

# ФЕРРОМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС И УПРУГИЕ КОЛЕБАНИЯ В ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНКАХ ФЕРРИТ-ГРАНАТА ИТТРИЯ

*С. Н. Полулях*<sup>a\*</sup>, *В. Н. Бержанский*<sup>a</sup>, *Е. Ю. Семук*<sup>a</sup>,  
*В. И. Белотелов*<sup>a,b,c</sup>, *П. М. Ветошко*<sup>a,b,d</sup>, *В. В. Попов*<sup>a</sup>,  
*А. Н. Шапошников*<sup>a</sup>, *А. Г. Шумилов*<sup>a</sup>, *А. И. Чернов*<sup>a,b</sup>

<sup>a</sup> *Крымский федеральный университет им. В. И. Вернадского*  
*295007, Симферополь, Россия*

<sup>b</sup> *Российский квантовый центр*  
*121205, Москва, Россия*

<sup>c</sup> *Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова*  
*119991, Москва, Россия*

<sup>d</sup> *Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук*  
*125009, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 26 июня 2020 г.,  
после переработки 11 сентября 2020 г.  
Принята к публикации 19 сентября 2020 г.

Экспериментально исследованы спектры ферромагнитного резонанса в эпитаксиальных пленках иттриевых феррит-гранатов. Полевые зависимости частоты ФМР позволили определить эффективные поля, обусловленные первой и второй константами анизотропии, а также эффективное поле одноосной анизотропии. В полях ниже 8 Э в плоскости висмут-содержащей пленки, экспериментально обнаружено увеличение частоты и ширины линии ФМР, связанное с формированием неоднородного распределения намагниченности, что подтверждается прямым магнитооптическим наблюдением. Экспериментально обнаружена модуляция спектров ФМР набором узких линий, амплитуда которых пропорциональна интенсивности сигнала ФМР, а их частотное положение не зависит от величины и направления постоянного магнитного поля. Показано, что подобная модуляция связана с резонансным возбуждением поперечных мод упругих колебаний. Проведена оценка эффективного параметра магнитоупругой связи и ширины линии возбуждаемых резонансной накачкой упругих колебаний.

DOI: 10.31857/S0044451021020103

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Эпитаксиальные пленки феррит-гранатов (ЭПФГ) имеют широкий спектр практических применений, среди которых можно отметить их использование в перестраиваемых фильтрах и генераторах СВЧ-колебаний, датчиках слабых магнитных полей [1]. В каждом из этих случаев представляется важным уменьшение поля насыщения и увеличение таким образом магнитной восприимчивости, поскольку этими параметрами определяется диапазон и скорость перестройки

ЖИГ-резонатора и чувствительность магнитного сенсора. Уменьшение поля насыщения может быть достигнуто, в частности, путем планарного расположения намагниченности и уменьшением значений констант кристаллографической анизотропии материала [2]. Синтез ЭПФГ с заданными свойствами осуществляется путем вариации химического состава, что оказывается возможным благодаря устойчивости кристаллической структуры граната к катионным замещениям. Для анализа качества образцов широко используется метод ферромагнитного резонанса (ФМР), позволяющий оценить качество образца по ширине линии ФМР [3–5].

Кроме того, за счет магнитоупругих взаимодействий переменная намагниченность может приво-

\* E-mail: sergey.polulyakh@cfuv.ru

дуть к генерации волн Лэмба и сдвиговых мод упругих колебаний [6, 7], резонатором для которых является система пленка–подложка. Возрождение интереса к таким процессам в настоящее время обусловлено, в частности, наличием ненулевого углового момента упругих мод колебаний, что позволяет рассматривать акустические возбуждения как фоновую накачку, влияющую на ФМР пленки [8].

В настоящей работе сообщается о результатах исследований спектров ФМР в ЭПФГ  $Y_{3-x}R_xFe_{5-y}Me_yO_{12}$ , где  $R$  — Bi, Me — Sc, In. Как правило, исследование спектров ФМР проводится на частотах  $X$ -диапазона сверхвысокочастотных (СВЧ) электромагнитных волн [3, 4]. Этот частотный диапазон ограничивает минимально возможное постоянное магнитное поле. В настоящей работе ставилась задача наблюдать ФМР в как можно более слабом поле, в результате чего удалось обнаружить переход пленки в полидоменное состояние. Так, при намагничивании ЭПФГ в плоскости пленки полями до 40 Э ФМР наблюдался в диапазоне частот 50–600 МГц.

По полевым зависимостям частоты ФМР определены эффективные поля одноосной и кубической анизотропии. При этом показано, что при намагничивании ЭПФГ в плоскости пленки недостаточно ограничиться вкладом первой константы кубической анизотропии, как это обычно принято [4, 5], а следует учесть и вклад второй константы.

В полях меньше 8 Э экспериментально зарегистрированы спектры ФМР в полидоменном состоянии. Сигналы ФМР в пленках типа железо-иттриевого граната толщиной 0.1 мкм, содержащих доменную структуру, наблюдались экспериментально [9]. В отличие от работы [9], в настоящей работе появление и характер доменной структуры контролировались визуально в линейно-поляризованном свете благодаря использованию обладающей значительной магнитооптической эффективностью содержащей висмут феррит-гранатовой пленки толщиной 10.5 мкм.

В настоящей работе экспериментально обнаружена амплитудная модуляция спектральной линии ФМР, подобная осцилляциям в спектре магнитоэлектрических волн [6, 10]. В условиях ФМР переменная намагниченность за счет магнитоупругих взаимодействий генерирует фононы, что вносит вклад в уширение линии ФМР [8]. Однако переменная намагниченность в условиях ФМР генерирует так же и упругие колебания в немагнитной подложке [6, 10–12]. Для упругих колебаний система пленка–подложка выступает в качестве резонатора, в ре-

зультате чего спектр ФМР оказывается модулирован набором узких, равноотстоящих друг от друга линий, амплитуда которых пропорциональна сигналу ФМР, а частотное положение не зависит от величины и направления постоянного магнитного поля в плоскости пленки. В настоящей работе, в отличие от работ [6, 10–12], поперечные упругие моды наблюдаются при намагничивании в плоскости пленки, а не вдоль нормали к плоскости.

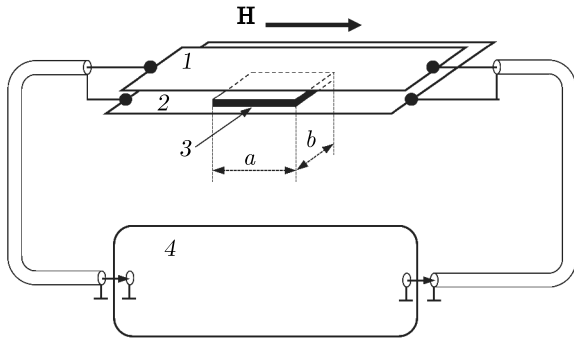
Упругий характер осцилляций спектра ФМР, по аналогии с работами [6, 10–12], предполагается на основе оценок длины волны сдвиговых мод при известной скорости поперечных колебаний. Однако, в отличие от известных ранее работ, проведены не только теоретические оценки, но и экспериментально продемонстрировано сокращение частотного интервала между модами упругих колебаний при изменении толщины гадолиний-галлиевой подложки, выступающей в качестве акустического резонатора.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТ

В работе исследованы образцы ЭПФГ составов  $BiY_2Fe_{4.4}Sc_{0.6}O_{12}$  и  $Y_3Fe_{4.3}In_{0.7}O_{12}$ . Пленки синтезированы методом жидкофазной эпитаксии. В качестве подложек использованы монокристаллические пластины гадолиний-галлиевого граната, ориентированные в кристаллографической плоскости (111).

Регистрация низкополевых спектров ФМР осуществлялась путем измерения частотной зависимости  $S$ -параметров измерительной ячейки с помощью векторного анализатора цепей R&S ZNB-20 (рис. 1). Для низкополевых экспериментов оказалось возможным ограничиться одной измерительной ячейкой, в отличие от известных экспериментов в сильных полях, когда для перекрытия частотного диапазона используются несколько измерительных ячеек.

Измерительная ячейка представляла собой две плоскопараллельные металлические пластины, расположенные одна над другой. Пластина 1 (рис. 1) имела длину 20 мм и ширину 10 мм, а пластина 2 была примерно на 5 мм больше. Образец в форме пластины размером  $5 \times 5$  мм<sup>2</sup> помещался в зазор между металлическими пластинами. В измерительной ячейке распространяются электромагнитные волны квази  $T$ -типа так, что переменное магнитное поле направлено в плоскости пленки. Кроме того, к образцу прикладывалось постоянное магнитное поле  $H$ , ориентированное в плоскости пленки, перпендикулярно переменному. Для создания посто-



**Рис. 1.** Схема измерительной ячейки. В зазор между плоскопараллельными пластинами 1, 2 из фольгированного стеклотекстолита помещается образец 3. Постоянное магнитное поле  $H$  направлено вдоль стороны  $a$  образца и лежит в плоскости пленки. Переменное магнитное поле перпендикулярно постоянному и также лежит в плоскости пленки. С помощью коаксиальных высокочастотных кабелей измерительная ячейка подключена к векторному анализатору цепей 4 (модель R&S ZNB-20), работающему в режиме измерения коэффициента пропускания  $S_{21}$

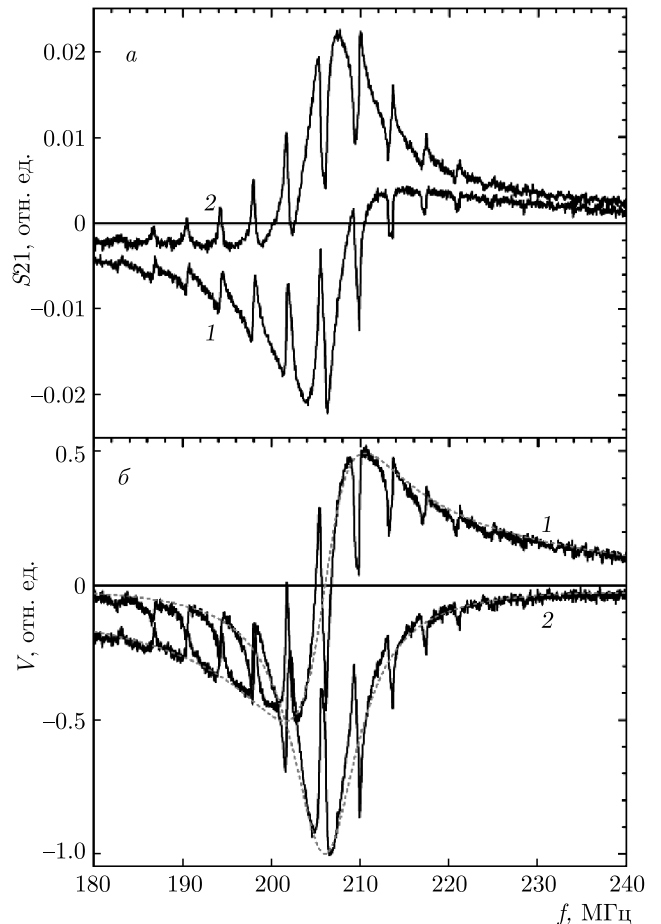
янного поля использовались катушки Гельмгольца, позволяющие изменять поле в диапазоне 0–40 Э.

Предварительно регистрировалась «базовая» характеристика измерительной ячейки путем измерения частотной зависимости коэффициента пропускания  $S_{21}$  измерительной ячейки с образцом в отсутствие постоянного магнитного поля. Затем регистрировалась аналогичная зависимость во внешнем магнитном поле  $H$  и из полученной частотной зависимости  $S_{21}$  вычиталась «базовая» характеристика. Вычитание проводилось отдельно для действительной и мнимой компонент сигнала. В качестве примера на рис. 2а приведена частотная зависимость коэффициента пропускания  $S_{21}$  для пленки  $Y_2BiFe_{4.4}Sc_{0.6}O_{12}$  при направлении постоянного магнитного поля величиной  $H = 9$  Э вдоль одной из сторон (стороны  $a$ ) образца в плоскости пленки.

Зарегистрированный сигнал приводился к виду  $V = V_x + iV_y$  (где  $i$  — мнимая единица) путем корректировки зависимости  $S_{21} = S_{21}(f)$  с помощью выражения

$$\begin{pmatrix} V_x \\ V_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \phi & \sin \phi \\ -\sin \phi & \cos \phi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \text{Re}(S_{21}) \\ \text{Im}(S_{21}) \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Выражение (1) обеспечивает корректировку фазы и имеет смысл перехода в систему координат, повернутую на угол  $\phi$  вокруг оси  $z$ . Угол  $\phi$  подбирался так, чтобы обеспечить минимально возможное по абсолютной величине значение  $V_y$  компоненты сигнала.



**Рис. 2.** Коэффициент пропускания  $S_{21}$  (а) и  $V = V_x + iV_y$  (б) измерительной ячейки с образцом  $BiY_2Fe_{4.4}Sc_{0.6}O_{12}$  в постоянном магнитном поле  $H = 9$  Э, направленном вдоль одной из сторон (стороны  $a$ ) образца в плоскости пленки: 1 — действительная, 2 — мнимая части коэффициента пропускания. Пунктирные линии — результат аппроксимации функциями (2) и (3)

Результат корректировки (1) при  $\phi = 0.23\pi$  приведен сплошными линиями на рис. 2б. Каждая из зависимостей нормирована на максимум модуля  $V_y(f)$ . Необходимость корректировки результатов с помощью выражения (1) обусловлена неоптимальным согласованием использованной полосковой линии и векторного анализатора цепей по волновому сопротивлению.

В наблюдаемых спектрах можно выделить широкую спектральную линию, частотное положение которой зависит от постоянного магнитного поля и набор узких эквидистантных спектральных линий, частотное положение которых не зависит ни от величины, ни от направления магнитного поля, а максимум амплитуды наблюдается на частотах, соот-

ветствующих максимуму поглощения (минимум  $V_y$ ) широкой линии.

По аналогии с работами [6, 11, 12] и приводимыми в этих работах ссылками будем полагать, что широкая спектральная линия соответствует ферромагнитному резонансу ЭПФГ, а набор узких линий — резонансу поперечных упругих колебаний в системе пленка–подложка. Появление этих мод обусловлено тем, что намагниченность в условиях ФМР за счет магнитоупругих взаимодействий вызывает акустические колебания в структуре пленка-подложке, которая выступает в качестве акустического резонатора.

Зависимость  $V_y$  компоненты сигнала ФМР от частоты  $f$  хорошо аппроксимируется функцией Лоренца

$$V_y(f) = -\frac{\gamma^2}{(f - f_0)^2 + \gamma^2}. \quad (2)$$

При этом  $x$ -компонента аппроксимируется выражением

$$V_x(f) = (f - f_0) \frac{\gamma^2}{(f - f_0)^2 + \gamma^2}. \quad (3)$$

Здесь  $f_0$  — центральная частота,  $\gamma$  — ширина линии. Пунктирные линии на рис. 2б построены с помощью выражений (2) и (3) при  $f_0 = 206$  МГц и  $\gamma = 4.5$  МГц. Если под шириной линии  $\Delta f$  понимать расстояние по частоте между минимумом и максимумом кривой дисперсии, то для использованного лоренциана хорошо выполняется соотношение  $\Delta f \approx 2\gamma$ .

### 3. ФЕРРОМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС

Регистрация спектров ФМР проводилась при взаимно ортогональных направлениях постоянного и переменного магнитных полей в плоскости пленки. На рис. 3а приведены экспериментально зарегистрированные зависимости частоты ФМР от величины постоянного магнитного поля при его направлениях вдоль двух взаимно ортогональных сторон содержащего висмут образца. Оказалось, что для одной и той же частоты резонансное поле вдоль стороны  $a$  (круги на рис. 3а) больше, чем резонансное поле при намагничивании вдоль другой стороны  $b$  (треугольники на рис. 3а).

Кроме того, с помощью спектрометра SPINSCAN X зарегистрированы спектры ФМР на частоте 9.4 ГГц при использовании образца той же пленки, но меньших размеров. Экспериментально получены резонансные поля как при нормальном намагничивании пленки, так и в ее плоскости.

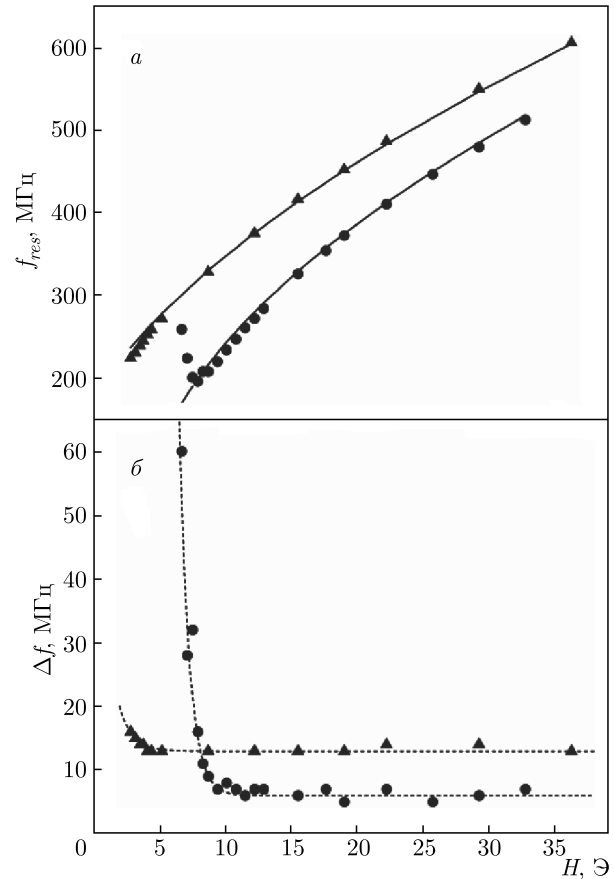


Рис. 3. Зависимость частоты  $f_{res}$  (а) и ширины линии (б) ФМР от постоянного магнитного поля, направленного вдоль стороны  $a$  (круги) и стороны  $b$  (треугольники) квадратного образца в плоскости пленки  $\text{BiY}_2\text{Fe}_{4.4}\text{Sc}_{0.6}\text{O}_{12}$ . Сплошные линии — результат аппроксимации выражением (5). Пунктирные линии приведены для удобства зрительного восприятия

Анизотропия частоты низкополевого ФМР (рис. 3а) в кристаллографической плоскости (111) указывает на то, что при теоретическом анализе, наряду с вкладом первой константы кубической анизотропии [4, 5], необходимо учесть вклад второй константы. Используя стандартный подход [4, 5], в случае намагничивания пленки перпендикулярно плоскости для резонансной частоты  $f_{res}$  получаем выражение

$$\frac{f_{res}}{\gamma} = H + H_u^* - \frac{4}{3}H_{a1} - \frac{4}{9}H_{a2}. \quad (4)$$

А при намагничивании пленки в плоскости для резонансной частоты с учетом второй константы имеем

$$\frac{f_{res}}{\gamma} = \sqrt{H - \frac{1}{3}H_{a2} \cos 6\varphi} \times \sqrt{H - H_u^* - H_{a1} + \frac{1}{6}H_{a2} - \frac{1}{9}H_{a2} \cos^2 3\varphi}. \quad (5)$$

Здесь  $\gamma$  — гиромагнитное отношение (полагалось равным  $\gamma = 2.88$  МГц/Э),  $H_{a1} = K_1/M_s$  и  $H_{a2} = K_2/M_s$  — вклады в эффективное поле анизотропии, обусловленные первой  $K_1$  и второй  $K_2$  константами кубической анизотропии,  $H_u^* = 2K_u/M_s - 4\pi M_s$  — эффективное поле одноосной анизотропии, включающее кристаллографический вклад  $H_u$  и вклад формы образца  $4\pi M_s$ ,  $M_s$  — намагниченность насыщения,  $\varphi$  — азимутальный угол, задающий направление намагниченности в плоскости пленки.

При анализе СВЧ-экспериментов полем  $H_{a2}$  в первом приближении можно пренебречь, что позволяет из системы двух уравнений определить эффективные поля  $H_u^* = -1098 \pm 50$  Э и  $H_{a1} = 30.4 \pm 0.5$  Э. Отрицательное значение для эффективного поля одноосной анизотропии свидетельствует о планарном расположении намагниченности.

Для двух полевых зависимостей резонансной частоты в низких полях (рис. 3а) из (5) получаются два уравнения, отличающихся друг от друга неизвестным азимутальным углом на  $\pi/2$ , а вторая неизвестная величина — поле  $H_{a2}$ . Однако ввиду произвольной ориентации образца в плоскости (111) из этих уравнений можно получить лишь оценку минимального значения модуля  $|H_{a2}| \geq 10.4$  Э. Разность резонансных полей для двух взаимно ортогональных направлений в плоскости примерно равна полученному минимальному значению  $|H_{a2}|$ .

С целью проиллюстрировать применимость уравнения (5) для описания экспериментально наблюдаемой зависимости резонансной частоты от поля на рис. 3а сплошными линиями приведены зависимости, рассчитанные для  $H_{a2} = 10.4$  Э, а угол  $\varphi = 0$  соответствует направлению поля вдоль стороны  $a$  образца. Ожидаемый в соответствии с (5) рост  $f_{res}$  при увеличении поля, направленного вдоль стороны  $a$  образца, наблюдается в полях выше 8 Э. В меньших полях резонансная частота растет при уменьшении поля. При направлении поля вдоль стороны  $b$  отклонение экспериментальной зависимости  $f_{res}(H)$  от теоретической наблюдается в полях меньше 5 Э и состоит в более быстром, по сравнению с теоретически ожидаемым из (5), убывании частоты при уменьшении поля.

Экспериментально зарегистрированные зависимости ширины линии  $\Delta f$  от поля  $H$  при намагни-

чивании в плоскости пленки вдоль двух взаимно ортогональных сторон образца приведены на рис. 3б. При направлении поля вдоль стороны  $a$  в полях, выше 8 Э ширина линии в пределах точности эксперимента не зависит от поля. В полях от 8 Э до 5 Э уменьшение магнитного поля приводит к росту резонансной частоты и резкому увеличению ширины линии. Такая ситуация возникает в случае ФМР в образцах с доменной структурой [3, 4].

Большой эффект Фарадея в содержащих висмут ЭПФГ позволил наблюдать в них доменную структуру благодаря частичному выходу намагниченности доменов из плоскости пленки, обусловленному вкладом кубической анизотропии. Так, в полях ниже 8 Э, приложенных вдоль стороны  $a$  в плоскости, в линейно поляризованном свете экспериментально наблюдается доменная структура в виде светлых и темных полос примерно одинаковой ширины с периодом от 30 мкм до 40 мкм и расположенных перпендикулярно полю. Размер доменов неоднороден, а средний размер (период полосовой структуры) растет при уменьшении поля. В полях меньших 5 Э происходит перестройка доменной структуры, состоящая в повороте направления слабоконтрастных полос примерно на  $60^\circ$ . При этом сигнал ФМР уже не регистрируется. Визуально наблюдаемая неоднородность ширины доменов проявляется в виде неоднородного уширения спектральной линии ФМР, состоящего в увеличении ширины линии при уменьшении поля.

Для направления поля вдоль стороны  $b$  пленка выглядит однородной в поляризованном свете, а доменная структура, связанная с выходом намагниченности из плоскости пленки, существует в интервале полей 0–3 Э. Тем не менее отклонение полевой зависимости резонансной частоты от теоретически ожидаемой и увеличение ширины спектральной линии может свидетельствовать об образовании доменной структуры, в которой намагниченность в доменах ориентирована в плоскости пленки.

#### 4. УПРУГИЕ КОЛЕБАНИЯ

В исследованных образцах содержащего висмут граната экспериментально наблюдается модуляция ФМР-спектров набором узких, шириной порядка 0.1 МГц, равноотстоящих друг от друга на расстоянии  $\Delta f = 3.81$  МГц линий. Ширина и частотное положение этих линий не зависят от величины и направления постоянного магнитного поля в плоскости пленки. Амплитуда модулирующих ли-

ний пропорциональна величине сигнала ФМР, достигает максимума при совпадении частоты линии с частотой ФМР и является заметной в пределах ширины линии ФМР.

Наблюдаемая частота 3.81 МГц при скорости поперечных упругих волн в гадолиний-галлиевом гранате 3750 м/с [7] соответствует длине волны 984 мкм. Поскольку полная толщина образца, включая пленку (10.5 мкм) и подложку, равна  $455 \pm \pm 1$  мкм, то можно предположить, что длина возбуждаемой упругой волны примерно равна удвоенной толщине подложки. Соответственно, экспериментально наблюдаемый механизм модуляции спектров ФМР состоит в следующем. Резонансные колебания намагниченности за счет магнитоупругой связи в ЭПФГ приводят к появлению упругих колебаний в структуре пленка-подложка. Максимум амплитуды упругих колебаний достигается при условии размерного резонанса, а именно, по толщине образца укладывается целое число длин поперечных упругих колебаний. При этом упругие колебания наблюдаются экспериментально при ФМР как в моно-, так и в полидоменном состояниях.

Будем рассматривать упругие моды как независимые друг от друга осцилляторы, каждый из которых связан с магнитным осциллятором. Тогда, по аналогии с работой [12], запишем систему уравнений

$$\begin{aligned}
 (\omega - \omega_M + i\eta_M) m^+ &= \frac{\Omega}{2} \sum_k u_k^+ + \chi h^+, \\
 \sum_k \delta_{1k} (\omega - \omega_k + i\eta_A) u_1^+ &= \frac{\Omega m^+}{2}, \\
 \dots \\
 \sum_k \delta_{Nk} (\omega - \omega_k + i\eta_A) u_N^+ &= \frac{\Omega m^+}{2}.
 \end{aligned} \tag{6}$$

В этих уравнениях переменная  $m^+ = m_x + im_y$  описывает амплитуду колебаний намагниченности,  $i$  — мнимая единица,  $h^+$  — амплитуда переменного магнитного поля,  $\chi$  — магнитная восприимчивость. Магнитный осциллятор характеризуется резонансной частотой  $\omega_M$  и параметром затухания  $\eta_M$ . Колебания  $k$ -го упругого резонатора описываются комплексной амплитудой  $u_k^+$ , резонансной частотой  $\omega_k$  и одинаковым для всех осцилляторов параметром затухания  $\eta_A$ . Каждый из упругих осцилляторов связан с магнитным осциллятором, и степень связи определяется эффективным коэффициентом магнитоупругой связи  $\Omega$ . При переходе к действительной и мнимой частям переменных движения из системы (6) получаем систему  $2N + 2$  линейных алгебраиче-

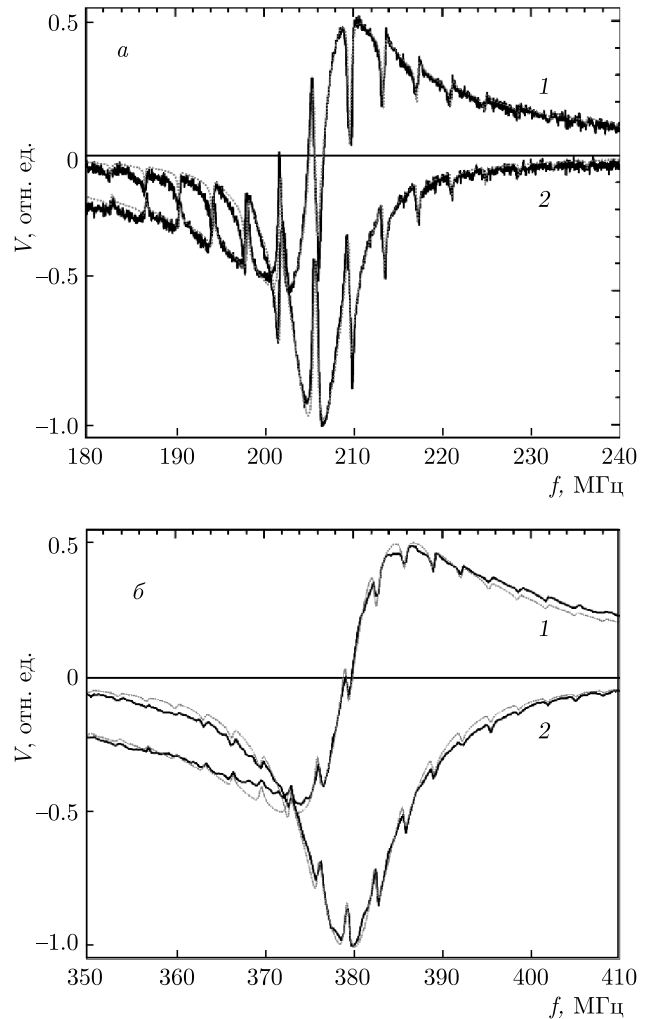


Рис. 4. Экспериментально наблюдаемые сигналы  $V_x$  (сплошная линия 1) и  $-V_y$  (сплошная линия 2) в ЭПФГ  $\text{BiY}_2\text{Fe}_{4.4}\text{Sc}_{0.6}\text{O}_{12}$  (а) и  $\text{Y}_3\text{Fe}_{4.3}\text{In}_{0.7}\text{O}_{12}$  (б). Пунктирные линии — действительная (1) и мнимая (2) части амплитуды переменной намагниченности, рассчитанные согласно системе уравнений (6)

ских уравнений, где  $N$  — число упругих осцилляторов.

Результат численного решения системы уравнений (6) для амплитуды колебаний намагниченности при  $N = 19$  упругих осцилляторов приведен на рис. 4а. Расчеты проведены при  $\omega_M/2\pi = 206.0$  МГц,  $\eta_M/2\pi = 4.5$  МГц,  $\eta_A/2\pi = 0.1$  МГц,  $\Omega/2\pi = 1.6$  МГц. Резонансная частота  $k$ -го резонатора задавалась соотношением  $\omega_k = 2\pi(n + k)\Delta f$  при  $n = 47$ ,  $k = 1, 2, \dots, 19$  и  $\Delta f = 3.81$  МГц.

Сравнивая результаты численного расчета с результатами эксперимента (рис. 4), получаем не только качественное, но и количественное согласие. В

результате специально проведенных расчетов получено, что увеличение коэффициента магнитоупругой связи  $\Omega$  приводит к росту глубины модуляции. Кроме того, глубина модуляции обратно пропорциональна ширине акустической линии. Удовлетворительное согласие теории и эксперимента достигается при ширине линии упругих колебаний, равной 0.1 МГц, и значении эффективного коэффициента магнитоупругой связи 1.6 МГц.

Интересно заметить, что при учете только одного упругого осциллятора сближение частот упругого резонанса и ФМР приводит к характерному для связанных колебаний сдвигу резонансных частот. Однако этот эффект в расчетных результатах исчезает при учете большого числа упругих резонаторов, расположенных по обе стороны относительно частоты ФМР в пределах ширины линии.

Модуляция спектров ФМР модами упругих колебаний системы пленка-подложка не является уникальным свойством только ЭПФГ состава  $Y_2BiFe_{4.4}Sc_{0.6}O_{12}$ . В качестве примера на рис. 4б жирными линиями приведены экспериментально зарегистрированные сигналы ФМР в ЭПФГ состава  $Y_3Fe_{4.3}In_{0.7}O_{12}$ . Процедура коррекции фазы с помощью выражения (1) проведена при  $\phi = 0.015\pi$ . По всей видимости, различия в углах корректировки фазы  $\phi$  обусловлено различными магнитными и размерными характеристиками образцов.

Пунктирными линиями на рис. 4б приведены зависимости, рассчитанные с помощью системы уравнений (6), и в этом случае также наблюдается хорошее согласие теории с экспериментом. Расчеты проведены при  $\omega_M/2\pi = 379.5$  МГц,  $\eta_M/2\pi = 6.25$  МГц,  $\eta_A/2\pi = 0.25$  МГц,  $\Omega/2\pi = 1.2$  МГц,  $\omega_k/2\pi$  — кратно 3.205 МГц. При этом также использовано 19 акустических линий.

Полная толщина образца, включая и пленку, и подложку, равна  $550 \pm 1$  мкм при толщине ЭПФГ 2.8 мкм. Частотный интервал между линиями 3.205 МГц оказался меньше, чем для более тонкого образца. При этом отношение частот равно примерно 1.19 при обратном отношении толщин 1.21. С учетом разных ЭПФГ и разных партий гадолиний-галлиевых подложек можно считать, что наблюдаемые соотношения дополнительно свидетельствуют в пользу возникновения и в этом случае размерного резонанса по толщине образца.

Для индий-замещенной ЭПФГ глубина модуляции ФМР-спектра меньше, чем для скандий-замещенного граната, что обусловлено как меньшей величиной параметра магнитоупругой связи, так и большей шириной линии акустических резонансов.

Вопрос о влиянии химического состава и толщины ЭПФГ на резонансные частоты упругих колебаний является темой отдельного исследования.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ЭПФГ с планарным расположением намагниченности экспериментально исследованы спектры ФМР как по полевой зависимости сигнала поглощения на частоте 9.4 ГГц, так и по частотной зависимости комплексного коэффициента поглощения в слабых полях от 5 до 40 Э. Низкополевой ФМР при ориентации магнитного поля в плоскости пленки наблюдается в диапазоне частот ниже 600 МГц.

Показано, что форма линии поглощения в монодоменном состоянии имеет лоренцев вид, а зависимость резонансной частоты от магнитного поля определяется как отрицательной одноосной анизотропией, укладывающей намагниченность в плоскость пленки, так и кубической анизотропией. Для кубической анизотропии в низкополевом ФМР наряду с вкладом первой константы необходимо учитывать вклад второй константы, определяющей анизотропию резонансной частоты в плоскости (111). Вообще говоря, возможны и другие вклады, обусловленные, например, отклонением кристаллографического направления  $\langle 111 \rangle$  от нормали к плоскости образца. Однако учет этого вклада в первом приближении не потребовался, что, по-видимому, обусловлено его малостью.

При намагничивании ЭПФГ состава  $Y_2BiFe_{4.4}Sc_{0.6}O_{12}$  в плоскости пленки наряду с анизотропией резонансной частоты также наблюдается и анизотропия поля насыщения. Сигналы ФМР наблюдаются и в монодоменном, и в полидоменном состояниях, что подтверждается непосредственной регистрацией полосовой доменной структуры в линейно поляризованном свете. Низкополевой ФМР, связанный с доменной структурой, при намагничивании вдоль одной из сторон образца в кристаллографической плоскости (111) возникает в полях ниже 8 Э. В этих полях наблюдается рост резонансной частоты и резкий рост ширины линии ФМР с уменьшением поля. При намагничивании вдоль ортогонального направления также наблюдается рост ширины линии при незначительном отклонении полевой зависимости резонансной частоты от теоретической.

Экспериментально обнаружена модуляция сигнала ФМР, обусловленная резонансом упругих

поперечных колебаний по толщине структуры пленка-подложка. Из оценок длины волны по скорости поперечного звука не только установлен резонанс упругих колебаний, но и экспериментально продемонстрировано уменьшение интервала между гармониками колебаний при переходе к более толстой подложке. Возбуждение упругих колебаний в структуре пленка-подложка происходит за счет магнитоупругого взаимодействия. Коэффициент магнитоупругой связи в более толстых пленках  $Y_2BiFe_{4.4}Sc_{0.6}O_{12}$  оказался выше, чем для более тонких пленок  $Y_3Fe_{4.3}In_{0.7}O_{12}$ , в то время как ширина линии упругих колебания имеет обратную зависимость. В результате таких различий глубина модуляции спектра ФМР упругими колебаниями для образца  $Y_2BiFe_{4.4}Sc_{0.6}O_{12}$  оказалась выше, чем для  $Y_3Fe_{4.3}In_{0.7}O_{12}$ .

**Финансирование.** Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках научного проекта Мегагрант № 075-15-2019-1934 в части синтеза магнитных пленок и теоретического анализа экспериментальных данных, а также Российского фонда фундаментальных исследований в рамках научного проекта № 18-29-02120 в части проведения экспериментальных исследований.

## ЛИТЕРАТУРА

1. П. М. Ветошко, А. К. Звездин, В.А. Скиданов и др., Письма в ЖТФ **41**, 103 (2015).
2. A. R. Prokopov, P. M. Vetoshko, A. G. Shumilov et al., J. Alloys Comp. **671**, 403 (2016).
3. А. Г. Гуревич, *Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках*, Наука, Москва (1973).
4. В. Г. Шавров, В. И. Щеглов, *Ферромагнитный резонанс в условиях ориентационного перехода*, Физматлит, Москва (2018).
5. H. Makino and Y. Hidaka, Mat. Res. Bull **16**, 957 (1981).
6. Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман, Г. Т. Казаков и др., Письма в ЖЭТФ **34**, 500 (1981).
7. V. L. Preobrazhensky, V. V. Aleshin, and P. Pernod, Wave Motion **81**, 15 (2018).
8. S. Streib, H. Keshtgar, and G. Bauer, Phys. Rev. Lett. **121**, 027202 (2018).
9. В. Ф. Шкарь, Е. И. Николаев, В. Н. Саяпин и др., ФТТ **46**, 1043 (2004).
10. Ю. В. Хивинцев, В. К. Сахаров, С. Л. Высоцкий и др., ЖТФ **88**, 1060 (2018).
11. В. В. Тихонов, А. Н. Литвиненко, А. В. Садовников и др., Известия РАН, Серия Физическая **80**, 1389 (2016).
12. K. An, A. N. Litvinenko, R Kohno et al., Phys. Rev. B **101**, 060407 (2020).