

В. И. Хижный, А. П. Королюк, Т. М. Хижная

Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины

ул. Ак. Проскуры, 12, Харьков, 61085, Украина

E-mail: khizh@ire.kharkov.ua

АКУСТИЧЕСКОЕ ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЕ ПРИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ ЗВУКА В КРИСТАЛЛЕ БОРАТА ЖЕЛЕЗА

Высокотемпературные антиферромагнетики (борат железа, гематит и др.) обладают большой величиной магнитоупругой связи. В условиях эффекта двулучепреломления имеется возможность управления параметрами звуковых волн малым внешним магнитным полем. Большая величина магнитоупругой связи повышает чувствительность магнитной системы образца к внешним механическим воздействиям, например со стороны акустических контактов с пьезопреобразователями. Авторами экспериментально изучен эффект бесконтактной (электромагнитной) генерации звука во внешнем магнитном поле при минимальном влиянии внешних механических напряжений на магнитные свойства образца. Обнаружен эффект двулучепреломления при электромагнитной генерации высокочастотной ультразвуковой волны, представляющий интерес с точки зрения его приборного приложения. Проведено сравнение теории эффекта двулучепреломления с данными эксперимента. Получена величина магнитоупругой щели для бората железа. Ил. 2. Библиогр.: 12 назв.

Ключевые слова: борат железа, акустическое двулучепреломление, электромагнитное возбуждение звука.

Физический интерес к исследованиям акустического двулучепреломления (АД) в магнетиках связан с тем, что этот эффект позволяет управлять параметрами звуковой волны небольшим внешним магнитным полем. С точки зрения приложений в микро- и акустоэлектронике, особенно интересны магнетики с большой величиной эффекта АД. Таковыми являются высокотемпературные антиферромагнетики (АФМ) со слабым ферромагнетизмом (ФМ) и большой величиной магнитоупругой (МУ) связи. Например, борат железа (FeBO_3), гематит ($\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$) и др. Причина АД в этих объектах состоит в перенормировке эффективных упругих модулей, связанной с МУ взаимодействием [1]. Теория эффекта АД для данных структур была дана Е. А. Туровым [2]. Авторы наблюдали АД в тригональном АФМ со структурой $\Gamma_3^- + 2_x^-$ – изометричном образце FeBO_3 [3]. Для этого типа образцов нами были обнаружены существенные отличия теории АД [2] и эксперимента. Их удалось объяснить наличием эффектов наведенной магнитной поверхностной анизотропии, вызванной механическими граничными условиями, и блочной структуры образцов [4]. Задача данных исследований состояла в изучении эффекта АД в совершенном монокристалле FeBO_3 с минимальным влиянием механических напряжений со стороны акустических контактов на магнитное состояние поверхности образца, т. е. при бесконтактном электромагнитном возбуждении звука (ЭМВЗ) в монокристаллическом образце [5]. Заметим, что при ЭМВЗ в борате железа, с учетом требований кристалломагнитной симметрии и стрикционной МУ связи, должна возбуждаться только одна магнитная поперечная звуковая мода при $q \parallel C_3$ (где q – волновой вектор звука, C_3 – тригональная ось кристалла). Поэтому обна-

ружение и исследование эффекта АД при ЭМВЗ, связанного с интерференцией двух поперечных мод – магнитной и немагнитной, представляет значительный интерес.

1. Выполнение эксперимента. Для измерений нами был использован образец бората железа высокого магнитного качества, который имел вид плоскопараллельной пластинки толщиной $d \approx 50$ мкм. Поверхность пластинки площадью $\approx 10 \text{ мм}^2$ совпадала с базисной плоскостью (XU) кристалла и была нормальна к главной оси симметрии C_3 . Эксперимент проведен в импульсном режиме генерации на частоте $f \sim 170$ МГц при температуре 77 К. Методика измерений подробно описана в [5]. Вкратце она такова. Акустическая ячейка измерительного тракта представляла собой образец FeBO_3 , который являлся частью акустической связки, в которую входили буфер (линия задержки) из лейкосапфира ($\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$) и одномодовый пьезопреобразователь поперечного звука из ниобата лития LiNbO_3 . Образец помещался на акустической связке, на торце буфера, в пучности переменного магнитного поля h низкодобротного коаксиально-полоскового резонатора. Амплитуда поперечной звуковой волны регистрировалась пьезопреобразователем на втором торце буфера. Применение буфера из $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$, материала с близкими к FeBO_3 упругими параметрами, предотвращало возникновение значительных механических напряжений пластинки бората железа при ее охлаждении. Толщина образца и длительность радиоимпульсов генератора ($\sim 1 \dots 2$ мкс) соответствовали измерениям в режиме «длинного импульса» [6]. В низкочастотном блоке приемного тракта регистрировался сигнал, пропорциональный амплитуде первого прошедшего буфер генерируемого акустического им-

пульса. Вектор внешнего магнитного поля $H \perp C_3$ мог ориентироваться в базисной (XU) плоскости в произвольном направлении, а измерения проведены при $H \perp h$ и $h \perp C_3 \parallel Z$. Необходимое направление ориентаций поляризации преобразователя и буфера в базисной плоскости определялось согласно общей формуле П1 из [2] и соответствовало случаю скрещенной поляризации, возбуждаемой в образце и регистрируемой поперечной моды. При этом производилась многократная переборка акустической ячейки с целью определения ориентации всех ее элементов, соответствующих оптимальному наблюдению эффекта АД.

На рис. 1 приведена экспериментальная запись магнитополевой зависимости амплитуды (нормированной по максимуму) генерируемой акустической поперечной моды на выходе буфера, на частоте ~ 176 МГц. Сплошная линия – расчетная зависимость нормированной амплитуды звуковой волны в функции магнитного поля H , для случая $H_{\Delta}^2 = 1,68 \cdot 10^6 \text{ Э}^2$.

В интервале $H \sim 0 \dots 120 \text{ Э}$ наблюдаются осцилляции амплитуды на фоне монотонного хода. Как показано на рис. 1, период осцилляций увеличивается с увеличением H . Восстановление зависимости периода от поля H было весьма проблематично из-за малого количества периодов, что обусловлено малой толщиной образца. Авторы наблюдали также сдвиг кривой примерно на полпериода при повороте на $\pi/2$ поляризации приемного пьезопреобразователя. Отношение амплитуд постоянной составляющей к максимальному размаху колебаний в поле H составляло ~ 1 . Приведенные особенности магнитополевой зависимости сигнала генерации звука свидетельствует обо всех признаках эффекта АД при ЭМВЗ поперечного звука.

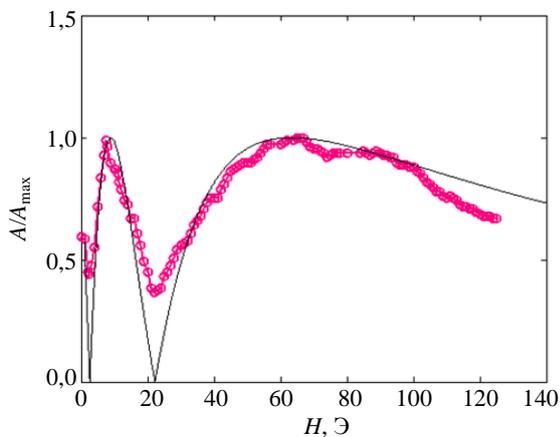


Рис. 1. Магнитополевая зависимость амплитуды генерируемой звуковой волны (кружки – данные эксперимента, сплошная линия – расчет)

2. Обсуждение результатов. Сравним экспериментальные данные и теорию АД [2] для бората железа. Перепишем формулу (24) из [2] для амплитуды звука на выходе пластинки для случая скрещенных поляризаций и угла начальной ориентации поляризации относительно оси $C_2 - \varphi_0 \approx \pi/4$:

$$A_t \approx \left| (1 - \cos(\Delta q d))^{1/2} \right|, \quad (1)$$

где, согласно [2],

$$\Delta q = \omega (v_1^{-1} - v_2^{-1}); \quad (2)$$

$$v_1 = v_2 \left[1 - \frac{2H_E H_{me2}}{H(H + H_D) + 2H_E H_{me1} + H_{\Delta}^2} \right]^{1/2}. \quad (3)$$

Здесь: v_1 – скорость магнитной моды; v_2 – скорость немагнитной моды; H_E – поле однородного обмена; H_D – поле Дзялошинского; H_{me1} – первое (термин работы [2]) магнитоупругое поле, $2H_E H_{me1}$ – определяет величину МУ щели в спектре спин-волновых возбуждений для нижней ветви спектра, в стрикционном приближении; H_{me2} – второе МУ поле, определяющее амплитуду стрикционной МУ связи для магнитной моды. В знаменателе выражения (3) введен дополнительный подгоночный параметр – добавка к величине МУ щели – H_{Δ}^2 . Для FeBO_3 все величины, входящие в (2) и (3), известны [3]. Величина щели, согласно [2],

$$2H_E H_{me1} \approx 4,00 \cdot 10^6 \text{ Э}^2. \quad (4)$$

Разные экспериментальные работы дают для МУ щели несколько отличающиеся величины. Так, в одном из первых экспериментов по магнитоакустике бората железа [7] эта величина – $(6,0 \pm 2,0) \cdot 10^6 \text{ Э}^2$, в экспериментах по антиферромагнитному резонансу [8] – $4,25 \cdot 10^6 \text{ Э}^2$, а в экспериментах по изучению спин-волновых возбуждений [9] – $3,6 \cdot 10^6 \text{ Э}^2$. Вероятно, основная причина такого разброса величины «эффективной МУ щели» $2H_E H_{me1} + H_{\Delta}^2$ – разные условия закрепления образцов в экспериментах [7–9]. Дело в том, что относительно небольшие механические напряжения, возникающие в базисной плоскости образцов бората железа при их установке, оказывают влияние на величину МУ щели из-за эффекта «обменного усиления» [10]. Даже свободный от внешних напряжений образец, как правило, обладает ротовыми напряжениями, которые по своему действию на щель эквивалентны внешнему давлению [11].

Заметим, что пьезомагнитная добавка к МУ части плотности энергии FeBO_3 также может давать вклад в МУ щель. В отличие от (4), вклад пьезомагнитной добавки анизотропен, зависит от направления H . Пьезомагнитная добавка имеет

место при $H = 0$ и зависит от положения магнитных векторов в базисной плоскости.

Таким образом, все выше сказанное обосновывает введение добавки H_{Δ}^2 к МУ щели. На необходимость введения такой добавки указано в монографии [10], где описаны первые эксперименты авторов по наблюдению АД на изометричных образцах FeBO_3 .

Расчет полевой зависимости амплитуды по (1)–(3) при $H_{\Delta}^2 = 0$ не дал даже качественного согласования с экспериментом. Вместе с тем, неплохое количественное согласование теории [2] с экспериментом получено авторами для $H_{\Delta}^2 = 1,68 \cdot 10^6 \text{ Э}^2$. На рис. 1 (сплошная линия) показана нормированная на максимум теоретическая кривая. Следует отметить хорошее согласование теории с экспериментом даже в малых полях $H < 15 \text{ Э}$, где H еще не параллельно намагниченности образца M и период осцилляций $\Delta H \sim H$.

Отметим следующее обстоятельство. В высокочастотном поле h магнитострикция дает генерацию только магнитной звуковой моды. Наблюдение же осцилляций АД возможно при интерференции двух мод – магнитной и немагнитной. Противоречия здесь нет, так как немагнитная мода также генерируется. Ее связь с магнитной системой, т. е. нижней ветвью спин-волновых возбуждений, может осуществляться по пьезомагнитному механизму [12]. В [12] наблюдалось смягчение немагнитной моды в магнитном поле, в монокристаллах бората железа. Здесь мы рассчитали по формулам (1)–(3) амплитуду полевой зависимости АД с учетом смягчения немагнитной моды в поле H . Для зависимости скорости немагнитной моды v_{2H} от поля H была использована эмпирическая формула из [12], где H берется в эрстедах:

$$v_{2H} = v_2 [1 - 9,57 / (H + 78)].$$

Результат расчета приведен на рис. 2, где для удобства сравнения с теорией кружками показана экспериментальная запись амплитуды звуковой волны рис. 1. Сплошная линия – расчетная зависимость нормированной амплитуды прохождения звуковой волны в функции магнитного поля H , при учете смягчения немагнитной моды и $H_{\Delta}^2 = 1,51 \cdot 10^6 \text{ Э}^2$. Для этого случая наилучшее согласование теории с экспериментом имеем при $H_{\Delta}^2 = 1,51 \cdot 10^6 \text{ Э}^2$. Как видно из сравнения зависимостей рис. 1 и 2, учет смягчения немагнитной моды при сопоставлении теории и эксперимента не существенен, но он важен при интерпретации формы магнитополевой зависимости рис. 1 и 2. Естественно, не следует ожидать полного количественного согласования теории и

эксперимента, поскольку начальные амплитуды генерируемых магнитной и немагнитной мод различны, а распределение упругих полей вдоль оси Z неоднородно.

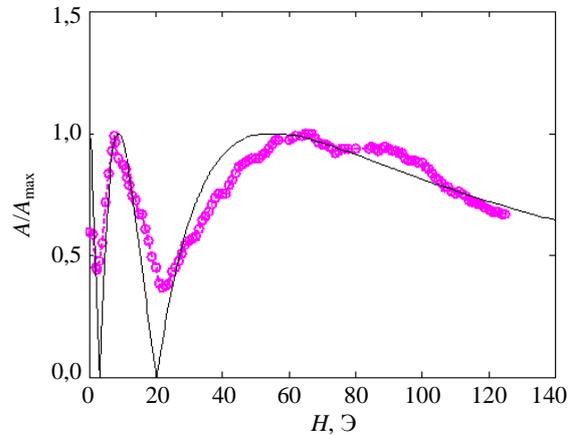


Рис. 2. Магнитополевая зависимость амплитуды генерируемой звуковой волны (кружки – данные эксперимента, сплошная линия – расчет с учетом смягчения немагнитной моды)

Тем не менее, результаты теоретических и экспериментальных исследований показывают хорошее качественное согласование.

Выводы. Таким образом, в работе изучены полевые зависимости амплитуды генерируемого бесконтактным образом звука на частоте 176 МГц в тонких монокристаллических пластинках FeBO_3 . Обнаружены осцилляции амплитуды в поле H , лежащем в базисной плоскости образца, которые отражают эффект акустического двулучепреломления при электромагнитном возбуждении звука. На образцах с минимальным механическим воздействием достигнуто хорошее согласование с теорией АД. Единственный подгоночный параметр описывает увеличение магнитоупругой щели на величину $\approx 40\%$, в сравнении с ее теоретической величиной для полностью свободного образца и изотропного случая.

Авторы выражают благодарность М. Б. Стругацкому за предоставление высококачественных образцов бората железа.

Библиографический список

1. Ожогин В. И. Эффективный ангармонизм упругой подсистемы антиферромагнетиков / В. И. Ожогин, В. Л. Преображенский // Журн. эксперим. и теорет. физики. – 1977. – 73, № 3. – С. 988–1000.
2. Туров Е. А. Акустический эффект Коттона–Мутона в антиферромагнетиках / Е. А. Туров // Журн. эксперим. и теорет. физики. – 1989. – 96, № 6. – С. 2140–2148.
3. Королюк А. П. Магнитоакустические осцилляции в антиферромагнетике FeBO_3 / А. П. Королюк, В. В. Тараканов, В. И. Хижный // Физика низких температур. – 1996. – 22, № 8. – С. 924–928.
4. Fine structure of Gakel'-Turov oscillations in iron borate / M. B. Strugatsky, K. M. Skibinsky, V. I. Khizhnyi, V. V. Tara-

- kanov // J. of Magnetism and Magnetic Materials. – 2002. – 241, Iss. 2–3. – P. 330–334.
5. *Электромагнитное возбуждение звука в борате железа* / В. И. Хижный, В. В. Тараканов, А. П. Королюк, Т. М. Хижная / Физика низких температур. – 2006. – 32, № 7. – С. 838–845.
 6. *Труэлл Р. Ультразвуковые методы в физике твердого тела* / Р. Труэлл, Ч. Эльбаум, Б. Чик; пер. с англ. под ред. И. Г. Михайлова, В. В. Леманова. – М.: Мир, 1972. – 307 с.
 7. *Seavey M. H. Acoustic Resonance in the Easy-Plane Weak Ferromagnet α -Fe₂O₃ and FeBO₃* / М. Н. Seavey // Solid State Communications. – 1972. – 10, Iss. 2. – P. 219–223.
 8. *Селезнев В. Н. Магнитоупорядоченные бораты железа: дис. ... д-р физ.-мат. наук* / В. Н. Селезнев; Симферополь. гос. ун-т. – Симферополь, 1987. – 372 с.
 9. *Круг фон Нидда Х. А. Спин-волновые резонансы в антиферромагнетиках* / Х. А. Круг фон Нидда, Л. Е. Свистов, Л. А. Прозорова // Физика низких температур. – 2010. – 36, № 8/9. – С. 926–932.
 10. *Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков* / Е. А. Туров, А. В. Колчанов, В. В. Меньшенин и др. – М.: Физматлит, 2001. – 560 с.
 11. *Стругацкий М. Б. Эффективная гексагональная магнитная анизотропия гематита: учет высших инвариантов* / М. Б. Стругацкий, К. М. Скибинский // Физика твердого тела. – 2015. – 57, № 7. – С. 1329–1333.
 12. *Тараканов В. В. Смягчение «немагнитной» упругой моды в пластине антиферромагнетика FeBO₃* / В. В. Тараканов, В. И. Хижный // Физика низких температур. – 1996. – 22, № 7. – С. 752–757.

Рукопись поступила 31.05.2016.

V. I. Khizhnyi, A. P. Korolyuk, T. M. Khizhnaya

ACOUSTIC BIREFRINGENCE AT ELECTROMAGNETIC EXCITATION OF SOUND IN IRON BORATE CRYSTALS

High temperature antiferromagnets such as iron borate, hematite etc., have high magnetoelastic coupling. As a result, in the conditions of birefringence effect, there is a possibility to

control parameters of sound waves by a small external magnetic field. On the other hand, high magnetoelastic coupling raises the sensitivity of sample magnetic system to external mechanical influences, for example from the side of acoustic contacts with piezotransducers. In this paper the effect of contactless (electromagnetic) sound generation in external magnetic field, while minimizing the impact of external mechanical stresses on the magnetic properties of the sample is experimentally studied. As a result, the birefringence effect at the electromagnetic excitation of high-frequency ultrasonic wave is detected, which is of interest from the viewpoint of its instrument application. Comparison of a theory of birefringence effect with experimental data is conducted. The magnitude of a magnetoelastic gap for iron borate is obtained.

Key words: iron borate, acoustic birefringence, electromagnetic excitation of sound.

V. I. Хижный, О. П. Королюк, Т. М. Хижна

АКУСТИЧНЕ ДВОПРОМЕНЕЗАЛОМЛЕННЯ ПРИ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОМУ ЗБУДЖЕННІ ЗВУКУ В КРИСТАЛІ БОРАТУ ЗАЛІЗА

Високотемпературні антиферромагнетики (борат заліза, гематит та ін.) мають велику величину магнітопружного зв'язку. За умови двопротенезаломлення є можливість керування параметрами звукових хвиль малим зовнішнім магнітним полем. Велика величина магнітопружного зв'язку підвищує чутливість магнітної системи зразка до зовнішніх механічних впливів, наприклад з боку акустичних контактів з п'єзоперетворювачем. Авторами експериментально вивчений ефект безконтактної (електромагнітної) генерації звуку в зовнішньому магнітному полі при мінімальному впливі зовнішніх механічних напружень на магнітні властивості зразка. У результаті виявлено ефект двопротенезаломлення при електромагнітній генерації високочастотної ультразвукової хвилі, який становить інтерес з точки зору його приладового застосування. Проведено порівняння теорії ефекту двопротенезаломлення з даними експерименту. Отримано величину магнітопружного щілини борату заліза.

Ключові слова: борат заліза, акустичне двопротенезаломлення, електромагнітне збудження звуку.