

УДК 537.613:537.622.4:537.621.4:537.876:530.182

## МАНДЕЛЬШТАМ-БРИЛЛЮЭНОВСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ НЕЛИНЕЙНЫХ МАГНИТОАКУСТИЧЕСКИХ РЕЗОНАНСОВ В ПЛЕНОЧНОЙ СТРУКТУРЕ ЖИГ-ГГГ

© 2016 г. В. В. Тихонов<sup>1,\*</sup>, А. Н. Литвиненко<sup>1</sup>, А. В. Садовников<sup>1</sup>, С. А. Никитов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования Саратовский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского, Саратов

<sup>2</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники имени В.А. Котельникова Российской академии наук, Москва

\*E-mail: tvlad4@yandex.ru

Методика мандельштам-бриллюэновской спектроскопии использована для визуализации пространственной структуры магнитоакустических резонансов в пленке железоиттриевого граната (ЖИГ) на подложке гадолиний-галлиевого граната (ГГГ) при интенсивном развитии нелинейных процессов трехмагنونного распада. Показано, что процессы распада обуславливают возбуждение магнитоакустического резонанса сразу на двух частотах — на частоте входного сигнала и на половинной частоте. При этом картина распределения связанных магнитных и упругих колебаний значительно усложняется, возникает порог возбуждения магнитоакустического резонанса.

DOI: 10.7868/S0367676516100252

### ВВЕДЕНИЕ

Развитие твердотельной электроники сверхвысоких частот (СВЧ) основывается, с одной стороны, на создании новых, более совершенных, материалов, а с другой — на поисках в твердых телах новых типов возбуждений. В этом плане особый интерес представляют магнитные диэлектрические кристаллы — ферриты [1]. Интерес к ферритам был обусловлен наличием в них по крайней мере трех колебательных подсистем: электромагнитной, спиновой и упругой. Это открывало широкий фронт исследований спектров колебаний отдельных подсистем, механизмов связи различных типов возбуждений преобразования типов сигналов и прочее. Исследования в этих направлениях продемонстрировали целый ряд интересных возможностей, имеющих важное прикладное значение. Сформировались такие самостоятельные направления, как магнитоэлектроника, магнитооптика, магнитоакустика.

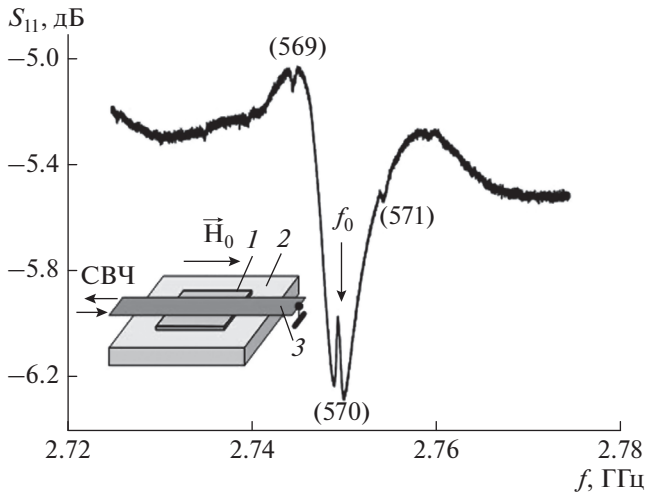
Особенно бурное развитие этих направлений началось в середине 70-х годов в связи с созданием высококачественных эпитаксиальных пленок железоиттриевого граната, которые оказались вне конкуренции по узости ширины линии ферромагнитного резонанса. Их применение сделало возможным практическое использование дипольных спиновых волн. В литературе эти волны чаще называют магнитоэлектронными волнами (МЭВ) [2]. На основе МЭВ был разработан целый

ряд функциональных СВЧ-устройств [3–5]. Некоторые из них уже нашли свое применение.

В то же время были обнаружены исключительно высокие акустические свойства ЖИГ [6]. Акустическая добротность монокристаллов ЖИГ оказалась на порядок выше добротности монокристаллического кварца. Это обстоятельство стимулировало исследования процессов взаимодействия спинволновых и упругих возбуждений.

Однако в большинстве случаев из-за большой разницы скоростей взаимодействие спиновых и упругих волн имело мгновенный характер, что проявлялось в виде дополнительно вносимых потерь на излучение связанных волн. Длительное взаимодействие (гибридизация) волн требовало выполнения условия фазового синхронизма. В безграничных ферритах это условие выполнялось в области пересечения дисперсионных ветвей упругих и коротковолновых обменных спиновых волн [7]. Возникающие при этом магнитоупругие волны (МУВ) имели скорости порядка скорости звука.

В работе [8] показана возможность существования другого типа магнитоупругих волн, которые возбуждались в тонких ферритовых слоях на частотах пересечения дисперсионных ветвей относительно длинноволновых МСВ и волноводных акустических мод Лэмба. Эффекты гибридации возникали на эквидистантных частотах и практически совпадали с частотами отсечки мод



**Рис. 1.** Амплитудно-частотная характеристика первой резонансной моды пленочного ЖИГ-резонатора. В скобках указаны номера мод акустических резонансов. На вставке конструкция экспериментального макета 1 – пленка ЖИГ; 2 – подложка ГГГ; 3 – микрополосковый преобразователь.

Лэмба. Возникающие при этом гибридные волны имели скорости порядка скорости МСВ, что на 2–3 порядка больше скорости звука. По этой причине они получили название “быстрые” магнитоупругие волны.

О первых наблюдениях быстрых магнитоупругих волн сообщалось в работах [9, 10]. Волны возбуждались в тонких пластинах и эпитаксиальных пленках ЖИГ. При этом в пленочных структурах немагнитная подложка гадолиний-галлиевого граната (ГГГ) дополнительно выполняла роль акустического волновода мод Лэмба. Быстрые МУВ наблюдались при нормальном намагничивании пленки ЖИГ в спектре возбуждения прямых объемных МСВ в виде узкополосных резонансных пиков на частотах возбуждения акустических резонансов по толщине структуры ЖИГ-ГГГ. Наиболее интенсивно возбуждались резонансы поперечных (сдвиговых) упругих волн. Впоследствии те же быстрые МУВ были обнаружены при касательном намагничивании пленки ЖИГ в спектрах возбуждения поверхностных МСВ и обратных объемных МСВ [11, 12].

Повышенный интерес к быстрым магнитоупругим волнам был обусловлен исключительно высокими частотно-селективными свойствами, которые в перспективе могли составить серьезную конкуренцию фильтрам частот на поверхностных и объемных акустических волнах [13]. Последнее обстоятельство стимулировало более детальное исследование магнитоакустических резонансов.

Важной особенностью магнитоакустических резонансов в пленочных структурах ЖИГ-ГГГ

являлась отдельная локализация магнитных колебаний в пленке ЖИГ, а упругих колебаний – в подложке ГГГ. Это обуславливало возможность применения методов мандельштам-бриллюэновской спектроскопии [14] для отдельной (последичной) визуализации связанных магнитных и упругих колебаний. Метод мандельштам-бриллюэновской спектроскопии хорошо себя зарекомендовал в целом ряде работ по визуализации линейной и нелинейной динамики спинволновых возбуждений [15–20]. Главное его достоинство – высокая чувствительность к слабым колебаниям конденсированных сред. О первых результатах визуализации структуры магнитоакустических резонансов сообщалось в работе [21].

В данной работе метод мандельштам-бриллюэновской спектроскопии использовали для отдельной визуализации структуры нелинейных магнитоакустических резонансов. Исследовали влияние трехмагнонных распадов на характер распределения интенсивности связанных магнитных и упругих колебаний. Измерения интенсивностей проводили на основной и половинной частоте возбуждения магнитоакустического резонатора.

## 1. ЭКСПЕРИМЕНТ

Экспериментальные образцы пленочных структур ЖИГ-ГГГ проходили предварительный отбор по однородности толщины и чистоте обработки отражающих поверхностей. Отобранные образцы подвергали дополнительной оптической полировке. В результате клиновидность выбранных структур не превышала 4″, толщина пленки ЖИГ составляла  $d = 13$  мкм, толщина всей структуры ЖИГ-ГГГ  $D = 371$  мкм. Намагниченность насыщения пленки ЖИГ составляла  $4\pi M_0 = 1750$  Гс.

Методом лазерного скрайбирования на подложке ГГГ формировался пленочный ЖИГ-резонатор размером  $1 \times 1$  мм. Для возбуждения резонатора использовали закороченный на конце микрополосковый преобразователь шириной 0.5 мм. Преобразователь располагался осесимметрично на поверхности пленки ЖИГ, как показано на вставке рис. 1. На вход преобразователя подавали СВЧ-сигнал. Измеряли амплитудно-частотные характеристики (АЧХ) отраженного сигнала. Для измерения АЧХ использовали векторный анализатор цепей. Измерения проводили при касательном намагничивании пленки ЖИГ в диапазоне частот  $f = 1.5\text{--}3$  ГГц, при мощностях входного СВЧ-сигнала  $P_0 = -20 \dots +10$  дБм.

На частотах возбуждения пленочного ЖИГ-резонатора наблюдали пики поглощения входного сигнала, которые плавно сдвигались по частоте регулировкой величины намагничивающего поля  $H_0$ . Характер пиков существенно зависел от мощ-

ности входного сигнала. С ростом мощности глубина пиков значительно уменьшалась, а ширина увеличивалась. При мощностях  $P_0 \geq -15$  дБм на фоне пика первой моды пленочного резонатора возникала серия узкополосных резонансных пиков, которые следовали с равными интервалами частот  $\Delta f \approx 4.9$  МГц, как показано на АЧХ (рис. 1).

Появление узкополосных пиков было вызвано возбуждением в структуре ЖИГ-ГГГ высокодобротных акустических резонансов. Это подтверждалось тем, что их частоты не зависели от величины приложенного поля  $H_0$ , а интервалы следования  $\Delta f$  с хорошей точностью совпадали с интервалами частот отсечки сдвиговых мод Лэмба  $\Delta f_{st} = v_{st}/(2D) \approx 4.8$  МГц, где  $v_{st} = 3.57 \cdot 10^5$  см/с – скорость поперечного звука в ГГГ. В данном образце наблюдались акустические резонансы очень высоких порядков с номерами мод  $n = 2Df_0/v_{st} \approx 569, 570, 571$ . Это стало возможным, благодаря исключительно слабому затуханию звука в подложке ГГГ.

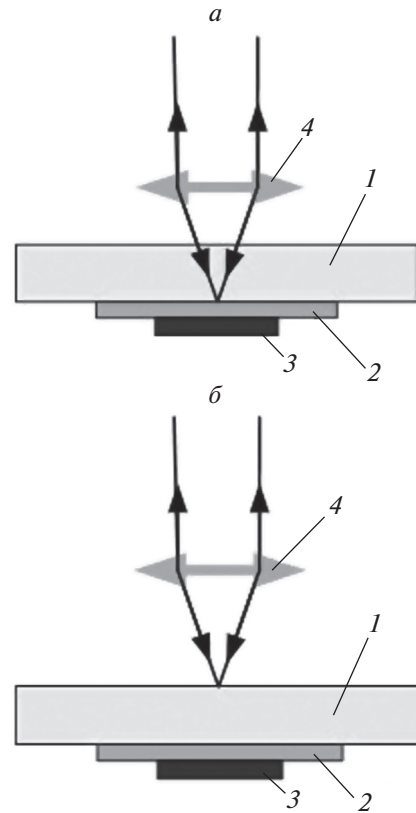
Пространственная структура магнитоакустического резонанса исследовали методом мандельштам-бриллюэновской спектроскопии в конфигурации отраженного потока света. Измеряли интенсивности антистоксовых компонент неупругого (комбинационного) рассеяния света  $I(x, y, z) =$

$= \int_0^T I(x, y, z, t) dt$  в точках фокусировки лазерного луча. Измерения проводили при помощи интерферометра Фабри–Перо. Локальность точечных измерений определялась диаметром пятна фокусировки  $\sim 25$  мкм, и глубиной перетяжки  $\sim 10$  мкм лазерного луча. Координаты точек измерений задавали системой фокусировки и механизмом сканирования лазерного луча.

Интенсивность компонент неупругого рассеяния света адекватно отражала интенсивность колебаний в точке фокусировки лазерного луча. Это обстоятельство использовалось для послойного измерения интенсивности магнитных колебаний в пленке ЖИГ и упругих колебаний в подложке ГГГ.

При измерении магнитных колебаний линейно поляризованный луч лазера фокусировали на поверхности пленки ЖИГ, как показано на рис. 2а. При этом, чтобы исключить влияние упругих колебаний, которые также присутствовали в пленке ЖИГ, на пути отраженного луча устанавливали второй поляризатор света, ось которого ориентировали ортогонально плоскости поляризации падающего луча. Здесь учитывалось то, что рассеяние света на упругих колебаниях в слабоанизотропных кристаллах ЖИГ практически не изменяло плоскость поляризации, в то время как рассеяние на магнитных колебаниях в ферритах всегда сопровождается поворотом плоскости поляризации.

При измерении упругих колебаний лазер фокусировали на поверхности подложки ГГГ, как

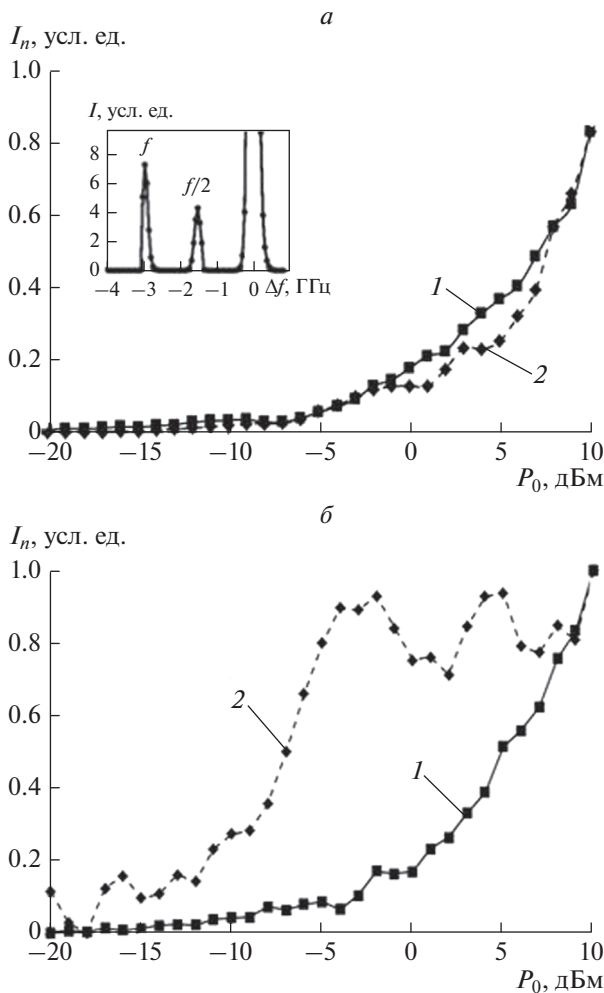


**Рис. 2.** Фокусировка лазерного луча при проведении точечных измерений интенсивности магнитных колебаний в пленке ЖИГ (а) и упругих колебаний в подложке ГГГ (б). Обозначения: 1 – подложка ГГГ; 2 – пленка ЖИГ; 3 – микрополосковый преобразователь; 4 – фокусирующая система.

показано на рис. 2б. При этом второй поляризатор не использовали. Измерения проводили на фиксированной частоте входного сигнала  $f_0 = 2.7495$  ГГц, которая в точности совпадала с центральной частотой магнитоакустического резонанса (на рис. 1 эта частота отмечена стрелкой).

Результаты измерений в значительной мере зависели от мощности входного СВЧ-сигнала. При мощностях  $P_0 \geq -15$  дБм в спектре отраженного света возникал второй компонент рассеяния, который наблюдался на половинной частоте входного сигнала  $f_0/2 \approx 1.37$  ГГц, как показано на вставке рис. 3а. Это означало, что в нашем образце начинали развиваться колебательные процессы сразу на двух частотах:  $f_0$  и  $f_0/2$ . При этом интенсивности обоих колебаний существенно зависели от мощности входного сигнала.

На рис. 3 представлены зависимости от мощности нормированных интенсивностей  $I_n(P_0) = I(P_0)/\max\{I(P_0)\}$  магнитных и упругих колебаний, измеренные в центре пленочного резонатора



**Рис. 3.** Зависимости от мощности нормированных интенсивностей магнитных (*а*) и упругих (*б*) составляющих магнитоакустического резонанса. Кривые 1 измерены на частоте возбуждения магнитоакустического резонатора, кривые 2 – на половинной частоте.

на основной и половинной частоте магнитоакустического резонанса. На графиках рис. 3*а* представлены зависимости  $I_n(P_0)$  магнитных колебаний в пленке ЖИГ. Кривая 1 была измерена на частоте  $f_0$ , кривая 2 – на частоте  $f_0/2$ . На графиках рис. 3*б* – зависимости  $I_n(P_0)$  упругих колебаний в подложке ГГГ. Здесь также кривая 1 была измерена на частоте  $f_0$ , кривая 2 – на частоте  $f_0/2$ . Однако по этим измерениям трудно было судить о пространственном распределении связанных магнитных и упругих колебаний в плоскости возбуждения магнитоакустического резонанса.

Для построения пространственной картины распределения проводилась серия точечных измерений нормированных интенсивностей колебаний  $I_n(x, y) = I(x, y) / \max\{I(x, y)\}$  в 100 равно-

удаленных точках, расположенных в плоскости пленки ЖИГ и в плоскости подложки ГГГ. По результатам измерений строили трехмерные графики, которые адекватно отражали пространственную структуру магнитоакустического резонанса. Измерения проводились на основной  $f_0$  и половинной частоте  $f_0/2$  магнитоакустического резонанса при фиксированной мощности входного сигнала  $P_0 = 0$  дБм.

Результаты измерений представлены на рис. 4, на рис. 4*а*, 4*б* – картины распределения нормированных интенсивностей магнитных и упругих колебаний на частоте входного сигнала  $f_0$ . На рис. 4*в*, 4*г* представлены аналогичные картины на частоте  $f_0/2$ .

## 2. ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Обнаруженные особенности магнитоакустического резонанса были обусловлены развитием в пленке ЖИГ нелинейных процессов трехмагнонного распада, которые описывали уравнениями баланса энергии в виде

$$2f_0 = (f_0 + f_1) + (f_0 - f_1), \quad (1)$$

где  $f_1 = f_0/2$  – частота волн продуктов распада. Это подтверждалось наблюдением спектральных составляющих на половинной частоте возбуждения пленочного ЖИГ-резонатора (см. вставку рис. 2*а*). Такого рода распады были характерны для поверхностных МСВ, которые возбуждались при касательном намагничивании пленки ЖИГ. В результате распада в пленке рождалась пара коротковолновых обратных объемных МСВ, которые забирали часть энергии поверхностных МСВ. Потеря энергии обуславливала ослабление интенсивности возбуждения собственных резонансных мод пленочного резонатора. Вследствие этого на рис. 4*а* мы в основном наблюдали вынужденные поверхностные МСВ, которые практически не выходили за пределы микрополоскового преобразователя. В той же области наиболее интенсивно возбуждались относительно коротковолновые распадные обратные объемные МСВ (см. рис. 4*в*). Возникающие биения двух магнито-статических волн значительно усложняли картину распределения магнитных колебаний.

Картина распределения еще более усложнялась тем, что обе волны являлись возбудителями гиперзвука, который излучался в подложку ГГГ. При этом в подложке также возникали биения волн, которые вносили свои изменения в картину распределения упругих колебаний и при этом оказывали обратное действие на распределение магнитных колебаний в пленке ЖИГ. Добавим к этому, что эти процессы развивались на фоне диссипативных процессов и процессов рассеяния



звука на микродефектах экспериментального образца.

При наличии стольких дестабилизирующих факторов и с учетом слабой магнитоупругой связи трудно было ожидать установления акустических резонансов в структуре ЖИГ-ГГГ. При относительно низких мощностях входного сигнала не хватало интенсивности излучения звука в подложку ГГГ. Эти резонансы стали проявляться только при достаточно высоком уровне входной мощности  $P_0 \approx 0$  дБм, что подтверждалось появлением максимумов интенсивности на рис. 4б, 4г и узкополосных пиков на рис. 1. На основании этого можно было говорить о существовании порога возбуждения нелинейных магнитоакустических резонансов.

Порог мощности определялся нагруженной добротностью акустического резонатора и коэффициентом магнитоупругой связи. На величину добротности оказывали влияние суммарные потери звука в структуре ЖИГ-ГГГ. Наибольшие потери возникали в пленке ЖИГ, где часть энергии упругих колебаний расходовалась на вторичное возбуждение магнитостатических волн. В присутствии трехмагнонных распадов эти потери еще больше возрастали из-за нелинейного затухания поверхностных магнитостатических волн.

Для компенсации вносимых потерь требовалось более интенсивное возбуждение звука, которое достигалось за счет повышения мощности входного СВЧ-сигнала. При этом также возрастало излучение звука на половинной частоте, причем, как это видно на рис. 3б, рост интенсивности упругих колебаний на частоте  $f_0/2$  значительно опережал аналогичный рост на частоте  $f_0$ .

Последнее обстоятельство можно было объяснить более сильной магнитоупругой связью на половинной частоте магнитоакустического резонанса. Действительно, магнитоупругая связь во многом определялась интегралом перекрытия

$S \sim \int_0^d h(z)u(z)dz$  магнитных  $h(z)$  и упругих колебаний  $u(z)$  в пределах толщины  $d$  пленки ЖИГ. В случае гармонических колебаний  $h(z) \sim \sin\left(\frac{\pi}{d}z\right)$  и  $u(z) \sim \cos\left(\frac{n\pi}{D}z\right)$  интеграл перекрытия имел осциллирующий характер

$$S(n) \sim \frac{2D^2d}{\pi(D^2 - d^2n^2)} \cos^2\left(\frac{n\pi d}{2D}\right) \quad (2)$$

и зависел от номера акустической моды  $n$ . Используя выражение (2), нетрудно было провести сравнение коэффициентов магнитоупругой связи  $q(f) \sim |S(n)|$ . На частоте  $f_0$ , где  $n \approx 570$ ,  $q(f_0) \sim 0.021$ . На частоте  $f_0/2$ , где  $n \approx 285$ ,

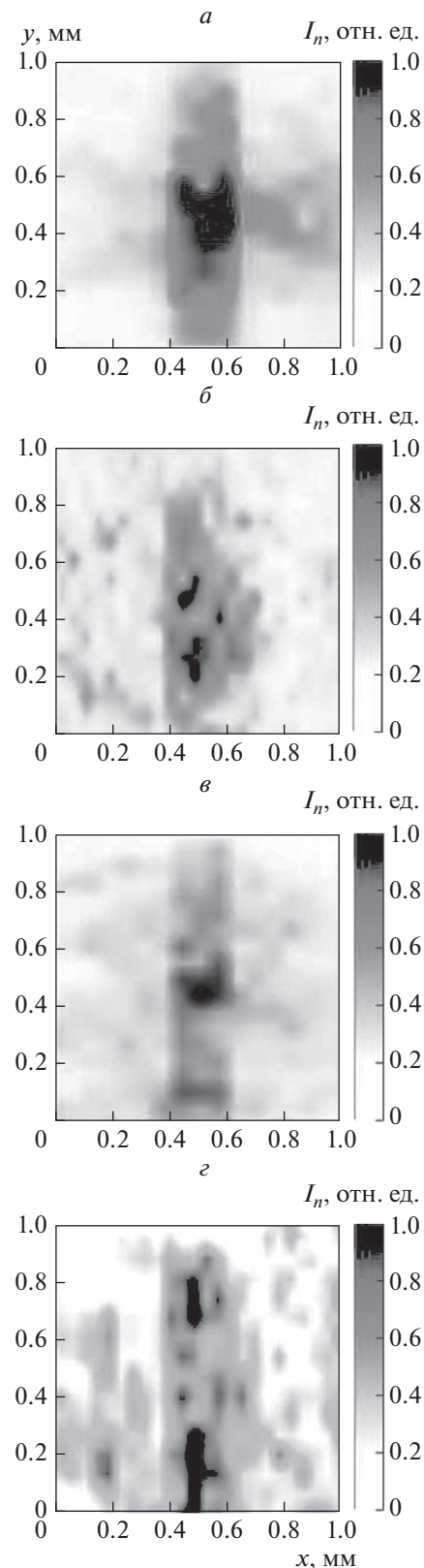


Рис. 4. Картины распределения нормированных интенсивностей: магнитных (а) и упругих (б) колебаний на частоте  $f_0$ ; магнитных (в) и упругих (г) колебаний на частоте  $f_0/2$ .

$q(f_0/2) \sim 0.084$ , Из этих сравнений следует, что на половинной частоте магнитоупругая связь должна быть примерно в 4 раза больше.

Добавим к этому, что на половинной частоте длина волны гиперзвука  $\lambda_{st}(f_0/2) = 2v_{st}/f_0 \approx 1.29$  мкм была в 2 раза больше, чем на основной частоте  $\lambda_{st}(f_0) = v_{st}/f_0 \approx 0.65$  мкм. Это означало, что на половинной частоте потери на рассеяние звука должны были быть существенно ниже, а собственная (ненагруженная) добротность акустического резонанса должна быть заметно выше.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, проведенные исследования показали сложную структуру нелинейных магнитоакустических резонансов в пленочной структуре ЖИГ-ГГГ. В наших экспериментах мы наблюдали эффекты гибридизации линейных акустических и нелинейных спиновых колебательных процессов. Нелинейные процессы были локализованы в пленке ЖИГ и сопровождалась рождением новых гибридных волн. Эти волны вносили свои особенности в процессы установления магнитоакустических резонансов. Главная особенность состояла в том, что в пленочной структуре ЖИГ-ГГГ возбуждались магнитоакустические резонансы сразу на двух частотах: на частоте возбуждения магнитоакустического резонатора и на половинной частоте. Между этими резонансами возникали биения, которые значительно усложняли картину распределения связанных магнитных и упругих колебаний, повышали порог возбуждения магнитоакустического резонанса.

Обнаруженные эффекты нелинейного возбуждения гиперзвука на половинной частоте магнитоакустического резонанса могут представлять практический интерес в качестве делителя частоты СВЧ-сигнала.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 16-37-60093, 16-37-00217), стипендии президента РФ (СП-313.2015.5) и гранта президента РФ (МК-5837.2016.9).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Яковлев Ю.М., Генделев С.Ш. Монокристаллы ферритов в радиоэлектронике. М: Сов. радио, 1975.
2. Гуревич А.Г., Мелков Г.А. Магнитные колебания и волны. М: Наука, 1994 г.
3. Adam J.D., Daniel M.R., O'Keefe T.W. // Microwave J. 1982. V. 25. № 2. P. 95.
4. Owens J.M., Carter R.L. // Microwave Systems News. 1983. V. 13. № 3. P. 103.
5. Castera T.P. // J. Appl. Phys. 1984. V. 55. № 6. Part II B. P. 2506.
6. Le Craw R.C., Spencer E.G., Gordon E.I. // Phys. Rev. Lett. 1961. V. 6. № 9. P. 620.
7. Ахуезер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В. Спиновые волны. М.: Наука, 1967.
8. Бугаев А.С., Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е. и др. // Физика тв. тела. 1981. № 23. № 9. С. 2647.
9. Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Казаков Г.Т. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 39. № 9. С. 500.
10. Казаков Г.Т., Тихонов В.В., Зильберман П.Е. // Физика тв. тела. 1983. Т. 25. № 8. С. 2307.
11. Филимонов Ю.А., Хивинцев Ю.В. // РЭ. 2000. Т. 45. № 6. С. 742.
12. Филимонов Ю.А., Хивинцев Ю.В. // ЖТФ. 2002. Т. 47. № 1. С. 38.
13. Алексеев С.Г., Гуляев Ю.В., Котелянский И.М. и др. // УФН. 2005. Т. 175. № 8. С. 895.
14. Фабелинский И.Л. Молекулярное рассеяние света. М.: Наука, 1965.
15. Demokritov S.O., Hillebrands B., Slavin A.N. // Phys. Reports. 2001. V. 348. № 6. P. 441.
16. Mathieu C., Synogatch V.T., Patton C.E. // Phys. Rev. B. 2003. V. 67. P. 104402.
17. Kurebayashi H., Dzyapko O., Demidov V.E. et al. // Nature Mater. 2011. V. 10. P. 660.
18. Edwards E.R.J., Ulrichs H., Demidov V. E. et al. // Phys. Rev. B. 2012. V. 86. P. 134420.
19. Sheshukova S.N., Beginin E.N., Sadovnikov A.V. et al. // IEEE Magn. Lett. 2014. V. 5. № 1. P. 1.
20. Beginin E.N., Sadovnikov A.V., Sharaevsky Yu.P. et al. // Solid State Phenomena. 2014. V. 215. P. 389.
21. Litvinenko A.N., Sadovnikov A.V., Tikhonov V.V. et al. // IEEE Magn. Lett. 2015. V. 6. P. 99.