УДК 534.08,534.21

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ЗВУКА И ОПТОАКУСТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В МАГНИТОСТРИКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛАХ

© 2020 г. В. М. Сарнацкий^{1, *}, Ю. В. Судьенков¹

 1 Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Санкт-Петербургский государственный университет", Санкт-Петербург, Россия

*E-mail: vmsarnatsky@yandex.ru Поступила в редакцию 16.12.2019 г. После доработки 20.01.2020 г. Принята к публикации 26.02.2020 г.

Приведены результаты исследования влияния магнитного поля на параметры ультразвуковых колебаний при лазерном возбуждении в магнитострикционных материалах. В пленках железо-иттриевого граната обнаружены размерные эффекты и квазирезонансная зависимость интенсивности акустического отклика от магнитного поля. Установлено влияние доменов и доменных границ в пластинах марганец-цинковой шпинели и поликристаллических пленках никеля на характеристики акустического отклика при лазерном возбуждении звука в присутствии магнитного поля. Исследовано влияние величины напряженности магнитного поля на спектр акустических сигналов в исследуемых материалах.

DOI: 10.31857/S0367676520060241

ВВЕДЕНИЕ

Исследование механизмов магнитоупругих взаимодействий в магнитострикционных материалах представляет интерес как в прикладных целях, так и в плане развития теоретических представлений в физике твердого тела [1-3]. Проявлению магнитоупругих взаимодействий обязан целый ряд физический явлений, таких как: зависимость затухания и скорости ультразвука от магнитного поля, магнитоакустическое эхо, магнитострикция, электромагнитная генерация звуковых волн и т.д. Магнитоупругое взаимодействие обусловлено связью между магнитной (спиновой) и упругой (решеточной) подсистемами кристалла. Так как кристаллическая решетка связана со спинами магнетика в результате спин-орбитального взаимодействия, изменение ориентации вектора намагниченности $\vec{M}_{\rm s}$ приводит к деформации кристаллической решетки, а значит и к изменению анизотропии. Данный эффект может проявляться и в обратную сторону, то есть деформация кристаллической решетки влечет за собой изменение анизотропии, что, в свою очередь, вызывает изменение ориентации вектора намагниченности. Эти эффекты, открытые Джоулем в 1842 и Виллари в 1865 гг., являются основным проявлением магнитоупругого взаимодействия. В настоящей работе представлены результаты исследований влияния напряженности и ориентации магнитного поля на параметры акустического отклика при магнитоупругом и лазерном возбуждениях ультразвука в магнитострикционных материалах.

МЕТОДЫ БЕСКОНТАКТНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ ЗВУКА

Электромагнитное возбуждение ультразвуковых колебаний реализуется за счет магнитоупругого взаимодействия и за счет индукционного взаимодействия, возникающего в проводящих магнитострикционных материалах. Индукционный механизм трансформации заключается в лоренцевом взаимодействии переменного тока, наводимого электромагнитной волной в скин-слое металла, с внешним постоянным магнитным полем. При этом с равной эффективностью возбуждаются продольные, поперечные и поверхностные волны.

Детальное рассмотрение механизма магнитоупругого и индукционого взаимодействия при электромагнитном возбуждении ультразвуковых колебаний в проводяших магнитострикционных материалах проведено в работе [4]. При этом авторы работы показали, что отношение эффективности акустоэлектромагнитного преобразования η^{ME} при магнитоупругом взаимодействии к аналогичной величине η^{EM} при индукционном взаимодействии определяется формулой

$$\frac{\eta^{ME}}{\eta^{EM}} = K \left(\frac{\gamma \chi^2}{\mu}\right)^2 \cdot \left(\frac{\omega}{2\sigma}\right)^2,\tag{1}$$

где K — фактор, определяющий изменение скорости ультразвука в магнитном поле, γ — константа магнитоупругого взаимодействия, χ — магнитная восприимчивость, μ — магнитная проницаемость, ω — частота продольных ультразвуковых колебаний, σ — проводимость металла. Из сопоставления эффективности индукционного и магнитоупругого механизмов может быть определена константа магнитоупругого механизма при известной проводимости образца. При чисто индукционном механизме трансформации эффективность преобразования можно определить по формуле

$$\eta^{EM} = \mu \times H, \tag{2}$$

где H — напряженность магнитного поля.

В последние годы методы оптико-акустической спектроскопии все чаше и эффективнее стали применяться в физических исследованиях [5-9]. Следует отметить несомненные преимущества использования оптико-акустических эффектов (ОАЭ) по сравнению с традиционно применяемыми ультразвуковыми методами: значительная широкополосность, информативность, разрешающая способность, возможность бесконтактного возбуждения звуковых колебаний. Недостатком ОАЭ является одновременное возбуждение различных мод колебаний (продольных, сдвиговых, рэлеевских волн), что при длительности зондирующего импульса, сравнимой с временем прохождения звукового импульса в тонких образцах, затрудняет интерпретацию экспериментальных данных. Однако этот недостаток исключается применением пьезоэлектрических преобразователей для регистрации и анализа акустического отклика и знанием величин скоростей для соответствующих мод ультразвуковых колебаний. При лазерном возбуждении звука обычно рассматривают несколько основных процессов взаимодействия, сопровождающихся генерацией акустических колебаний [5], из которых для неразрушающих исследований твердых тел наиболее предпочтительным является использование термоупругого механизма генерации ультразвуковых колебаний.

Исследования энергетических границ применимости механизма термоупругой генерации звука для большого числа образцов различной природы представлены в [6, 7].

ИССЛЕДОВАННЫЕ ОБРАЗЦЫ

В качестве объекта исследований были выбраны тонкие пленки железо-иттриевого граната (ЖИГ), пластины монокристаллической марганец-цинковой шпинели (МЦШ), пленки поликристаллического никеля толщиной от 20 до 100 нм на подложке кварцевого стекла в форме диска диаметром 10 мм и толщиной 1.5 мм.

Образцы ЖИГ в форме квадрата 6×6 мм толщиной d выращены методом жидкофазной эпитаксии на подложке галлий-гадолиниевого граната (ГГГ). Толщина исследуемых пленок d удовлетворяла условию: $d \ll L$, и составляла от 3 до 100 мкм. Кристаллографическое направление [111] перпендикулярно плоскости пленки.

Монокристаллы состава $Mn_{0.61}Zn_{0.39}$ Fe_2O_4 выращены методом Бриджмена. В работе [10] показано, что затухание звука в образцах МЦШ определяется доменно-дефектной структурой. Скорость продольных ультразвуковых волн в МЦШ имеет значения от 6.9 до 7.3 км \cdot с $^{-1}$ в зависимости от направления распространения. Скорость сдвиговых колебаний проявляет значительную анизотропию, в частности, волна, распространяющаяся вдоль направления [110] со смещением вдоль [1 $\overline{10}$] (быстрая поперечная) имеет скорость 4200 м \cdot с $^{-1}$, а для волны со смещением вдоль [100] (медленная квазипоперечная) — скорость равна 2940 м \cdot с $^{-1}$.

Пленки никеля на стеклянные подложки напыляли в вакууме методом Precision Etching and Coating System. Скорость нанесения пленки никеля на подложку равна $0.06~{\rm km\cdot c^{-1}}$. Толщины пленок никеля от 20 до 100 нм были определены по времени напыления и контролировались с помощью кварцевых весов.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ УСТАНОВКИ И ПРОВЕДЕНИЕ ИЗМЕРЕНИЙ

Экспериментальная установка и методика измерений электромагнитного бесконтактного возбуждения звука тонкими пленками и пластинами магнитострикционных материалов подробно описаны в работе [2]. В зазор электромагнита (поле H_0) помещался исследуемый образец на звукопроводе, находящемся внутри катушки (2-3 витка), в которой для создания переменного магнитного поля H_1 возбуждался радиочастотный импульс длительностью 1 мкс и частотой заполнения 10-50 МГц. При параллельном направлении полей H_1 и H_0 эффективно возбуждается продольная ультразвуковая волна, распространяющаяся вдоль оси звукопровода, а в ортогональном направлении сдвиговая волна с вектором поляризации, совпадающим с направлением постоянного магнитного поля. Звукопровод предназначался для разделения во времени принимаемых сигналов и выделения нужной моды колебаний.

Оптоакустический эффект в магнитострикционных материалах исследовался с применением импульсного лазера длительностью 1.3 нс на длине волны 1064 нм [11]. Дополнительно применяли удвоитель частоты на кристалле КТР, дающий возможность получения лазерного излучения с

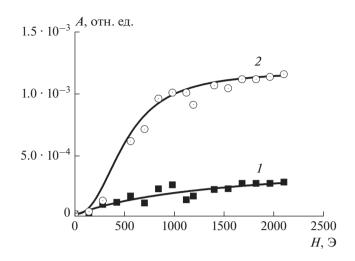


Рис. 1. Поведение сигнала акустического отклика сдвиговых колебаний при лазерном возбуждении монокристаллических пластин МЦШ в магнитном поле (1- быстрая поперечная волна, 2- медленная квазипоперечная волна).

длиной волны 532 нм (зеленый свет). Исследуемые образцы размещали в зазоре (30 мм) электромагнита с максимальной напряженностью магнитного поля 2100 Э.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Исследования возбуждения ультразвуковых волн пластинами МЦШ проводили двумя методами. Измерения эффективности электромагнитного возбуждения тонкими пластинами МЦШ позволили определить направление распространения [110] и направление поляризации [100] поперечной акустической волны с максимальной амплитудой излучения звука. В этих же образцах исследовали оптоакустический эффект, и было обнаружено значительное отличие зависимостей акустического отклика от магнитного поля для быстрой поперечной и медленной квазипоперечной волн (рис. 1), что объясняется различием внутренних магнитных полей вдоль направлений $[1\overline{1}0]$ и [100]. Кроме указанного факта, определенный вклад в характер полевой зависимости A(H) оказывает взаимодействие звуковых колебаний и доменной структуры (при монодоменизации наблюдается значительное ослабление затухания, что приводит к увеличению интенсивности звука).

На рис. 2 показаны полевые зависимости амплитуды *А* продольных ультразвуковых колебаний с частотой 36 МГц, возбуждаемых электромагнитным методом пленками ЖИГ разной толщины. Из рис. 2 видно, что для пленок толщиной 4.5—16 мкм отчетливо наблюдается квазирезонансная зависимость амплитуды колебаний от величины внешнего магнитного поля, приложен-

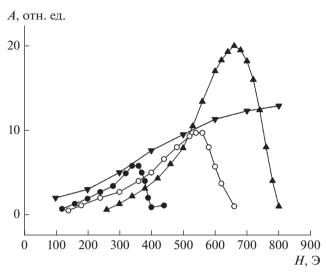


Рис. 2. Зависимость эффективности электромагнитного возбуждения продольных ультразвуковых волн пленками ЖИГ разной толщины d от внешнего магнитного поля. (Символ \blacktriangle — пленка толщиной d = 4.5 мкм; символ \circ — d = 16 мкм; символ \checkmark — d = 64 мкм).

ного параллельно переменному магнитному полю и перпендикулярно плоскости пленки [12].

Наиболее ярко размерно-резонансные эффекты проявились при возбуждении продольных ультразвуковых колебаний тонкими пленками ЖИГ (от 4.5 до 16 мкм) при помещении их в неоднородное магнитное поле. На рис. 3 приведены полевые зависимости амплитуды продольных ультразвуковых колебаний с частотой 36 МГц, возбуждаемых пленками толщиной 4.5 мкм при дополни-

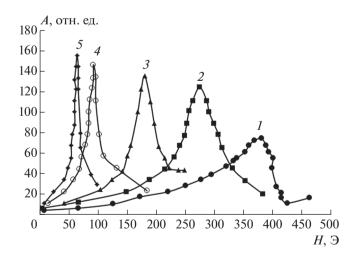


Рис. 3. Полевые зависимости амплитуды продольного ультразвука для колебаний пленки ЖИГ толщиной 4.5 мкм в неоднородном магнитном поле. (Кривые I-5 относятся для смещений образца I от 0 до 4 см с шагом 1 см).

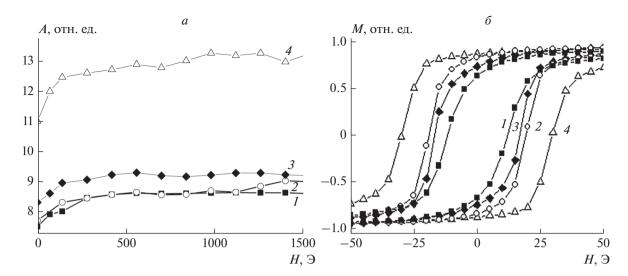


Рис. 4. a — Зависимость амплитуды продольных ультразвуковых колебаний, возбуждаемых в пленках никеля при ОАЭ от магнитного поля. Кривая I с символами ■ -d = 25 нм; кривая 2 с символами $\bigcirc -d$ = 35 нм; кривая 3 с символами $\bigcirc -d$ = 50 нм; кривая 4 с символами $\triangle -d$ = 50 нм. 6 — Магнитный гистерезис пленок никеля (обозначения образцов те же, что для рис. 4a).

тельном наложении магнитного поля, направленного касательно плоскости пленки, достигаемого за счет смещения образца в направлении, перпендикулярном направлению поля подмагничивания на различные расстояния l от центра электромагнита. Отчетливо наблюдаются резонансные максимумы, при этом с увеличением расстояния l от 0 до 4 см максимумы смещаются в сторону меньших полей, величина максимума возрастает и добротность "резонансной кривой" увеличивается. Возможно, объяснение наблюдаемых эффектов связано с образованием в пленках ЖИГ полосовых магнитных доменов и с вынужденными резонансными колебаниями доменных границ. В экспериментах по электромагнитному возбуждению ультразвуковых колебаний постоянное магнитное поле H_0 модулируется переменным высокочастотным магнитным полем. Колебательная система доменных границ между полосовыми доменами может быть описана дифференциальным уравнением:

$$m\frac{d^2x}{dt^2} + C\frac{dx}{dt} + Dx = M(H_0 + h_1\cos 2\pi f_0 t),$$
 (3)

где x — смещение доменной границы, m и D — ее эффективная масса и квазиупругий коэффициент, C — коэффициент трения, h_1 — амплитуда переменного магнитного поля, M — намагниченность единицы объема.

При этом собственная резонансная частота колебаний границ доменов f_0 с учетом магнитных характеристик ЖИГ и приложенного магнитного поля составляет величину 25—75 МГц, что согла-

суется с частотой продольных колебаний, примененной в наших экспериментах.

Амплитуда вынужденных продольных ультразвуковых колебаний, связанных с колебаниями доменных границ определяется величиной коэффициента магнитоупругой связи B_1 , значением амплитуды h_1 переменного магнитного поля, степенью близости частоты переменного поля f к частоте f_0 и добротностью системы Q. При наложении магнитного поля, касательного к плоскости пленки ЖИГ, происходит изменение частоты f_0 в сторону меньших значений поля, приложенного перпендикулярно плоскости пленки, а при уменьшении значений резонансного поля происходит увеличение добротности колебательной системы вследствие увеличения подвижности доменных границ, что согласуется результатами наших исследований. Этот эффект был предсказан ранее в теоретической работе Турова и Лугового [13] и наблюдался нами впервые. Практическое применение наблюдаемых особенностей при возбуждении ультразвуковых колебаний тонкими пленками ЖИГ приведено в описании к патенту РФ № 2492590 [14].

Результаты исследований эффекта ОАЭ в магнитном поле, проведенные в тонких пленках никеля для продольных волн, представлены на рис. 4a. Общим для всех представленных зависимостей в поведении A(H) является наличие излома в области малых полей, что согласуется с показанными на рис. 4b магнитными характеристиками исследуемых образцов. Это свидетельствует о двух различных механизмах магнитоупругого взаимодействия, ответственных за возбуждение ультразвуковых колебаний в пленках никеля нанометровой толщины.

Первый механизм связан с магнитострикционными свойствами никеля, и он обусловлен процессами перестройки доменной структуры в слабых полях. Из рис. 4δ можно видеть, что для всех исследованных образцов пленок никеля с толщинами 20-100 нм процесс насыщения намагниченности завершается в полях до 100 Э. Излом в поведении амплитуды ультразвуковых колебаний от величины напряженности приложенного магнитного поля наблюдается в этой же области полей (рис. 4a). При дальнейшем увеличении магнитного поля больший вклад в эффективность излучения звука оказывает индукционный механизм, и в соответствии с формулой (2) наблюдается линейная зависимость A(H).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Продемонстрирована высокая эффективность возбуждения высокочастотных ультразвуковых волн продольной и сдвиговой поляризации тонкими пленками ЖИГ на подложке ГГГ. Наблюдаются размерно-резонансные эффекты, зависящие от частоты ультразвука и толщины пленки и усиливающиеся в неоднородном магнитном поле. Эти аномалии объяснены резонансным движением доменных грании.

Обнаруженные особенности в зависимости акустического отклика в пластинах МЦШ и тонких пленках поликристаллического никеля при оптоакустическом эффекте свидетельствуют о нескольких механизмах взаимодействия спиновой и упругой подсистем.

Теоретические и экспериментальные исследования показывают, что существенная информация о параметрах магнитоупругого взаимодействия может содержаться в величине спектральных компонент и форме спектра упругих деформаций, регистрируемых методикой ОАЭ.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (проект № 15-19-00182).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Белов К.П.* Магнитострикционные материалы и их применение в науке и технике. М.: Наука, 1992. 334 с.
- Sarnatsky V.M. // Sens. Actuators. 2004. V. A116. P. 173.
- 3. Ecreem N.B., Olabi A.G., Prescott T. et al. // J. Mater. Proc. Techn. 2007. V. 191. P. 96.
- 4. *Бучельников В.Д.*, *Васильев А.Н.* // УФН. 1992. Т. 162. № 3. С. 89.
- 5. *Гусев В.Э., Карабутов А.А.* Лазерная оптоакустика. М.: Наука, 1991. 304 с.
- 6. Судьенков Ю.В. Исследование термомеханических и ударно-волновых процессов в твердых телах при наносекундном длительном возмущении. Дис.... докт. физ.-мат. наук. СПб: ИПМ РАН, 2015.
- 7. Зимин В.А., Свентицкая В.Е., Судьенков Ю.А. // Вест. Санкт-Петерб. ун-та, механика, астрономия. Т. 63. № 1. С. 131; Zimin V.A., Sventitskaya V.E., Sudenkov Yu.V. // Vest. St. Peter. Univer. Math. 2018. V. 51. № 1. Р. 95
- 8. *Гуревич С.Ю., Петров Ю.В.* // ЖТФ. 2016. Т. 86. № 3. С. 114.
- 9. *Kats V.N.*, *Linnik T.L.*, *Salasyuk A.S. et al.* // Phys. Rev. B. 2016. V. 93. Art. № 214422.
- 10. Шутилов В.А., Котов Л.Н., Сарнацкий В.М. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 6. С. 1783.
- 11. Винокуров Н.А., Сарнацкий В.М., Судьенков Ю.В. и др. // Тр. II Всерос. акуст. конф., совмещ. с XXX сессией РАО. (Нижний Новгород, 2017). С. 514.
- 12. Сарнацкий В.М, Мавлоназаров И.О., Луцев Л.В. // Письма в ЖТФ. 2014. Т. 40. № 14. С. 79; Sarnats-kii V.M., Mavlonazarov I.O., Lutsev L.V. // Techn. Phys. Lett. 2014. V. 40. № 7. P. 622.
- 13. Туров Е.А., Луговой А.А. // ФММ. 1980. Т. 50. № 5. С. 903.
- 14. *Сарнацкий В.М., Канивец А.А.* Магнитострикционный преобразователь высокочастотных ультразвуковых колебаний. Пат. РФ № 2492590, кл. H04R15/00. 2013.