

## Электромагнитное возбуждение звука в борате железа

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

*Институт радиофизики и электроники им. А.Я. Усикова НАН Украины  
ул. Акад. Проскуры, 12, г. Харьков, 61085, Украина  
E-mail: khizh@ire.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 14 февраля 2005 г., после переработки 13 декабря 2005 г.

Обнаружена линейная электромагнитная генерация звука продольной (на частоте  $\sim 230$  МГц) и поперечной (на частоте  $\sim 180$  МГц) поляризации в пластинке бората железа. Возбуждающее магнитное поле  $\mathbf{h}_\perp$  имело амплитуду до 1 Э и было параллельно базисной (111) плоскости пластинки. Линейная генерация звука продольной поляризации наблюдалась впервые. Наблюдался также обратный эффект — генерация поля  $\mathbf{h}_\perp$  звуком, транслируемым в борат железа от внешнего источника. Исследована полевая зависимость сигнала во внешнем подмагничивающем поле  $\mathbf{H}$ , лежащем в базисной плоскости образца. Качественно обсуждается пьезомагнитный механизм возбуждения продольного звука блоховской доменной стенкой.

Виявлено лінійну електромагнітну генерацію звуку поздовжньої (на частоті  $\sim 230$  МГц) і поперечної (на частоті  $\sim 180$  МГц) поляризації в пластинці бората заліза. Збудливе магнітне поле  $\mathbf{h}_\perp$  мало амплітуду до 1 Е і було паралельно базисній (111) площині пластинки. Лінійна генерація звуку поздовжньої поляризації спостерігалася вперше. Спостерігався також зворотний ефект — генерація поля  $\mathbf{h}_\perp$  звуком, трансльованим у борат заліза від зовнішнього джерела. Досліджено польову залежність сигналу в зовнішньому підмагнічиваючому полі  $\mathbf{H}$ , що лежить у базисній площині зразка. Якісно обговорюється п'єзомагнітний механізм порушення поздовжнього звуку блохівською доменною стінкою.

PACS: 75.40.Gb

**Ключевые слова:** борат железа, электромагнитная генерация звука, пьезомагнетизм, доменная граница.

### Введение

Возможность возбуждения звуковых волн в магнетиках переменным магнитным полем  $\mathbf{h}_\perp$ , как известно, обусловлена связыванием магнитных колебаний с упругими. Благодаря такой связи магнитные кристаллы могут использоваться в качестве преобразователей гиперзвука. На частотах  $\omega \ll k_B T_N / \hbar$ , малых по сравнению с характерной частотой колебаний спиновой системы, где  $T_N$  — температура Нееля, а  $k_B$  — постоянная Больцмана, линейно связаны со спинами только упругие волны поперечной поляризации. При этом магнитоупругую связь можно характеризовать безразмерным параметром  $\xi^{\text{rel}} \sim B^2 / CN_A < 1$  [1], где  $B$  и  $C$  — стрикционные и упругие постоянные соответственно, а  $N_A$  — константа магнитной анизотропии. По-

скольку  $B \sim 10^7$ ,  $C \sim 10^{12}$ ,  $N_A \sim 10^3$ – $10^6$  эрг/см<sup>3</sup>, то  $\xi^{\text{rel}} \ll 1$ . Таким образом, для возбуждения звука предпочтительны материалы с малой анизотропией. Таковыми, например, являются антиферромагнетики (АФ) и слабые ферромагнетики (СФ) с магнитной анизотропией типа «легкая плоскость». В частности, для пластинки FeVO<sub>3</sub> эффективное поле анизотропии в легкой плоскости  $H_a$  всего  $\sim 1$  Э [2], что соответствует  $N_A \sim 10^3$  эрг/см<sup>3</sup>.

Отметим также, что для возбуждения акустической волны в однородном (мономенизированной) магнетике возбуждающее поле должно быть неоднородным. Это условие снимается, если в образце существуют домены. Для генерации звука, однако, существенны не сами домены, а доменные границы (ДГ). Если учесть, что магнитная структура слабоферромагнитной фазы бората железа допускает су-

ществование пьезомагнитного эффекта, то некоторые моды упругих колебаний можно возбудить однородным полем с поверхности образца, где имеет место скачок намагниченности, а также в ДГ.

В пластинке бората железа при  $\mathbf{H} \perp \mathbf{h}$ , где  $\mathbf{h}$  — переменная, а  $\mathbf{H}$  — статическая компонента магнитного поля, ранее удавалось возбуждать моду поперечных акустических колебаний на низких частотах [3]. При этом звук регистрировался косвенно, по особенностям на кривой высокочастотной магнитной восприимчивости образца во внешнем магнитном поле.

В монодоменизированном образце при параметрической накачке спиновой подсистемы на удвоенной частоте наблюдался нелинейный режим генерации звука [4,5]. Возбуждение звука в монодоменизированном образце обнаружено экспериментально [6] и исследовано теоретически [7]. Однако модовая структура возбужденного звукового поля в [6] не определялась. Во всех случаях эффект связывался с релятивистской магнитострикцией, дающей добавку к энергии  $F_{me}$ , зависящую от комбинации из компонент антиферромагнитного вектора  $\mathbf{l} = (\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2)/2M_0$ , где  $\mathbf{M}_1$  и  $\mathbf{M}_2$  — векторы намагниченностей первой и второй магнитных подрешеток, а  $M_0$  — ее равновесная намагниченность:

$$F_{me} \sim B_{ijkl} l_i l_j e_{kl}, \quad (1)$$

где  $B_{ijkl}$  — постоянная магнитоупругой (стрикционной) связи, а  $e_{kl}$  — упругая деформация.

Пьезомагнетизм определяет еще одну добавку к энергии —

$$F_{pm} \sim P_{ijkl} m_i l_j e_{kl}, \quad (2)$$

где  $m_i$  — компонента вектора намагниченности  $\mathbf{m} = (\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2)/2M_0$ , а  $P_{ijkl}$  — пьезомагнитная постоянная.

Существенно, что добавка (2) дает линейную связь намагниченности  $m$  с продольной деформацией  $e_{ll}$ , которая отсутствует в (1). Отметим, что линейная генерация продольного звука в борате железа ранее не наблюдалась.

Цель данной работы — экспериментальное исследование возбуждения звука в борате железа в длинноволновой области гиперзвуковых частот.

### Методика измерений

Для измерений был отобран образец  $\text{FeVO}_3$  хорошего магнитного качества, с измеренной на частоте 60 ГГц полушириной линии АФМР  $\Delta H_{1/2} < 100$  Э. Образец выращен методом спонтанной кристаллизации из раствора в расплаве и имел вид пластинки, развитые поверхности которой параллельны базисной плоскости кристалла (базисной является плос-

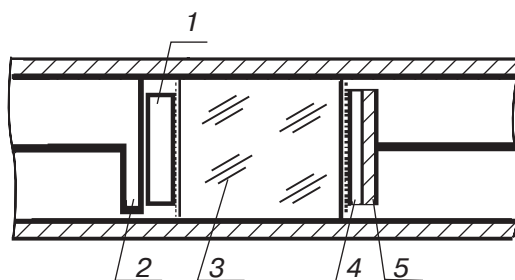


Рис. 1. Схема эксперимента. 1 — пластинка бората железа; 2 — петля связи; 3 — буфер из сапфира; 4 — пьезопреобразователь; 5 — «тыльный» электрод пьезопреобразователя.

кость  $XU$ , нормаль к которой совпадает с главной осью симметрии  $C_3$ ). Площадь этой поверхности  $\approx 10 \text{ мм}^2$ , а толщина пластинки  $d \approx 50$  мкм. Схема эксперимента показана на рис. 1. Образец 1 являлся частью акустической связки, в которую входили также буферный стержень 3 (длиной  $\sim 30$  мм,  $X$ -срез) из лейкосапфира ( $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ ) и пьезопреобразователь 4 из  $\text{LiNbO}_3$  в виде диска диаметром 2 мм. Акустические контакты обеспечивались с помощью слоя кремнеземной гидрофобизирующей жидкости с температурой кристаллизации  $\sim 150$  К. У свободной поверхности образца, параллельно ей, располагался полосковый электрод 2 (рис. 1) низкочастотного коаксиально-полоскового резонатора, соединенного через элементы согласования с генератором радиопульсов. К резонатору подводились радиопульсы длительностью  $\sim 1\text{--}2$  мкс, с частотой заполнения  $\sim 200$  МГц и мощностью до 0,5 Вт. Амплитуду высокочастотного магнитного поля в полосковом резонаторе оценивали по формуле  $h \cong Q(8\pi W)^{1/2} \leq 1$  Э, где  $Q \approx 50$  — добротность резонатора, а  $W \approx 0,5$  Вт — подводимая к резонатору мощность электромагнитного поля. Вектор  $\mathbf{h}$  был параллелен поверхности пластины. Отметим, что высокочастотное поле  $\mathbf{h}$  в пределах области, занимаемой образцом, пространственно однородно. Для уменьшения паразитных электромагнитных наводок на пьезопреобразователь (для предотвращения излучения им акустических импульсов) акустическую связку помещали в цилиндрическую капсулу из латуни, а контакт сапфирового звукопровода с пьезопреобразователем осуществлялся через слой алюминия толщиной 5–10 мкм, служившего экраном для электромагнитной волны. Применение буферной линии задержки из  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ , материала с близкими к  $\text{FeVO}_3$  упругими параметрами, позволило избежать возникновения значительных напряжений в пластине бората железа при ее охлаждении. Внешнее подмагничивающее поле  $\mathbf{H}$  создавалось катушками Гельмгольца и могло быть ориен-

тировано в произвольном направлении в базисной плоскости кристалла.

Для определения поляризационной структуры возбужденного звука поперечной поляризации использовали пьезопреобразователи, вырезанные из тонких пластинок ниобата лития  $X$ -среза ( $X||C_2$ ), а для продольной поляризации  $57^\circ$  —  $Y$ -среза. Для  $Y$ -среза указан угол между нормалью к пластинке и главной осью симметрии  $\text{LiNbO}_3$ , когда нормаль лежит в  $YZ$  плоскости ( $Z||C_3$ ). В такой экспериментальной схеме в случае одновременного возбуждения в борате железа по-разному поляризованных звуковых волн они разделялись во времени за счет разной скорости пробега импульсов продольного и поперечного звука в сапфировом буфере. Поляризационная селекция происходила на пьезопреобразователе, который в зависимости от используемого среза  $\text{LiNbO}_3$  мог регистрировать звуковую волну либо поперечной либо продольной поляризации. Преобразователь соединялся через согласующий элемент с приемным трактом. В низкочастотном блоке приемного тракта измерялся сигнал, пропорциональный амплитуде, как правило, первого прошедшего буферную линию генерируемого акустического импульса.

Использовалась также обращенная схема эксперимента, когда приемник и генератор менялись местами — режим акустической генерации электромагнитного поля.

### Экспериментальные результаты

#### Генерация продольного звука при комнатной температуре

Осциллограмма сигналов, снимаемых с пьезопреобразователя продольной поляризации при подведении к коаксиально-полосковому резонатору электромагнитных импульсов, снятая при комнатной температуре на частоте  $f = 208,15$  МГц, показана на рис. 2,а. Положение зондирующего импульса (импульса «накачки») указывает стробирующий импульс, дающий импульс отрицательной полярности на временной развертке. Видно, что первый акустический импульс отстоит от зондирующего на время однократного прохождения звуковым импульсом продольной поляризации буфера —  $\tau$ . Последующие эхо-импульсы — двукратного  $2\tau$ . Это свидетельствует об отсутствии паразитной электромагнитной «наводки» на пьезопреобразователь. Для немонодоменизированного образца (рис. 2,а) нами наблюдалось до 15 эхо-импульсов возбуждаемого в образце  $\text{FeVO}_3$  продольного звука.

Осциллограмма сигналов генерации продольного звука в подмагничивающем поле  $\mathbf{H}$ , касательном к

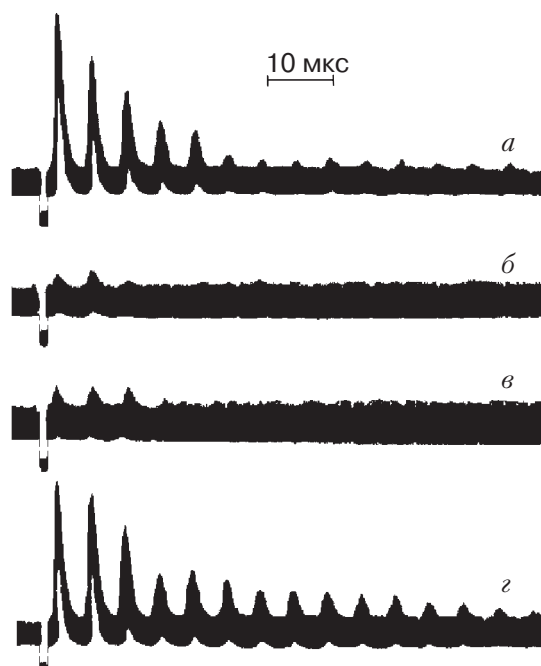


Рис. 2. Осциллограммы сигналов генерации звука продольной поляризации при  $T = 300$  К,  $f = 208,15$  МГц. Немонодоменизированный образец ( $H = 0$ ) (а);  $H = 17,8$  Э;  $\mathbf{H}||\mathbf{h}$  (б);  $H = 11,8$  Э,  $\mathbf{H}\perp\mathbf{h}$  (в). Неоднородное внешнее магнитное поле (z).

базисной плоскости образца при  $\mathbf{H}||\mathbf{h}$  и  $\mathbf{H}\perp\mathbf{h}$  показана на рис. 2,б и 2,в соответственно. Случай  $\mathbf{H}\perp\mathbf{h}$  соответствует  $H \approx 12$  Э, а  $\mathbf{H}||\mathbf{h}$  —  $H \approx 18$  Э. Согласно этим осциллограммам, монодоменизация образца приводит к практически полному подавлению эффекта электромагнитной генерации продольного звука. Заметим, что при  $T = 300$  К поле монодоменизации соответствует нескольким эрстедам.

Для всех геометрий опыта амплитуда звука  $U$  при  $H = 0$  зависела от предыстории образца. Так, после его многократного перемагничивания амплитуда первого звукового импульса увеличивалась примерно вдвое по сравнению со случаем, когда такая «тряска» магнитной системы не проводилась. Помещение образца в неоднородное магнитное поле приводило к тому, что спад амплитуды последующих эхо-импульсов становился более равномерным, (см. рис. 2,з).

Заметим, что генерация поперечного звука при комнатной температуре нами не наблюдалась из-за того, что акустические контакты находились в жидком состоянии.

### 2. Генерация звука при азотной температуре

В отсутствие подмагничивающего поля  $\mathbf{H}$  в пластинке бората железа одновременно генерировался звук как продольной, так и поперечной поляриза-

ции. Эффективность генерации звука при  $H = 0$  определялась отношением амплитуды первого акустического импульса, прошедшего буфер, к амплитуде электромагнитного импульса, подводимого к резонатору. При  $T = 77$  К она была на уровне  $\approx -74$ – $76$  дБ и  $\approx -90$  дБ соответственно для поперечного и продольного звука. В указанные значения входят потери на трансформацию звука в электромагнитный сигнал в пьезопреобразователе и потери в связках. По нашей оценке, суммарная величина таких потерь не превышала 20 дБ.

Поскольку частота возбуждающего поля привязывалась к частоте приемного пьезопреобразователя, относительно невысокая эффективность генерации звука в данном эксперименте обусловлена тем, что частота возбуждающего поля не совпадала с частотой собственного механического резонанса образца на возбуждаемой моде упругих колебаний. При  $H = 0$  отношение сигнал/шум было на уровне  $\sim 18$  дБ для звука поперечной поляризации и  $\sim 23$  дБ для звука продольной поляризации. Такое соотношение амплитуд связано с тем, что при наблюдении генерации продольного звука в канале приемного тракта дополнительно использовался малощумящий ВЧ предусилитель.

Зависимости амплитуды генерируемых акустических импульсов продольной поляризации от подмагничивающего поля  $H$  для случая  $\mathbf{H}\perp\mathbf{h}$  и при повороте поля  $\mathbf{H}$  в базисной плоскости образца на  $\pi/2$ , когда  $\mathbf{H}\parallel\mathbf{h}$ , показаны соответственно на рис. 3 и 4. Как видно на этих рисунках, монодоменизация образца приводит к существенному подавлению сигнала генерации. Для геометрии  $\mathbf{H}\parallel\mathbf{h}$  сигнал падает на величину порядка 20 дБ уже в поле  $H \sim 20$  Э, тогда как в геометрии  $\mathbf{H}\perp\mathbf{h}$  в интервале полей 10–100 Э сигнал уменьшается на  $\sim 12$  дБ. Отметим, что в  $\text{FeVO}_3$  при  $T = 77$  К поле монодоменизации  $\sim 40$  Э. В относительно больших полях  $H > 100$  Э сигнал генерации продольного звука практически не зависел от  $H$  и отношение сигнал/шум было на уровне  $\sim 3$  дБ для геометрии  $\mathbf{H}\parallel\mathbf{h}$  и  $\sim 13$  дБ при  $\mathbf{H}\perp\mathbf{h}$ .

Зависимости сигнала  $U(H)$  для обеих геометрий эксперимента содержали существенные немонотонности, имеющие осциллирующий характер, которые можно было наблюдать в первых производных по полю  $H$  для сигнала  $U(H)$ . На вставках к рис. 3 и 4 приведены вторые производные регистрируемого сигнала. Как видно, осцилляционная структура при  $\mathbf{H}\parallel\mathbf{h}$  быстро затухает с увеличением подмагничивающего поля, тогда как при  $\mathbf{H}\perp\mathbf{h}$  она существует практически до 100 Э. Согласно вставке на рис. 3, огибающая этих осцилляций носит немонотонный

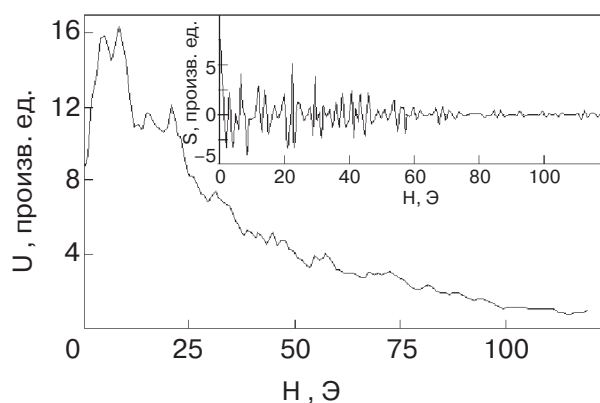


Рис. 3. Полевая зависимость амплитуды звука  $U(H)$  продольной поляризации при  $T = 77$  К,  $f = 226$  МГц,  $\mathbf{H}\perp\mathbf{h}$ . На вставке приведена вторая производная сигнала  $S = d^2U/dH^2$ .

характер, на вставке на рис. 4 она имеет вид одиночного всплеска.

Зависимость амплитуды генерируемых акустических импульсов поперечной поляризации от подмагничивающего поля в поле  $\mathbf{H}$  для случая  $\mathbf{H}\perp\mathbf{h}$  и  $\mathbf{H}\parallel\mathbf{h}$  приведена соответственно на рис. 5, а, б.

Прежде всего отметим, что монотонный ход полевой зависимости сигналов генерации звука поперечной поляризации, представленной на этих рисунках, существенно отличается от случая генерации звука продольной поляризации. Это указывает на отсутствие эффектов «паразитной» трансформации продольно-поляризованного звука в поперечный и наоборот, которые возможны, например, при нечетной модовой структуре пьезопреобразователей или непараллельности рабочих граней образца  $\text{FeVO}_3$ .

Как видно на рис. 5, полевые зависимости амплитуды звука в относительно малых намагничивающих полях меньше 20–25 Э имеют вид нескольких

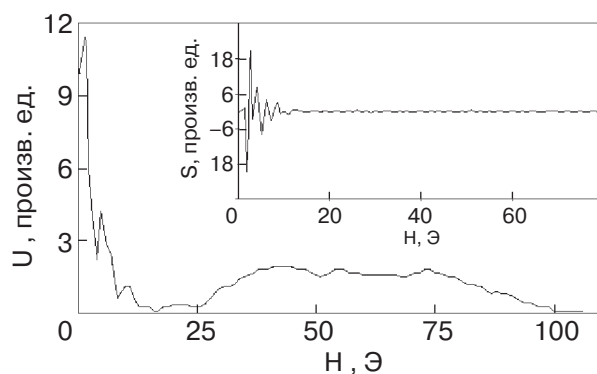


Рис. 4. Полевая зависимость амплитуды звука  $U(H)$  продольной поляризации при  $T = 77$  К,  $f = 226$  МГц,  $\mathbf{H}\parallel\mathbf{h}$ . На вставке приведена вторая производная сигнала  $S = d^2U/dH^2$ .



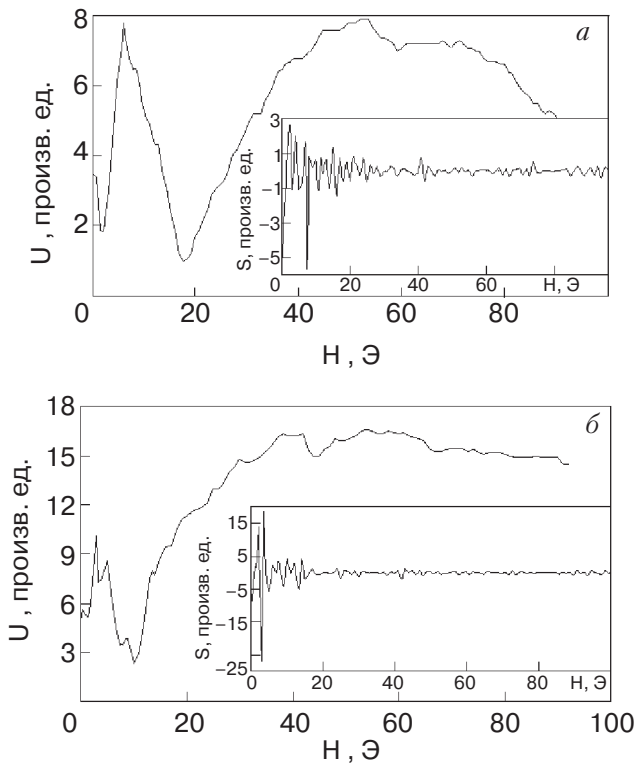


Рис. 5. Полевая зависимость амплитуды звука  $U(H)$  поперечной поляризации при  $T = 77$  К,  $f = 176,7$  МГц,  $\mathbf{H} \perp \mathbf{h}_\sim$  (а) и  $f = 174,4$  МГц,  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{h}_\sim$  (б). На вставке приведена вторая производная сигнала  $S = d^2U / dH^2$ .

крупнопериодных осцилляций. Размах их амплитуды достигает величины 9–10 дБ (рис. 5,а) и 6–7 дБ (рис. 5,б). Как и в случае возбуждения звука продольной поляризации, здесь также имеется мелкомасштабная осцилляционная структура для геометрий  $\mathbf{H} \perp \mathbf{h}_\sim$  и  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{h}_\sim$ , которая показана на вставках к рис. 5,а,б. Отметим также, что, как и в случае возбуждения звука продольной поляризации, амплитуда возбуждаемого звука при  $H = 0$  зависела от предыстории образца, а многократное его перемагничивание приводило к увеличению амплитуды звуковых импульсов поперечной поляризации.

Общая картина обратного эффекта — линейной акустической генерации поля  $\mathbf{h}_\sim$  в пластинке  $\text{FeVO}_3$  при  $H = 0$  не отличалась от описанной выше. При этом пьезопреобразователь выполнял роль источника звука, а борат железа служил преобразователем звука в поле  $\mathbf{h}_\sim$ . Сигнал генерации регистрировался полосковым элементом, расположенным вблизи образца  $\text{FeVO}_3$ , в котором наводился высокочастотный ток, пропорциональный добавочной намагниченности, индуцируемой в борате железа звуком.

### Обсуждение результатов

Как уже отмечалось, продольный звук, возбуждение которого наблюдалось в данных эксперимен-

тах, может связываться со спиновой системой либо за счет обменной стрикции, т.е. зависимости постоянной обмена от расстояния между магнитными атомами в решетке, либо за счет пьезомагнетизма. По оценке, отношение обменной стрикции ( $\text{exc}$ ) к релятивистской ( $\text{rel}$ ) ничтожно мало. Для бората железа, например,  $\sigma^{\text{exc}} / \sigma^{\text{rel}} \sim N_A / E \leq 10^{-3}$ , где  $E$  — постоянная однородного обмена (в борате железа  $E \sim 3 \cdot 10^3$  кЭ<sup>2</sup>),  $N_A \sim 3,4$  кЭ<sup>2</sup>. Поэтому обычно полагают, что длинноволновые продольные упругие колебания со спинами не связаны. Заметим, что отношение  $\sigma^{\text{exc}} / \sigma^{\text{rel}}$  может существенно измениться в сильном статическом магнитном поле, порядка обменного, и при фазовых переходах, где  $\sigma^{\text{exc}} / \sigma^{\text{rel}} \geq 1$  [8,9]. Случай больших полей рассматривать не будем.

Пьезомагнитный механизм присущ только СФ фазе. Он заключается в «модуляции» звуком постоянной Дзялошинского-Мория  $D$ , определяющей «длину» вектора намагниченности. Продольная деформация со смещениями вдоль оси  $Z$  изменяет  $|m|$  на величину порядка  $(D/E)e_{zz}$ . «Модуляция»  $D$  звуком, таким образом, равна  $De_{zz}$ . По-видимому, впервые такая возможность была обоснована в работе [10], где рассматривалась неравновесная добавка к  $D$ , линейная по смещениям магнитных атомов, связанных между собой взаимодействием Дзялошинского—Мория. Симметрично такая возможность объясняется тем, что в СФ фазе некоторые компоненты тензора деформации  $e_{kl}$  преобразуются по тому же представлению точечной группы симметрии, что и билинейная комбинация, составленная из компонент магнитных векторов  $\mathbf{m}$  и  $\mathbf{l}$ . Для  $\text{FeVO}_3$  таким свойством обладают деформации  $e_{xx}, e_{yy}, e_{zz}$  и  $e_{zy}$  (здесь  $x||C_2$ , а  $z||C_3$ ).

Линейная связь упругих деформаций с добавкой к  $\mathbf{m}$  во внешнем магнитном поле соответствует пьезомагнитному (ПМ) эффекту. Существенно, что благодаря пьезомагнитной связи колебания вектора намагниченности  $\mathbf{m}$  и вектора упругих смещений  $\mathbf{u}$  являются взаимозависимыми. Другими словами, пространственная и временная зависимость обоих векторов будет одинаковой. Отметим, что в первом приближении «большой» магнитный вектор  $\mathbf{l}$  в поле не изменяет свою величину. Пусть  $\mathbf{m}^{(0)}$  — равновесный вектор намагниченности в отсутствие магнитного поля или в стационарном поле  $H$ . При температуре 77 К величина  $m^{(0)}$  в  $\text{FeVO}_3$  порядка 17 Гс/см<sup>3</sup> при  $H = 0$ . Поскольку релятивистская стрикционная добавка вида (1) существенно больше (2), что объясняется тем, что  $|\mathbf{l}| > |\mathbf{m}|$ , то в возбуждении звука поперечной поляризации, по-видимому, всегда превалирует стрикционный механизм (1). Иная ситуация имеет место для продольного звука.

По нашему мнению, экспериментальные результаты, приведенные на рис. 2–4, свидетельствуют об обнаружении в  $\text{FeVO}_3$  пьезомагнитной генерации звука 180-градусной блоховской доменной границей. Начнем обсуждение механизма возбуждения звука с характеристики такой ДГ.

В [11] были исследованы ДГ трех типов:  $S_{||}$  — это ДГ блоховского типа с нормалью, параллельной оси  $Z$ ;  $S_{\perp}$  — это ДГ неелевского типа, с нормалью, перпендикулярной оси  $Z$ , и  $S_c$  — ДГ блоховского типа с нормалью под небольшим углом к оси  $Z$ . В силу геометрии эксперимента мы могли регистрировать звук, излучаемый ДГ либо типа  $S_{||}$ , либо  $S_c$ .

Обсудим случай одиночной ДГ типа  $S_{||}$ , разделяющей пластинку на два домена, намагниченности в которых развернуты на 180 градусов. Отметим, что сам факт существования такой ДГ в тонких пластинках бората железа при  $H = 0$  можно, по-видимому, считать надежно установленным [12,13]. По соображениям симметрии, ДГ блоховского типа в  $\text{FeVO}_3$  может быть 60-, 120- или 180-градусной. При этом, согласно [13], 60- и 120-градусная границы могут иметь небольшой наклон ( $\sim 4^\circ$ ) к базисной плоскости  $XY$ . Вопрос о том, реализуется ли такой наклон, однако, остается дискуссионным. В частности, по данным [11], при отсутствии наклона реализуется 180-градусная граница. Ограничим наше рассмотрение 180-градусной ДГ с нормалью, совпадающей с осью  $Z$ .

Равновесную толщину ДГ в СФ можно оценить по волновому числу  $k_S$  спиновой волны [14–16]:

$$k_S = [(2N_A - D^2/E)/\alpha]^{1/2}, \quad (3)$$

где  $\alpha$  — постоянная неоднородного обмена, а  $D$  — постоянная Дзялошинского. Толщина 180-градусной стенки  $\delta = \pi k_S^{-1}$ . Отсюда при  $D \sim 99,3$  кЭ<sup>2</sup> и  $\alpha \sim 1,2 \cdot 10^{-8}$  (кЭ·см)<sup>2</sup> [17] получаем  $\delta \sim 2$  мкм. Поэтому для звука продольной и поперечной поляризации выполняется соотношение  $\delta \ll \lambda/2$ , где  $\lambda/2 \approx 18,7$  мкм на частоте  $\sim 230$  МГц (здесь  $\lambda$  — длина волны звука, а скорость звука  $v_L = 8,6 \cdot 10^5$  см/с).

В известных теоретических работах, касающихся генерации звука ДГ [18,19], ПМ не рассматривался. Такая теория будет представлена нами в отдельной публикации. Здесь ограничимся обсуждением отдельных аспектов механизма генерации звука.

В статике в доменах возникает сила упругого напряжения  $\sim P[\mathbf{h}, \mathbf{l}]$ , линейная по внешнему полю. При этом, как нетрудно заметить, при 180-градусной ДГ эта сила одинакова по величине, но имеет противоположный знак в соседних доменах, что определяется разворотом вектора  $\mathbf{l}$  в ДГ на 180 градусов. Условие равновесия состоит в равенстве напря-

жения, действующего на ДГ со стороны домена, противоположному по знаку напряжению, возникающему в ДГ. Поскольку в ДГ ортогональность вектора  $\mathbf{l}$  и вектора поля  $\mathbf{h}$  нарушается, отклик на поле домена и ДГ различен, что приводит к деформации ДГ  $e_{zz} \approx 2P[\mathbf{h}, \mathbf{l}]/C_{33}$ . В переменном поле ДГ будет пульсировать с частотой поля. Это приводит к возбуждению звука, распространяющегося в первый и второй домен. (Напомним, что мы полагаем, что ДГ одиночная и первый домен ограничен свободной границей.) Волна, отраженная от свободной границы, складывается в фазе с волной, распространяющейся в сторону буфера, в том случае, когда расстояние от центра ДГ до свободной границы кратно нечетному числу  $\lambda/4$ . Такое условие вытекает из требования, чтобы напряжение на свободной границе  $\sigma_{zz} = 0$ . Поэтому крупнопериодные осцилляции амплитуды продольного звука во внешнем статическом поле могут быть связаны с дрейфом ДГ. Заметим, что из-за малого отношения толщины пластинки к длине волны число периодов таких осцилляций как для продольного, так и поперечного звука невелико ( $\sim 2-4$ ). При этом их период  $\geq 10$  Э, если выход ДГ из образца соответствует полю монодоменизации  $H_M$ .

Мелкомасштабные осцилляции, представленные вставках на рис. 3–5, по-видимому, отражают более сложную динамику ДГ [11] при намагничивании образца и требуют отдельного изучения.

Различие в амплитудах возбуждаемого звука  $U(H)$  в случае параллельной и скрещенной геометрии полей (рис. 3,4) связано с тем, что при скрещенной геометрии отклик магнитной системы соответствует нижней (квазиферромагнитной) моде колебаний, тогда как при параллельной геометрии — высоколежащей антиферромагнитной моде.

Что касается природы крупнопериодных осцилляций поперечного звука (рис. 5,а) то, кроме дрейфа ДГ, они могут быть связаны также с дисперсией фазовой скорости возбуждаемой «магнитной» моды и акустическим двулучепреломлением, если возбуждаются обе ортогонально-поляризованные моды — «магнитная» — за счет (1) и «немагнитная» — за счет (2). Магнитное акустическое двулучепреломление (Коттон–Мутон эффект) ранее наблюдалось нами при распространении звука в толстых образцах  $\text{FeVO}_3$ , выращенных из газовой фазы [20]. Этот эффект дает увеличение периода осцилляций с ростом  $H$ , что наблюдается в данном эксперименте (рис. 5,а). Поэтому дальнейшее изучение этого эффекта в режиме электромагнитной (бесконтактной) генерации поперечного звука представляет собой существенный интерес.

## Выводы

Таким образом, в данной работе в СФ FeBO<sub>3</sub> обнаружена электромагнитная генерация звука продольной и поперечной поляризации. Исследовано поведение амплитуды генерируемой акустической волны во внешнем поле  $H$ , касательном к базисной плоскости образца. Генерация звука продольной поляризации объяснена пьезомагнетизмом бората железа и вкладом в возбуждение звука доменных границ. Во внешнем поле обнаружены осциллирующие структуры амплитуды генерируемого звука продольной и поперечной поляризации, отражающие динамику ДГ. В режиме генерации поперечного звука обнаружены осцилляции, которые могут быть объяснены эффектом магнитного акустического двулучепреломления.

Существенно отметить, что электромагнитная генерация звука в борате железа может дать новый информативный способ изучения не только ПМ эффекта, но и тонких особенностей динамики магнитных неоднородностей.

1. И.М. Витебский, Н.М. Лавриненко, *ФНТ* **12**, 1193 (1986).
2. В.Д. Дорошев, И.М. Крыгин, С.Н. Лунин и др., *Письма в ЖЭТФ* **29**, 286 (1979).
3. M.H. Seavey, *Solid State Commun.* **10**, 219 (1972).
4. А.В. Андриенко, Л.В. Поддъяков, В.Л. Сафонов, *ЖЭТФ* **101**, 1083 (1992).
5. W. Wettling, W. Jantz, and C. Patton, *J. Appl. Phys.* **50**, 2030 (1979).
6. Х.Г. Богданова, В.А. Голищев-Кутузов, М.И. Куркин и др., *ФТТ* **37**, 2844 (1995).
7. Д.И. Сирота, И.Н. Карнаухов, *УФЖ* **31**, 615 (1986).
8. В.Г. Барьяхтар, М.А. Савченко, В.В. Тарасенко, *ЖЭТФ* **49**, 944 (1979).
9. А.В. Андрианов, В.Д. Бучельников, А.Н. Васильев и др., *ЖЭТФ* **94**, 277 (1988).
10. А.И. Мицек, *ФММ* **16**, 501 (1963).
11. М.М. Фарзтдинов, *Физика магнитных доменов в антиферромагнетиках и ферритах*, Наука, Москва (1981).

12. J. Haisma and W.T. Stacy, *J. Appl. Phys.* **44**, 3367 (1973).
13. В.Л. Преображенский, А.А. Шишков, Н.А. Экономов, *ФТТ* **29**, 3549 (1987).
14. В.Г. Барьяхтар, В.А. Львов, Д.А. Яблонский, *ЖЭТФ* **87**, 1863 (1984).
15. G.V. Scott, *J. Phys.* **D7**, 1574 (1974).
16. В.Г. Барьяхтар, Б.А. Иванов, А.Л. Сукстанский, *ЖЭТФ* **78**, 1509 (1980).
17. В.Н. Селезнев, *Магнитоупорядоченные бораты железа*, Автореферат докт. дисс., ХГУ, Харьков (1989).
18. А.В. Митин, В.А. Тарасов, *ЖЭТФ* **72**, 793 (1977).
19. А.А. Луговой, Е.А. Туров, *ФТТ* **23**, 2653 (1981).
20. А.П. Королюк, В.В. Тараканов, В.И. Хижный, В.Н. Селезнев, М.Б. Стругацкий, *ФНТ* **22**, 924 (1996).

## Electromagnetic sound excitation in iron borate

V.I. Khizhny, V.V. Tarakanov, A.P. Koroljuk,  
and T.M. Khizhnaya

A linear electromagnetic generation of sound of longitudinal (at frequency  $\sim 230$  MHz) and transverse (at frequency  $\sim 180$  MHz) polarization in iron borate plate has been revealed. The exciting magnetic field  $\mathbf{h}_\perp$  had an amplitude up to 1 Oe and was parallel to the basic (111) plane of the plate. The linear generation of sound of longitudinal polarization was observed for the first time. An inverse effect was also observed a generation of field  $\mathbf{h}_\perp$  by the sound translated into iron borate from an external source. The field dependence of the signal in external magnetization field  $\mathbf{H}$  lying in the sample basic plane is investigated. The mechanism considering the piezo-magnetic excitation of longitudinal sound by a domain wall in FeBO<sub>3</sub> is qualitatively examined.

**Keywords:** iron borate, sound, electromagnetic generation of sound, piezo-magnetic excitation, domain wall.