1]. Относящийся к указанному классу материалов гематит ($\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$) обладает весьма большой магнитоупругой нелинейностью и с этой точки зрения подробно изучен [2,3]. Показано также, что этот кристалл удобен как элемент устройств функциональной электроники, использующих, в частности, параметрические эффекты [4,5], которые регистрировались и в некоторых других экспериментах, например в экспериментах по обращению фронта ультразвуковой волны [6] (по схеме, аналогичной принятой в электроакустике [7]).

В основе параметрического воздействия лежит перенормировка упругих констант во внешнем магнитном поле H_0 , причем для большинства звуковых мод, возбуждаемых в $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$, на интервал $0 < H_0 < 500\text{--}1000$ Ое приходится основное изменение скорости звука [1,8]. Здесь, однако, акустический резонанс образца имеет сложную многомодовую структуру [8], что затрудняет его исследование. В то же время в связи с возникновением новых задач требуется достаточно детально знать поведение гематита при малых значениях H_0 .

В последнее десятилетие интенсивно исследуется воздействие света на магнитные материалы. В частности, ряд результатов получен для бората железа (см., например [9–11]). Акустические методики, примененные для исследования фотомagnetизма в этом сходном с гематитом кристалле, дали ценную дополнительную информацию [12]. Вероятно, следует ожидать, что их распространение на другое вещество позволит развить более общий подход к фотомagnetным явлениям. Для проведения таких исследований необходимы подробные сведения о магнитоупругих свойствах гематита в слабых полях, в получении которых и состоит цель настоящей работы.

2. Образцы и методика эксперимента

Использованные в настоящей работе образцы $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ были синтезированы в Лаборатории физики сегнетоэлектричества и магнетизма ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН. Полученное вещество представляло собой набор сростков и имело по данным рентгеновского анализа некоторую примесь других оксидов железа. Для эксперимента отбирались удовлетворительные по внешним признакам (гладкость, блеск, огранка) тонкие кристаллы, ориентированные в магните так, что их плоскости поворачивались параллельно направлению поля. Следовательно, они являлись плоскостями легкого намагничивания, что вообще характерно для морфологии материалов, родственных гематиту [13]. Основные акустические параметры кристаллов, как показано далее, очень мало расходились с известными литературными данными. Образец, для которого были получены наилучшие результаты, представлял собой почти прямоугольную пластинку с поперечными размерами $\approx 2 \times 2.5$ мм и толщиной $L = 65$ мкм. Далее все данные приводятся для него.

Эксперимент ставился по стандартной методике так называемой параллельной параметрической накачки [1], при которой радиочастотное (РЧ) поле возбуждающего импульса параллельно приложенному к образцу постоянному магнитному полю. Для того чтобы избежать возникновения механических напряжений, образец располагался в системе катушек в свободно подвешенном состоянии. Возбуждающая катушка имела несколько витков и соединялась с генератором, который вырабатывал радиоимпульсы на несущей частоте $2\nu \sim 140$ МГц. Их амплитуда достигала 100 В, что по оценке соответствовало напряженности РЧ магнитного поля $h_{2\nu}$ в несколько десятков эрстед. Ось катушки (т. е. направление поляризации $h_{2\nu}$) лежала в плоскости образца. Возбуждающая последовательность состояла из одного или двух импульсов с длительностью от 1 до 5 мкс. Приемная катушка, в которой непосредственно находился образец, размещалась внутри возбуждающей таким образом, чтобы их оси были перпендикулярны. Она входила в свя-

занный с приемным устройством резонансный контур, настроенный на частоту $\nu \sim 70$ МГц. Постоянное магнитное поле H_0 ориентировалось параллельно направлению $h_{2\nu}$, и могло перестроиться в пределах 0–200 Ое. Измерения выполнялись при комнатной температуре (охлаждение гематита ниже точки Морино $T_M = 262$ К приводит к изменению его магнитных свойств).

Известно [14], что по описанной методике в слабом ферромагнетике можно возбудить упругие волны с преимущественным направлением распространения вдоль оси третьего порядка, ортогональной плоскости кристалла. Выше отмечалось, что в основе механизма параметрического возбуждения лежит явление зависимости скорости звука v_s от постоянного магнитного поля [8]. Однородное РЧ-поле импульса, действуя на v_s , модулирует частоту собственных колебаний образца, представляющего собой акустический резонатор с хорошо разрешенными модами. Если частота модуляции удвоена по отношению к собственной частоте резонатора, существующие в нем колебания при соблюдении определенных условий параметрически усиливаются. Генерация фактически означает параметрическое усиление от уровня тепловых шумов и в эксперименте может быть зарегистрирована в виде экспоненциально нарастающего в процессе действия импульса сигнала, который возникает после превышения некоторого порога по амплитуде.

Частоты собственных объемных колебаний тонкого образца даются выражением $\nu_n = n \frac{v_s(H_0)}{2L}$, где n — число длин полуволн звуковых колебаний, укладывающихся на толщине кристалла (номер основной моды). Конечно, приемной катушкой регистрируются только моды с нечетными n , так как суммарная переменная намагниченность, создаваемая стоячей магнитоупругой волной, только для них отлична от нуля. Используя известное значение $v_s(0) \cong 3000 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$ [8], легко показать, что в пластине с $L = 65 \mu\text{м}$ при $\nu \sim 70$ МГц $n = 3$.

3. Результаты эксперимента

Магнитоупругие колебания, возбужденные по описанному выше механизму, по окончании параметрического импульса релаксировали, навводя в приемной катушке быстро спадающую индукцию, которая и представляла собой исследуемый сигнал. Его вид для двух типичных случаев показан на рис. 1. В постоянных полях приблизительно до 50 Ое (рис. 1, *a*) индукция сильно осциллировала, что указывало на одновременное возбуждение нескольких типов колебаний, отвечающих только одному главному номеру $n = 3$ (ближайшие магнитоактивные моды с $n \neq 3$ отстроены от несущей частоты ν на несколько десятков мегагерц). Появление многомодового спектра магнитоупругих колебаний в слабых полях в [8] связывалось с неоднородными напряжениями и наличием доменной структуры. К этим факторам следует добавить возможность возбуждения

дополнительных колебаний изгибного типа, не демпфированных в свободно подвешенных образцах (похожее явление существует в борате железа [14]), а также поверхностных и контурных мод [1], которые в кристаллах неправильной формы должны иметь сложный характер. Уменьшением амплитуды и подбором длительности импульса при $H_0 < 50$ Ое за счет проигрыша в интенсивности удалось добиться наблюдения почти экспоненциально спадающих сигналов. По ним было измерено характерное время затухания звука τ_s (примеры приведены на вставке к рис. 1).

При $H_0 > 50$ Ое происходило разделение сигнала на индивидуальные моды, при этом индукция для каждой из них приобретала вид, сходный с показанным на рис. 1, *b*, и убывала монотонно (на осциллограммах все же видны некоторые биения, однако гораздо менее выраженные, чем в случае малых полей). Таким образом, в настоящей работе, посвященной исследованиям магнитоупругих колебаний в слабых полях, введено дополнительное условное разграничение на „малые“ (до 50 Ое) и „относительно большие“ (более 50 Ое) поля, в которых поведение сигнала имеет некоторые качественные различия. Время τ_s , определенное при относительно больших полях, практически не отличалось от измеренного для $H_0 < 50$ Ое и составляло примерно $1.5 \mu\text{с}$ (вставка на рис. 1). Это означает, что при всех H_0 возбуждаются колебания одной природы, но с понижением поля число мод на заданном интервале частот возрастает.

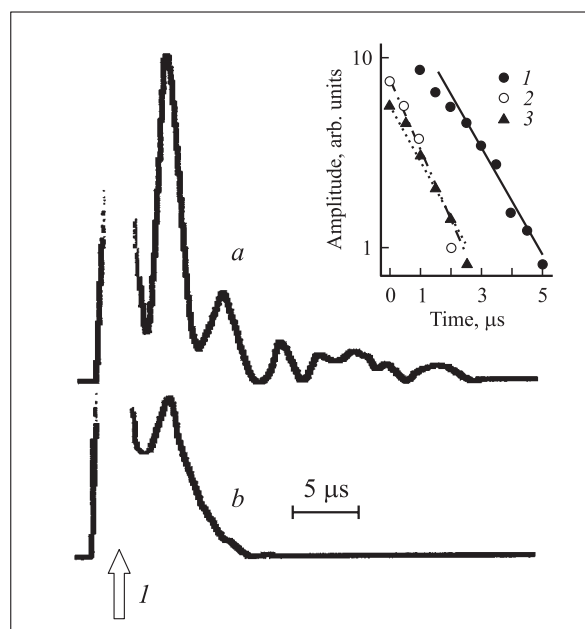


Рис. 1. Характерные осциллограммы сигналов магнитоакустической индукции (I — положение импульса, $2\nu = 140.4$ МГц, $\tau_1 = 3 \mu\text{с}$). *a* — многомодовый режим, малые поля ($H_0 = 25$ Ое); *b* — выделенная (основная) мода, относительно высокие поля ($H_0 = 143$ Ое). На вставке — спады сигналов индукции при различных условиях: H_0 , Ое, 2ν , МГц, τ_1 , $\mu\text{с}$: 1 — 143, 140.4, 3; 2 — 9.5, 140.6, 5; 3 — 31, 140, 8; время отсчитывается от начала импульса.

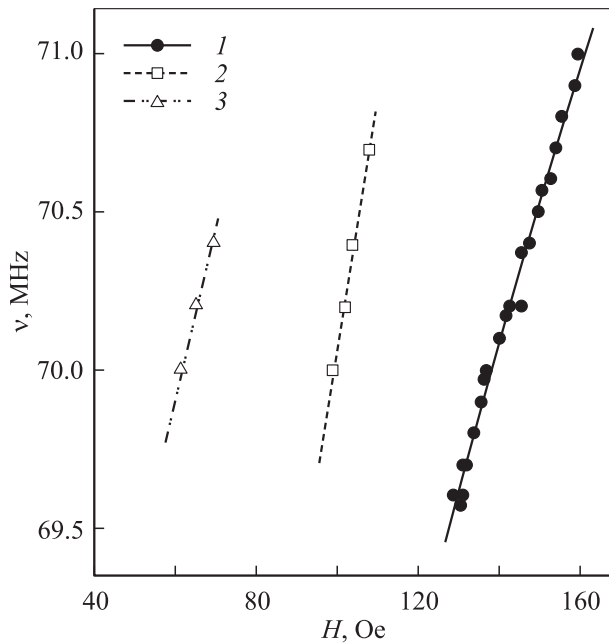


Рис. 2. Зависимость частот магнитоупругих колебаний от величины постоянного магнитного поля ($\tau = 2 \mu\text{s}$, показаны только наиболее интенсивные моды). Точки — эксперимент, линии построены по формуле (1) с использованием v_∞ и \tilde{H}_{ms} в качестве подгоночных параметров. 1 — основная мода, 2, 3 — дополнительные моды.

При $H_0 > 50 \text{ Oe}$ из нескольких отдельно наблюдаемых мод была выделена наиболее интенсивная, принятая за основную. Полевая зависимость ее частоты показана на рис. 2, где также приведены аналогичные кривые для дополнительных типов колебаний. Если учесть известное выражение для $v_s(H_0)$ [8], собственная частота акустического резонатора запишется следующим образом:

$$v_n = \frac{n}{2L} v_\infty \left[1 - \frac{\beta(C, B)}{H_0 + \tilde{H}_{\text{ms}} + \frac{H_0^2}{H_D}} \right]^{1/2}, \quad (1)$$

где v_∞ — скорость звука при бесконечном поле, β — величина, представляющая собой комбинацию упругих (C) и магнитоупругих (B) констант с соответствующим размерным коэффициентом, \tilde{H}_{ms} — обменно-усиленное эффективное поле магнитострикции, H_D — поле Дзялошинского (ответственное за скос магнитных подрешеток в слабом ферромагнетике). Подгонка к экспериментальным данным по формуле (1) проводилась по двум параметрам, наиболее подверженным возможным изменениям от образца к образцу, — v_∞ и \tilde{H}_{ms} (другие величины — $\beta = 443 \text{ Oe}$ и $H_D = 2.2 \cdot 10^4 \text{ Oe}$ — были взяты из [8]). Результат оказался следующим: $v_\infty \cong 5000 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, $\tilde{H}_{\text{ms}} \cong 930 \text{ Oe}$. Эти значения отличаются от приведенных в [8] не более чем на 15–20%, что можно считать вполне удовлетворительным согласием, дополнительно подтверждающим магнитоупругую природу наблюдаемых эффектов. Определение параметров,

входящих в (1), позволило установить величину наклона полевой зависимости частоты собственных колебаний $\frac{\partial v_n}{\partial H_0} \cong 44.4 \text{ kHz/Oe}$ (при $H_0 \sim 150 \text{ Oe}$), которая играет важную роль в рассматриваемом далее эффекте усиления.

Для описания процесса параметрического воздействия на слабый ферромагнетик в [14,15] получены выражения

$$I = I_0 \text{ch}(\lambda \tau), \quad (2a)$$

$$\lambda = \pi \left[\left(\frac{\partial v_n}{\partial H_0} h_{2\nu} \right)^2 - 4(v_n - \nu)^2 \right]^{1/2} - \frac{1}{\tau_s}, \quad (2b)$$

где I — амплитуда усиленного (возбужденного) сигнала, I_0 — начальная амплитуда колебаний, λ — инкремент нарастания. Очевидно, что при точном параметрическом резонансе $\lambda = \pi \frac{\partial v_n}{\partial H_0} h_{2\nu} - \frac{1}{\tau_s}$, и по зависимости интенсивности сигнала от длительности импульса можно легко получить оценку амплитуды импульсного РЧ-поля (отметим, что условие $\pi \frac{\partial v_n}{\partial H_0} h_c = \frac{1}{\tau_s}$ определяет пороговое значение поля h_c). В общем случае λ и, следовательно, интенсивность сигнала зависят от расстройки $v_n - \nu$, что является причиной искажения формы линии акустического резонанса при его регистрации по параметрической методике. Это обстоятельство было исследовано экспериментально. Характер искажений иллюстрирует рис. 3, на котором показаны резонансные линии, полученные при разных τ . Из рисунка видно, что для достижения максимальной разрешающей способности при заданной амплитуде импульса следует стремиться к уменьшению его длительности.

При совмещении второго импульса последовательно с сигналом индукции наблюдалось параметрическое

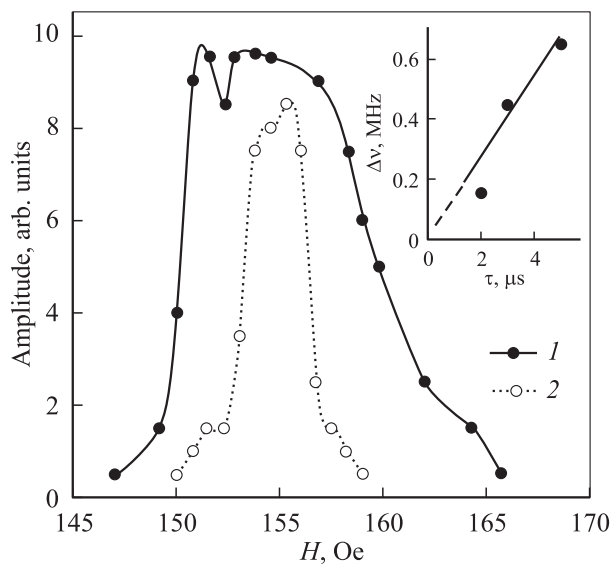


Рис. 3. Линия акустического резонанса образца (главная мода), полученная при разных длительностях возбуждающего импульса. $\tau, \mu\text{s}$: 1 — 3, 2 — 2. На вставке — зависимость пересчитанной в частотные единицы полуширины резонансной линии $\Delta\nu$ от длительности импульса.

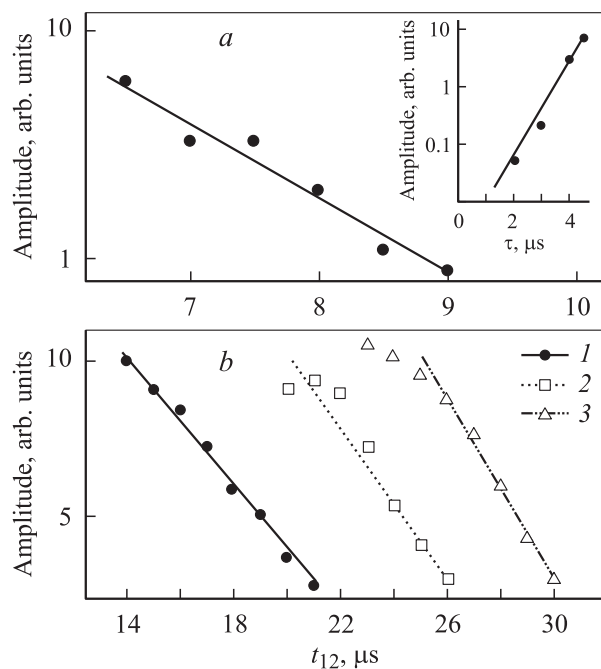


Рис. 4. Зависимость амплитуды параметрически усиленных колебаний от задержки между импульсами t_{12} . *a* — область малых полей ($H_0 = 43$ Ое, $\tau_1 = 4$ μ s, $\tau_2 = 2$ μ s), $\tau_s = 1.3$ μ s. *b* — область относительно высоких полей ($H_0 = 143$ Ое, $\tau_1 = 4$ μ s), $\tau_s' = 5-7$ μ s. τ_2 , μ s: 1 — 1, 2 — 1.5, 3 — 2. На вставке — возрастание амплитуды индукции с увеличением длительности параметрического импульса ($H_0 = 143$ Ое, $2\nu = 140.4$ МГц). Сплошная линия — расчет по формулам (2) с использованием $h_{2\nu}$ в качестве подгоночного параметра ($h_{2\nu} = 18.4$ Ое).

усиление последней, проявляющееся в виде нарастающих в процессе действия второго импульса колебаний, которые затем спадали с характерным временем затухания τ_s . На рис. 4 представлены основные результаты исследования процесса усиления. Для использованной в этих экспериментах амплитуды импульсов с учетом полученных значений τ_s и $\frac{\partial \nu_n}{\partial H_0}$ по выражениям (2) была оценена амплитуда РЧ-поля (см. вставку к рис. 4), которая находится в хорошем согласии с приведенной ранее. Пороговое поле h_c оказалось равным 5 Ое, что на порядок больше указанной в [1] величины. В малых полях (рис. 4, *a*) огибающая усиленного сигнала, полученная при разных задержках между первым и вторым импульсами t_{12} , воспроизводила форму индукции. В этом случае измеренная величина усиления I/I_0 приблизительно соответствовала расчету, выполненному по формулам (2) с учетом определенного выше значения $h_{2\nu}$. Увеличение поля приводило к росту усиленного сигнала (при условии нахождения на основной моде), причем характерное время спада его огибающей τ_s' становилось заметно больше τ_s , т. е., как видно из рис. 4, *b*, усиленный сигнал в относительно высоких полях регистрировался при больших t_{12} . Величина τ_s' составляла от 5 до 7 μ s. Определенное для этого значения характерного времени

пороговое поле расходится с указанным в [1] примерно в 2–3 раза. Поскольку короткоживущая (с $\tau_s = 1.5$ μ s) индукция при $t_{12} \sim 20-30$ μ s полностью затухает, следует предположить, что при относительно высоких внешних полях вклад в сигнал вносит некая медленно релаксирующая мода малой интенсивности, происхождение которой пока не ясно. Дополнительным указанием на ее существование являются очень слабые осцилляции, наблюдаемые в индукции при внешних полях $H_0 > 50$ Ое (рис. 1, *b*), а также возможное проявление немоности спада огибающей усиленного сигнала, соответствующее отклонениям экспериментальных точек от прямых линий на рис. 4, *b*. Это означает, что слабозатухающая мода несколько отстроена по частоте от основной и интерферирует с ней, приводя к появлению в результирующем сигнале биений с небольшой глубиной модуляции. Поскольку точно установить амплитуду слабозатухающей моды невозможно, нельзя также указать точную величину параметрического усиления при больших t_{12} . Согласно грубой оценке, оно достигало $\sim 10^2$.

4. Заключение

Таким образом, в настоящей работе с помощью параметрической методики изучен спектр собственных магнитоупругих колебаний монокристаллических пластин гематита. Показано, что при $H_0 < 200$ Ое он имеет сложную структуру, причем плотность мод нарастает с понижением внешнего магнитного поля. Разрешающей способности импульсной методики при этом оказывается достаточно, чтобы даже при малых полях выделить некоторые моды и исследовать их характеристики. Были измерены времена затухания звуковых колебаний, которые должны практически полностью определяться процессами рассеяния внутри материала, так как акустическое воздействие на образец со стороны внешней среды было минимизировано (за счет использования свободно подвешенного образца). Наблюдение эффекта параметрического усиления позволило обнаружить в спектре собственных колебаний кристалла слабозатухающую моду малой интенсивности, появляющуюся при увеличении H_0 . По оценке усиление достигало значительной величины, что может использоваться как в дальнейших исследованиях, так и на практике в тех случаях, например, когда гематит является рабочим элементом магнитоакустического преобразователя.

Автор благодарит П.П. Сырникова за предоставление образцов и А.П. Паугурта за полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] В.И. Ожогин, В.Л. Преображенский. УФН **155**, 4, 593 (1988).
- [2] В.И. Ожогин, А.Ю. Лебедев, А.Ю. Якубовский. Письма в ЖЭТФ **27**, 6, 333 (1978).

- [3] В.В. Бережнов, Н.Н. Евтихеев, В.Л. Преображенский, Н.А. Экономов. Акуст. журн. **26**, 3, 328 (1980).
- [4] Н.Н. Евтихеев, В.Л. Преображенский, М.А. Савченко, Н.А. Экономов. Вопр. радиоэлектроники. Сер. общетехн. **5**, 124 (1978).
- [5] В.В. Бережнов. Вопр. радиоэлектроники. Сер. общетехн. **11**, 121 (1982).
- [6] Н.К. Южин, В.В. Леманов, Б.А. Агишев. ФТТ **16**, 9, 2789 (1974).
- [7] В.А. Красильников, Т.А. Маматова, В.Г. Прокошев. ФТТ **28**, 2, 615 (1986).
- [8] M.H. Seavey. Solid State Commun. **10**, 2, 219 (1972).
- [9] Г.С. Патрин, Д.А. Великанов, Г.А. Петраковский. ФТТ **37**, 4, 1214 (1995).
- [10] И.В. Плешаков. Письма в ЖТФ **29**, 11, 65 (2003).
- [11] I.V. Pleshakov, V.V. Matveev. J. Phys.: Cond. Matter **16**, 1725 (2004).
- [12] M.H. Seavey. Solid State Commun. **12**, 1, 49 (1973).
- [13] R. Dichl, W. Jantz, V.I. Nolang, W. Wettling. Current Topics in Materials Science **1**, 241 (1984).
- [14] А.П. Паугурт, И.В. Плешаков, А.В. Иванов. ФТТ **29**, 10, 2959 (1987).
- [15] М.П. Петров, А.В. Иванов, В.Р. Корнцев, Г.Т. Андреева. ЖЭТФ **78**, 3, 1147 (1980).