

**В. И. Хижный, Т. М. Хижная, В. В. Тараканов, А. П. Королук**  
*Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины*  
12, ул. Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина  
E-mail: [khizh@ire.kharkov.ua](mailto:khizh@ire.kharkov.ua)

### АКУСТИЧЕСКИЕ СПИН-ВОЛНОВЫЕ РЕЗОНАНСЫ В НАПРЯЖЕННОМ КРИСТАЛЛЕ БОРАТА ЖЕЛЕЗА

Антиферромагнетик и одновременно слабый ферромагнетик борат железа  $\text{FeVO}_3$  обладает рядом уникальных свойств. Высокая температура Нееля и громадное эффективное поле однородного обмена приводят к большой величине его магнитоупругой связи. Особенности динамических проявлений сильной магнитоупругой связи в борате железа представляют существенный физический интерес, поскольку динамические и статические упругие деформации могут изменять магнитные свойства кристалла. При распространении продольной гиперзвуковой волны вдоль оси симметрии  $C_3$  кристалла  $\text{FeVO}_3$  в магнитном поле, авторами были обнаружены осцилляционные структуры амплитуды и фазы коэффициента прохождения. Ранее авторами была предложена физическая модель явления. Она состоит в том, что в режиме стоячей звуковой волны в образце может возникать магнитная модуляционная (несоразмерная) структура. В данной работе экспериментально исследована частотная зависимость наблюдаемых резонансов во внешнем магнитном поле и проведено их численное моделирование. Сделано сопоставление и анализ результатов эксперимента и моделирования. Исследования показали качественное согласие выбранной модели взаимодействия звука с магнитной системой. Обнаруженные явления представляют интерес с точки зрения приложений в спинтронике, акустооптике и акустоэлектронике.

**Ключевые слова:** гиперзвуковая волна, борат железа, магнитная модуляционная (несоразмерная) структура.

В ряду легкоплоскостных антиферромагнетиков со слабым ферромагнетизмом борат железа  $\text{FeVO}_3$  занимает исключительное положение из-за сильной магнитоупругой (МУ) связи. Это связано с огромной величиной поля обменного взаимодействия  $H_E$  вследствие высокой температуры Нееля. Практически все эффекты МУ-связи в борате железа оказываются «усиленными» из-за их зависимости от параметра  $H_E$  [1]. Особенности динамических проявлений МУ-связи в антиферромагнетиках типа бората железа с магнитной анизотропией типа «легкая плоскость» представляют существенный физический интерес. Заметим, что динамические и статические упругие деформации в объеме и на поверхности образца, вследствие сильной МУ-связи, могут изменять магнитные свойства кристалла, что весьма привлекательно с точки зрения приложений в спинтронике, акустооптике и акустоэлектронике. До настоящего времени такие эффекты на гиперзвуковых частотах в  $\text{FeVO}_3$  были мало изучены экспериментально.

Нами была обнаружена линейная генерация продольного звука переменным магнитным полем, указывающая на наличие линейной связи магнитной системы  $\text{FeVO}_3$  с продольной акустической волной при  $q \parallel C_3$  (где  $q$  – волновой вектор звука,  $C_3$  – нормаль к базисной  $\{111\}$  плоскости кристалла) [2]. Релятивистская магнитострикционная связь продольных упругих колебаний вдоль  $C_3$  с магнитной системой ничтожно мала из-за большой энергетической щели высокочастотной ветви спектра спиновых волн [1]. Поэтому кроме магнитострикционной добавки к МУ-энергии кристалла необходимо учитывать также и пьезомагнитную (ПМ), которая описывает во внешнем поле  $H$  линейную связь намагниченности  $m$  с продольной деформацией  $e_{zz}$  (вдоль оси  $C_3$ ).

В первых экспериментах авторов по изучению прохождения продольной гиперзвуковой волны в тонких ( $\sim 130$  мкм) пластинках бората железа был обнаружен ряд резонансных особенностей коэффициента прохождения и фазы при намагничивании монокристалла [3]. Нами была предложена гипотеза, объясняющая магнитопольевые зависимости [3]. Суть ее состоит в том, что динамические деформации  $e_{zz}$  в стоячей звуковой волне, а также статические  $e_{zz}^0$  в объеме образца инициируют возникновение магнитной модуляционной (несоразмерной) структуры (ММС) вдоль оси  $C_3$  с периодом  $2D(H)$ . ММС, в свою очередь, приводит к периодической модуляции акустического импеданса образца с тем же периодом. Вследствие интерференции звуковой волны на ММС коэффициент прохождения и фаза (дисперсия скорости) звука испытывают осцилляции в функции намагничивающего поля  $H$ . Впервые такой механизм взаимодействия упругой и магнитной подсистем был предложен в теоретической работе [4].

Данная работа является логическим продолжением исследований [3]. Цель ее – проверка вышеупомянутой гипотезы путем сопоставления данных эксперимента и численного моделирования.

#### 1. Техника эксперимента и результаты.

В экспериментах использовались образцы  $\text{FeVO}_3$  с полушириной линии антиферромагнитного резонанса при  $T = 77$  К не более  $100$  Э на частоте  $60$  ГГц. Образцы были выращены методом спонтанной кристаллизации из раствора в расплаве. Они имели форму пластинок, развитые поверхности которых были параллельны базисной плоскости кристалла (плоскость  $XY$ , нормаль к которой совпадает с главной осью тригональной симметрии  $C_3$ ). Площадь поверхности пластинок  $\sim 10$  мм<sup>2</sup>, а толщина

$d \sim 80 \div 130$  мкм. Поверхности некоторых образцов имели наплывы роста, поэтому такие образцы предварительно полировались абразивными порошками. Измерительная ячейка представляла собой составной акустический резонатор [5], который состоял из образца, двух одномодовых  $\text{LiNbO}_3$  пьезопреобразователей продольного звука и экранирующих медных или алюминиевых прокладок. Эксперименты выполнены методом стандартного акустического резонансного интерферометра в режиме непрерывной генерации. Рабочая частота  $f$  соответствовала частоте механического резонанса Фабри-Перо (ФП) в образце, т. е.  $f = nS/2d$  (где  $n = 5 \div 8$ ;  $S$  – фазовая скорость продольного звука;  $d$  – толщина образца). Так, для образца с  $d \sim 130$  мкм интервал рабочих частот соответствовал  $f \sim 150, 180, 210$  и  $240$  МГц. Подробно экспериментальная установка и методика измерений описаны нами в работах [3, 5]. Для проведения температурных измерений измерительная ячейка помещалась в криостат с прокачкой паров азота. Магнитное поле с линейной во времени разверткой создавалось катушками Гельмгольца, позволявшими ориентировать век-

тор магнитного поля в базисной плоскости образца по азимуту в интервале  $0 \dots 180^\circ$ . Погрешность установки вектора магнитного поля  $H$  относительно осей симметрии образца в базисной плоскости не превышала  $2 \div 3^\circ$ .

Согласно нашим первым экспериментам наблюдаемые амплитуда и фаза проходящего образец акустического сигнала зависели от температуры, величины и направления магнитного поля в базисной плоскости кристалла, частоты и механических граничных условий [3, 6]. Последнее означает зависимость от механических напряжений, возникающих при склейке образца с пьезопреобразователями и его фиксации в измерительной ячейке. В настоящей публикации приведены результаты изучения частотных зависимостей амплитуды сигнала.

На рис. 1 приведена нормированная амплитуда  $U$  проходящего образец  $\text{FeVO}_3$  акустического сигнала в цикле намагничивания образца при комнатной температуре, для  $n = 5, 6, 7$  и  $8$  соответственно. Поле  $H$  ориентировано в базисной плоскости кристалла вдоль оси зеркальной симметрии, нормально к оси симметрии кристалла  $C_2$ .



Рис. 1. Амплитуда  $U = U(H)/U(H=0)$  проходящего образец акустического сигнала в геометрии  $H \perp C_2$ : а) –  $f = 151,30$  МГц; б) –  $f = 181,96$  МГц; в) –  $f = 210,75$  МГц; г) –  $f = 243,38$  МГц. Толщина пластинки  $\text{FeVO}_3$   $d \approx 132$  мкм

Согласно рис. 1 осцилляционные структуры (ОС) полевой зависимости существуют во всем исследуемом интервале частот 150...240 МГц. Их область существования в магнитном поле увеличивается с увеличением частоты эксперимента (уменьшением длины волны звука  $\lambda$ ). Особенности на полевых зависимостях возникали практически с  $H = 0$ , где существует доменная структура. Было обнаружено влияние смещения доменных стенок блоховского типа при монодоменизации образца. Оно состояло в гистерезисе амплитуды и фазы, а также плохой воспроизводимости результатов в области  $0 < H < 10$  Э при перемагничивании образца. Поле  $H \sim 10$  Э примерно соответствовало полю монодоменизации бората железа при комнатной температуре. В остальном интервале исследуемых магнитных полей до 200 Э

нами наблюдалась хорошая воспроизводимость результатов. Форма линий ОС воспроизводилась с высокой точностью при фиксации рабочей частоты на уровне  $10^{-4}f$ . Максимальный размах резонансных минимумов  $U(0)/U(60 \text{ Э}) \approx 10$  дБ для 182 МГц ( $n = 6$ ) и  $U(0)/U(160 \text{ Э}) \approx 9$  дБ для 210,75 МГц ( $n = 7$ ).

Обнаружено, что для изменения структуры линий в магнитном поле достаточно изменить резонансную частоту ФП-резонанса на величину  $\Delta f > 10^{-4}f$ . Так, при работе на ФП-резонансе с  $n = 6$  (см. рис. 1, б), для  $|\Delta f| \sim 0,6$  МГц, резонанс при  $H \approx 60$  Э «рассыпался» на несколько линий. Как показано на рис. 2, уменьшение частоты ФП-резонанса от 182,62 к 181,15 МГц ( $|\Delta f| \approx 1,47$  МГц) практически восстанавливало форму основных особенностей ОС в интервале полей  $H = 10 \dots 70$  Э.

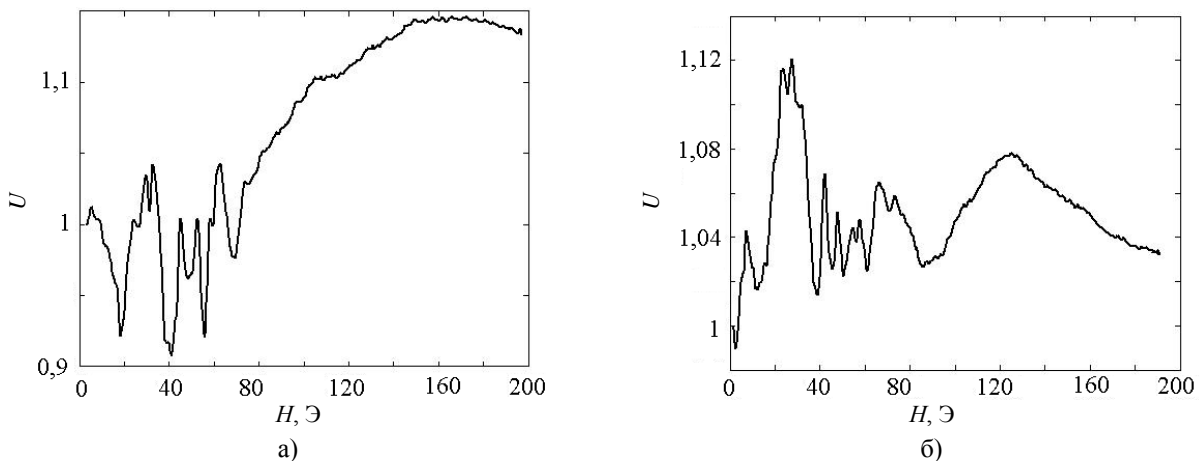


Рис. 2. Амплитуда  $U = U(H)/U(H=0)$  проходящего образец акустического сигнала в геометрии  $H \perp C_2$ : а)  $f = 182,62$  МГц; б)  $f = 181,15$  МГц. Толщина пластинки  $\text{FeBO}_3$   $d \approx 132$  мкм

Заметим, что наблюдаемые частотные зависимости для четной моды с  $n = 6$ , т. е. инверсия и периодическое восстановление формы ОС, свойственны режиму прохождения и интерференции нескольких акустических мод с разной дисперсией фазовых скоростей в магнитном поле. Эффекты инверсии линий ОС требуют дальнейших экспериментальных исследований.

Отметим также интересную особенность всех магнитополевых зависимостей: форма ОС в подмагничивающем поле  $H$  представляет собой несколько повторяющихся реплик, форма которых зависит от номера моды  $n$  и ее четности.

**2. Численное моделирование и обсуждение результатов.** Для численного моделирования выбрана следующая простейшая модель. Пусть ММС существует вдоль вектора  $q \parallel C_3$ . Следуя [4], положим, что плоскопараллельная пластинка образца бората железа толщиной  $d$  представляет собой среду с периодически моду-

лированным акустическим импедансом по закону меандра с периодом  $2D$ , со слоями толщиной  $D < d$ , с чередующимся импедансом  $Z \pm \Delta Z$  ( $\Delta Z/Z = \Delta S/S$ ), где  $Z$  равно акустическому импедансу бората железа  $\sim 36 \cdot 10^6$  кг/м<sup>2</sup>·с. Пусть также механические нагрузки на торцах образца есть полубесконечные среды с малым импедансом, обеспечивающим его нагруженную добротность  $Q$ , соответствующую данному эксперименту ( $Q \approx 150 \dots 200$ ). В данных экспериментах регистрируется акустический отклик объема образца, поэтому имеется некоторая неоднозначность в адекватном выборе закона изменения  $D(H)$ . Кроме этого, *a priori* не известен сценарий поведения слоев (периодов меандра) в поле  $H$ . Частотные зависимости рис. 1 «подсказывают», что если ОС возникают при определенных соотношениях между  $2D$  и  $\lambda$  ( $\lambda$  – длина волны звука на данной частоте ФП-резонанса), то, по-видимому, слои сжимаются при увеличе-

нии поля. Моделировалось несколько сценариев: постоянное и переменное число сжимающихся слоев  $N$  ( $N = 3 \div 9$ ) на толщине  $d$ . Сжатие происходило как к центру образца (симметричный случай), так и к его торцевым граням (асимметричный). Во всех случаях сжимающиеся слои имели одинаковую толщину. В более сложном случае переменного числа слоев, новые слои возникали с обоих торцов образца – симметричный случай или с одного – асимметричный. Методика расчета и основные расчетные формулы аналогичны приведенным нами в работе [5].

Для того чтобы не загромождать изложение, приведем далее только те результаты численных расчетов, которые важны с точки зрения выбора адекватной модели наблюдаемого нами явления. В работе [3] (см. рис. 5) представлены расчетные зависимости амплитуды и фазы коэффициента прохождения акустической волны от отношения  $0 < 2D/\lambda < 3$  при постоянном числе

слоев ( $N = 5; 2,5$  периода; асимметричный случай и  $\Delta Z/Z = 5 \cdot 10^{-3}$ ). На периодической зависимости максимумы амплитуды наблюдались каждый раз, когда  $2D = L\lambda$  ( $L = 1, 2, \dots$ ), а минимумы – при  $2D = (L - 1/2)\lambda$ , что не противоречит принятой нами модели взаимодействия ММС со звуком. С целью сопоставления результатов расчета и эксперимента результаты расчета приведем в функции приведенной толщины слоя  $2D/d$  ( $D < d$ ).

*Постоянное число слоев.* На рис. 3 приведена расчетная зависимость амплитуды коэффициента прохождения  $U_T$  в функции от приведенной толщины для симметричного случая (пяти слоев переменной толщины). Глубина модуляции акустического импеданса  $\Delta Z/Z$  изменяется от  $5 \cdot 10^{-3}$  (верхние кривые) с шагом  $5 \cdot 10^{-3}$  до  $2,5 \cdot 10^{-2}$  (нижние кривые). Обратим внимание на то, что ось абсцисс на рис. 3 и последующих, при сравнении с экспериментом, следует рассматривать справа налево, что соответствует сжатию слоев.

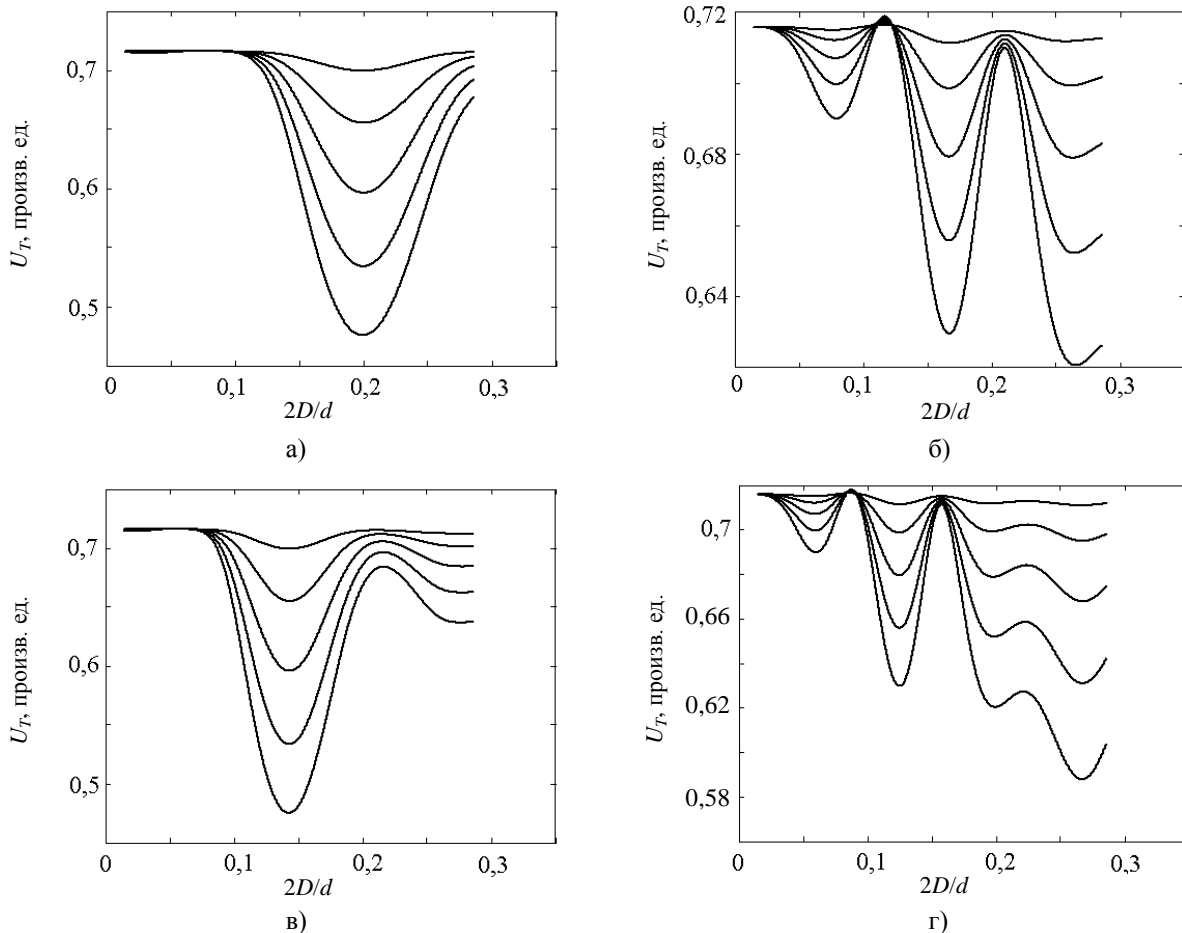


Рис. 3. Расчетная зависимость амплитуды коэффициента прохождения  $U_T$  в функции от приведенной толщины: а) –  $f = 150,35$  МГц,  $n = 5$ , интервал изменений  $2D/\lambda = 0 \div 0,7$ ; б) –  $f = 180,42$  МГц,  $n = 6$ ,  $2D/\lambda = 0 \div 0,85$ ; в) –  $f = 210,49$  МГц,  $n = 7$ ,  $2D/\lambda = 0 \div 1$ ; г) –  $f = 240,56$  МГц,  $n = 8$ ,  $2D/\lambda = 0 \div 1,2$

На рис. 4 приведен асимметричный случай с тем же, что и на рис. 3 числом слоев.

На всех кривых глубина модуляции акустического импеданса изменяется аналогично рис. 3. Фор-

ма ОС (рис. 4) не зависит от номера  $n$ , а при его увеличении к  $n = 8$  сдвигается в сторону умень-

шения отношения  $2D/d$  с появлением новой реплики ОС со стороны максимального  $2D/d$ .

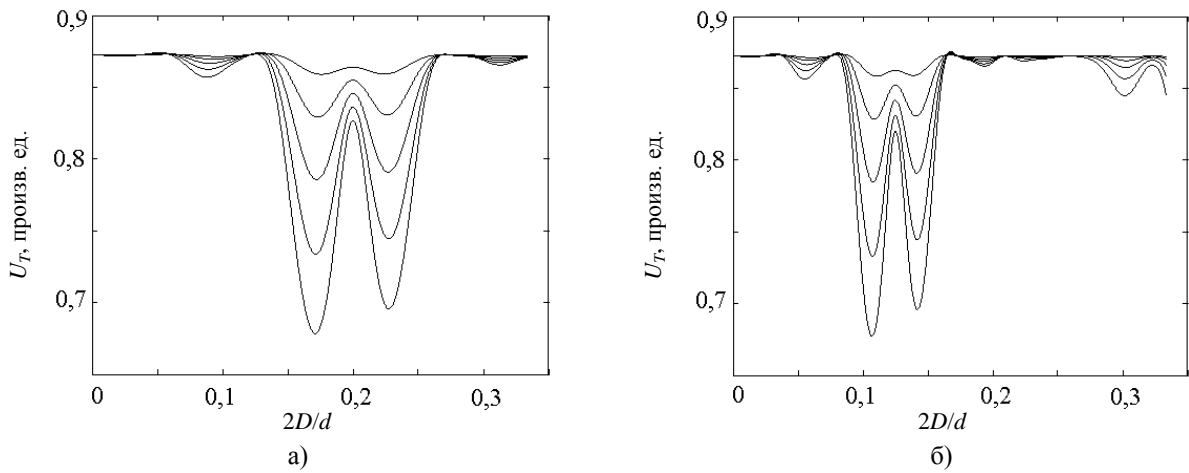


Рис. 4. Расчетная зависимость амплитуды коэффициента прохождения  $U_T$  в функции от приведенной толщины: а)  $f = 150,35$  МГц,  $n = 5$ , интервал изменений  $2D/\lambda = 0 \div 0,9$ ; б)  $f = 240,56$  МГц,  $n = 8$ ,  $2D/\lambda = 0 \div 1,3$

*Переменное число слоев.* Для переменного числа слоев и симметричного случая результаты моделирования представлены на рис. 5. Здесь число вошедших в образец слоев – 9.

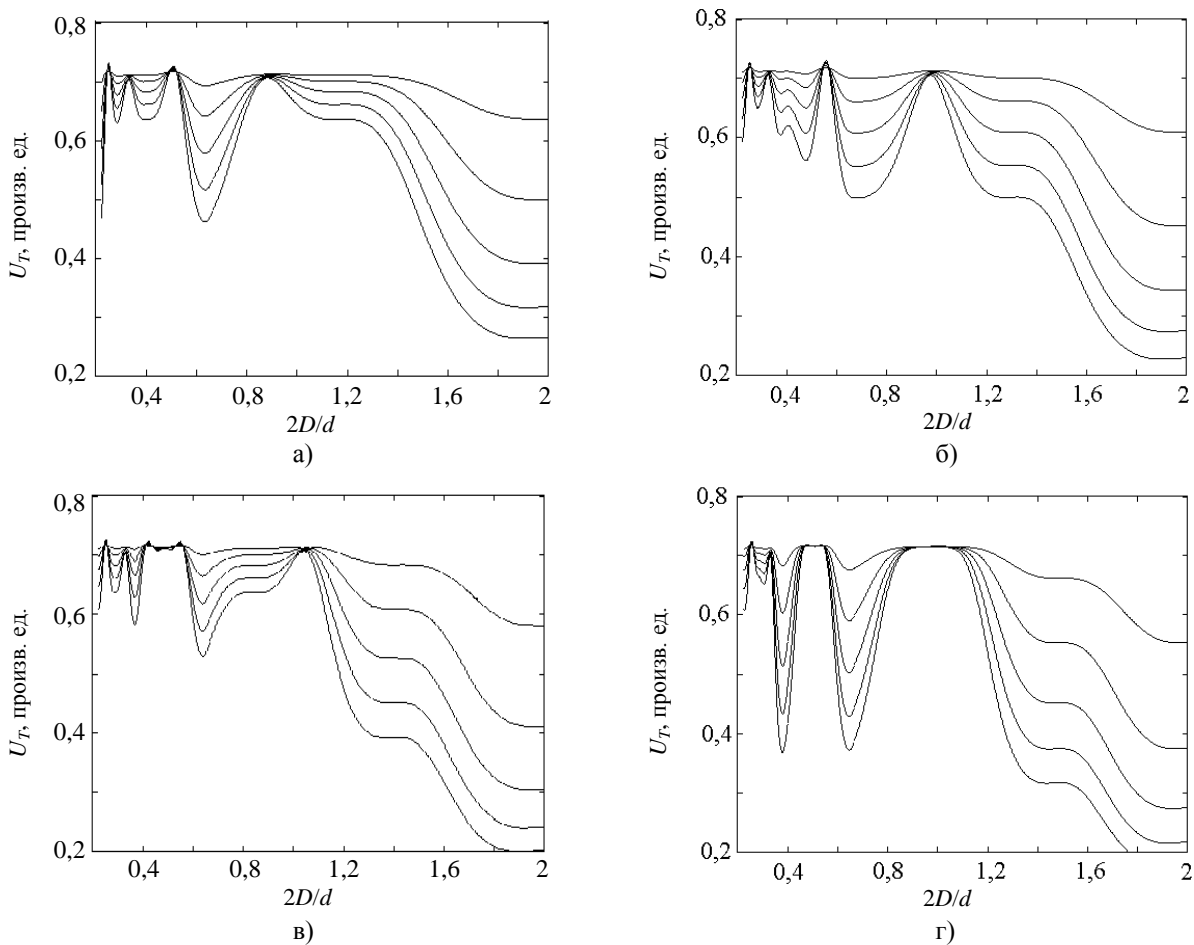


Рис. 5. Расчетная зависимость амплитуды коэффициента прохождения  $U_T$  в функции от приведенной толщины: а)  $f = 150,35$  МГц,  $n = 5$ , интервал изменений  $2D/\lambda = 0,56 \div 5$ ; б)  $f = 180,42$  МГц,  $n = 6$ ,  $2D/\lambda = 0,66 \div 6$ ; в)  $f = 210,49$  МГц,  $n = 7$ ,  $2D/\lambda = 0,8 \div 7$ ; г)  $f = 240,56$  МГц,  $n = 8$ ,  $2D/\lambda = 0,9 \div 8$ . На всех кривых глубина модуляции акустического импеданса изменяется аналогично рис. 3.

Для асимметричного случая и девяти вошедших в образец слоев результат расчета приведен на рис. 6.

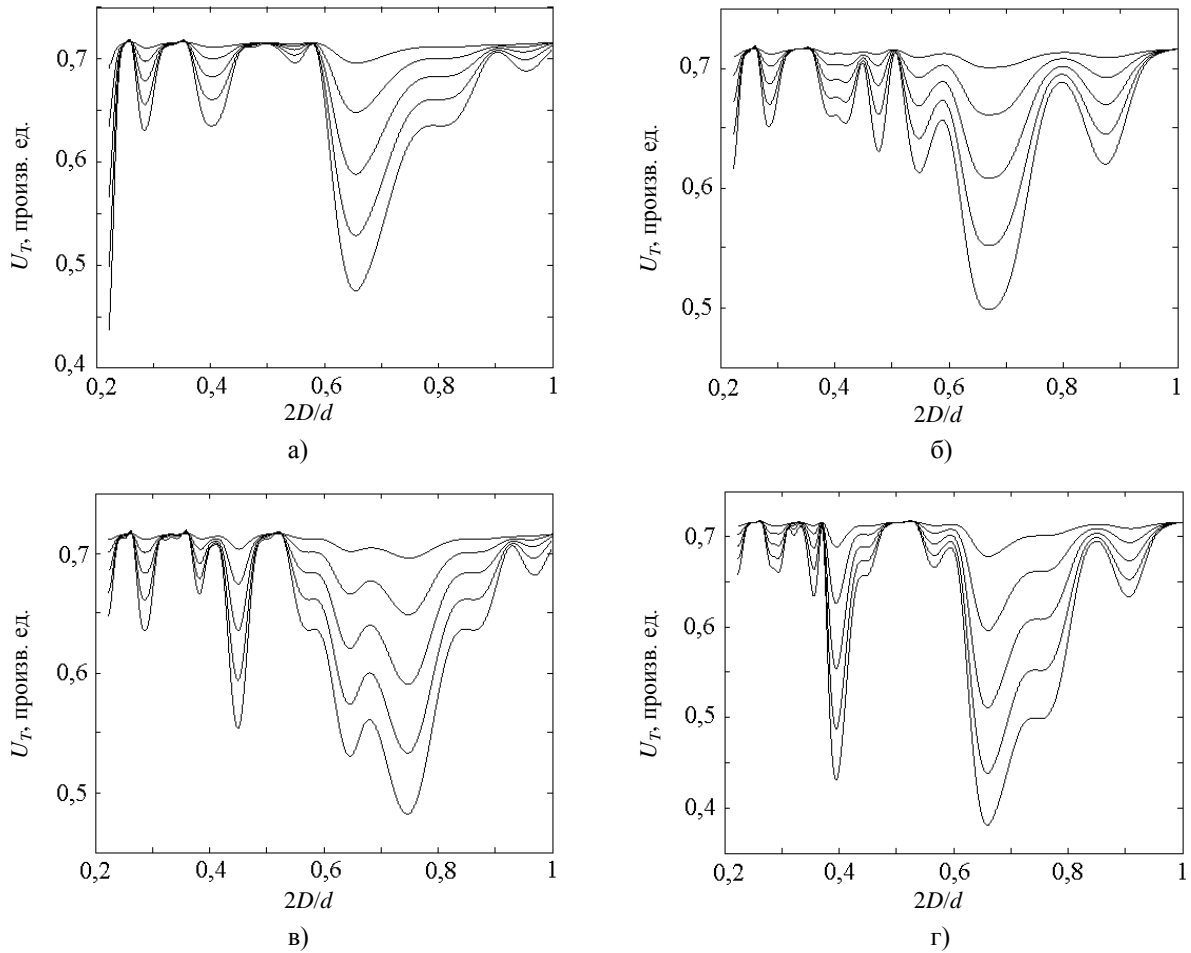


Рис. 6. Расчетная зависимость амплитуды коэффициента прохождения  $U_T$  в функции от приведенной толщины: а)  $f=150,35$  МГц,  $n=5$ , интервал изменений  $2D/\lambda=0,56\div 2,5$ ; б)  $f=180,42$  МГц,  $n=6$ ,  $2D/\lambda=0,66\div 3$ ; в)  $f=210,49$  МГц,  $n=7$ ,  $2D/\lambda=0,8\div 3,5$ ; г)  $f=240,56$  МГц,  $n=8$ ,  $2D/\lambda=0,9\div 4$ . На всех кривых глубина модуляции акустического импеданса изменяется аналогично рис. 3

Отметим, что нами выбрана достаточно грубая модель ММС, поэтому не следует ожидать количественного согласия результатов моделирования и эксперимента.

Зависимость коэффициента прохождения от глубины модуляции  $\Delta Z/Z$  на всех расчетных кривых рис. 3–6 является признаком того, что наблюдаемая картина является следствием взаимодействия акустической волны со слоистой структурой.

Как и в эксперименте, наблюдаются ОС на всех расчетных кривых. Для постоянного числа периодов и симметричного случая наблюдается зависимость от четности номера  $n$ : ОС для  $n=5, 7$  и  $n=6, 8$  взаимно подобны, а сдвиг частоты лишь приводит к сдвигу их положения на оси  $X$ , что также соответствует эксперименту. В асимметричном случае форма ОС практически не зависит от номера  $n$ , а зависимость от частоты аналогична симметричному случаю.

Более сложную структуру ОС дает моделирование в случае переменного числа слоев. При изменении  $n$  сдвиг ОС по оси  $X$  практически отсутствует, а форма представляет собой серии (реплики) минимумов, существенно зависящих от  $n$ , при отношениях  $0 < 2D/d < 0,5$  ( $0,5 < 2D/\lambda < 1$ ).

Различие с экспериментом состоит в форме огибающих ОС. Расчет дает уменьшение их амплитуды, при уменьшении толщины слоев, в эксперименте наблюдается обратная картина. Кроме этого, в эксперименте имеется немонотонная в поле  $H$  постоянная составляющая.

Важно отметить, что при численном моделировании мы наблюдали типичные для фоновонного кристалла эффекты. Например, подавление амплитуды сигнала в зоне непропускания с величиной  $\geq 12$  дБ для  $\Delta Z/Z \geq 0,1$ .

Строгий теоретический анализ возникновения ММС в присутствии сторонних упругих полей в  $\text{FeVO}_3$  до настоящего времени отсутствует.

Обсудим кратко сценарий возникновения и поведения слоев в магнитном поле. Естественно предположить, что стоячая в образце звуковая волна при данном  $n$  «навязывает» магнитной системе модуляционную структуру с периодом  $2D/d = 2/n$ . В магнитном поле величина  $2D$  изменяется до некоторого критического поля  $H$ , где ММС исчезает [7]. В данных экспериментах при  $H < 200$  Э критическое поле, возможно, наблюдается только при  $n = 5, 6$ . Кроме того, нельзя отбрасывать возможности сценария с  $2D/d \neq 2/n$  [8]. Проведенный нами анализ данных эксперимента и расчета показал, что при соответствующем выборе  $D(H)$  возможно получить их качественное согласие, если сценарий  $D(H)$  определяется номером  $n$  и постоянным числом слоев. Например, хорошее согласие с экспериментом на частоте  $f = 181$  МГц получаем в предположении, что асимметричное сжатие постоянного числа слоев в поле  $H$  при  $n = 6$  происходит по закону [3]

$$\left(\frac{\pi}{D}\right)^2 \sim \eta H,$$

где  $\eta = 2,3 \cdot 10^5 \text{ см}^{-2} \text{ Э}^{-1}$ , если размерность  $H$ , Э;  $D$ , см. Такой же закон изменения наблюдался в работе [9], где в магнитооптических экспериментах в напряженном кристалле бората железа была обнаружена ММС на поверхности базисной плоскости образца. В отличие от [9], где неоднородные механические напряжения в образце и ММС наблюдались при понижении температуры от 300 К, в данной работе, по-видимому, ММС существует и при 300 К, вследствие стоячей звуковой волны в образце  $\text{FeBO}_3$ . Интересно отметить также физическую аналогию с экспериментами [10], в которых методом ферромагнитного резонанса в диэлектрических кристаллах металлоорганических соединений изучена ММС типа «простая спираль». Форма спин-волнового резонанса также имела тонкую структуру линий.

**Выводы.** На частотах 150...240 МГц экспериментально обнаружены резонансные особенности амплитуды коэффициента прохождения продольного звука в монодоменизированном состоянии образца бората железа. В рамках пьезомагнитного механизма связи упругой и магнитных подсистем бората железа предложена физическая модель наблюдаемых резонансных структур. Она основана на предположении о резонансном взаимодействии продольного звука с ММС. В рамках предложенной модели проведено численное моделирование взаимодействия продольного звука с ММС, результаты которого находят в качественном согласии с экспериментом.

В заключение, авторы приносят благодарность М. Б. Стругацкому за предоставление высококачественных образцов бората железа.

## Библиографический список

1. Ожогин В. И. Обменное усиление магнитоупругости в антиферромагнетиках / В. И. Ожогин / Изв. АН СССР. Сер. физ. – 1978. – 42, № 8. – С. 1625–1637.
2. 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.
3. Khizhnyi V. I. Magnetic oscillations of longitudinal sound in Iron Borate / V. I. Khizhnyi, V. V. Tarakanov, T. M. Khizhnaya // Functional Materials. – 2010. – 17, N 1. – P. 33–40.
4. Власов К. Б. Распространение звуковых волн в магнитоупорядоченных кристаллах со спиральной магнитной структурой / К. Б. Власов, В. Г. Барьяхтар, Е. П. Стефановский // Физика твердого тела. – 1973. – 15. – С. 3656–3663.
5. Khizhnyi V. I. Application of a Composite Acoustic Resonator for Investigations of Magnetic Materials / V. I. Khizhnyi, V. V. Tarakanov, T. M. Khizhnaya // Telecommunication and Radio Engineering. – 2009. – 68, N 5. – P. 451–463.
6. Specific Features of the Longitudinal Sound Propagation in the Iron Borate: Azimuthal Dependences / V. I. Khizhnyi, V. V. Tarakanov, A. P. Korolyuk et al. // Telecommunication and Radio Engineering. – 2010. – 69, N 20. – P. 1827–1836.
7. Изюмов Ю. А. Модулированные, или длиннопериодические, магнитные структуры кристаллов / Ю. А. Изюмов // Успехи физ. наук. – 1984. – 144, № 3. – С. 439–474.
8. Спонтанные фазовые переходы в магнитных пленках с модулированной структурой / Г. В. Арзамасцева, М. Г. Евтихов, Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова // Журн. эксперим. и теорет. физики. – 2011. – 140, № 3. – С. 516–526.
9. Соколов Б. Ю. Модулированная магнитная структура неоднородно напряженного монокристалла  $\text{FeBO}_3$  / Б. Ю. Соколов // Письма в журн. эксперим. и теорет. физики. – 2006. – 83, № 9. – С. 439–442.
10. Определение периода несоизмерной магнитной структуры методом ФМР в хиральных металлоорганических кристаллах / Ф. Б. Мушенков, М. Б. Кирман, О. В. Коплак, Р. Б. Моргунов // Физика твердого тела. – 2012. – 54, № 7. – С. 1281–1285.

Рукопись поступила 26.12.2012 г.

V. I. Khizhnyi, T. M. Khizhnaya,  
V. V. Tarakanov, A. P. Koroluk

## ACOUSTIC SPIN-WAVE RESONANCES IN STRAINED CRYSTAL OF IRON BORATE

Antiferromagnet and simultaneously “weak” ferromagnet iron borate  $\text{FeBO}_3$  possesses unique characteristics. Its high Neel’s temperature and tremendous effective uniform exchange field result in a strong magnetoelastic coupling. The peculiarities of dynamic effects of strong magnetoelastic coupling in the iron borate presents substantial physical interest, as dynamic and static elastic deformations can change magnetic properties of crystal. At propagation of longitudinal hypersound wave along the axis of symmetry  $C_3$  of  $\text{FeBO}_3$  crystal in the magnetic field, the oscillation structures of amplitude and phase of transmission coefficient have been found out by authors. Previously, the authors offered the physical model of phenomenon. It consists in that in the mode of standing sound wave a magnetic modulation (incommensurable) structure can emerge in a sample. In present work the frequency dependence of the resonances observed is experimentally investigated in the external magnetic field, and their numerical simulation is conducted. Researches showed the qualitative agreement between the chosen model of sound interaction with magnetic system and numeral simulation. The phenomenon revealed is of interest

from the viewpoint of its applications in spintronics, acousto-optics and acousto-electronics.

**Key words:** hypersound wave, iron borate, magnetic modulation (incommensurable) structure.

В. І. Хижний, Т. М. Хижна,  
В. В. Тараканов, О. П. Королюк

#### АКУСТИЧНІ СПІН-ХВИЛЬОВІ РЕЗОНАНСИ В НАПРУЖЕНОМУ КРИСТАЛІ БОРАТУ ЗАЛІЗА

Антиферомагнетик і одночасно слабкий феромагнетик борат заліза  $\text{FeBO}_3$  має ряд унікальних властивостей. Висока температура Нееля і величезне ефективне поле однорідного обміну призводять до великої величини його магнітопружного зв'язку. Особливості динамічних проявів сильного магнітопружного зв'язку у бораті заліза представляють істот

ний фізичний інтерес, оскільки динамічні і статичні пружні деформації можуть змінювати магнітні властивості кристала. При поширенні подовжньої гіперзвукової хвилі уздовж осі симетрії  $C_3$  кристала  $\text{FeBO}_3$  в магнітному полі, авторами було виявлено осциляційні структури амплітуди і фази коефіцієнта проходження. Раніше авторами було запропоновано фізичну модель явища. Вона полягає в тому, що в режимі стоячої звукової хвилі в зразку може виникати магнітна модуляційна (напіввимірна) структура. У цій роботі експериментально досліджено частотну залежність спостережуваних резонансів у зовнішньому магнітному полі і проведено їх числове моделювання. Порівняно та проаналізовано результати експерименту і моделювання. Дослідження показали якісну згоду вибраної моделі взаємодії звуку з магнітною системою. Виявлені явища можуть застосовуватись у спінтроніці, акустооптиці й акустоелектроніці.

**Ключові слова:** гіперзвукова хвиля, борат заліза, магнітна модуляційна (напіввимірна) структура.