

01;05;12

## Гибридные электромагнитно-спиновые колебания в слоистых структурах с одноосными гексаферритами

© В.И. Костенко, А.М. Сорочак, Т.Г. Чамор, Л.В. Чевнюк

Киевский национальный университет им. Тараса Шевченко  
01601 Киев, Украина  
e-mail: sorandrew@gmail.com, ctamila@univ.kiev.ua.

(Поступило в Редакцию 7 сентября 2010 г.)

Теоретически и экспериментально исследовались спектры магнитостатических колебаний в слоистых структурах диэлектрик–феррит–металл. Экспериментально исследована гибридизация магнитостатических колебаний и диэлектрических резонансных мод как при насыщении, так и в доменной области при наличии решетки цилиндрических магнитных доменов.

Эксперименты проводились на пластинках магнетоплюмбита, бариевого и стронциевого гексаферритов. Для составных структур в качестве диэлектрика использовались кварцевые пластинки различной толщины.

### Введение

Теория гибридизации электромагнитного и магнитостатического колебания (МСК) в объемных резонаторах ранее была разработана Олдом [1]. Она описывает колебания, которые возникают в полном резонаторе с ферритовым образцом на диэлектрической подложке.

Спектры связанных феррит-диэлектрических колебаний (ФДК) в эпитаксиальных пленках железитриегового граната были изучены в работах [2–4]. Здесь исследовались дисперсионные характеристики в слоистых структурах произвольной конфигурации. Задача решалась как в магнитостатическом приближении, так и с учетом эффектов запазывания. В работе [3] развита теория для электромагнитно-спиновых волн, распространяющихся в составных пленочных структурах металл–диэлектрик–ферромагнетик–диэлектрик–металл. Авторами получено дисперсионное уравнение в неявном виде для гибридных волн в режиме произвольного намагничивания. Показано, что гибридизация сильно зависит от геометрии составной структуры, направления намагниченности насыщения и углов между направлением намагниченности и направлением распространения волны. В работе [4] теоретически исследован спектр дипольно-обменных электромагнитно-спиновых волн в касательно намагниченных несимметричных составных структурах. Авторы показали, что нарушение симметрии структуры, обусловленное различием диэлектрических проницаемостей диэлектрических слоев может приводить к усилению взаимодействия спиновых и электромагнитных волн.

В работе [5] экспериментально исследовалась монокристаллическая пластина гексаферрита стронция на кварцевой подложке. Здесь приводятся экспериментальные результаты взаимодействия трех типов связанных колебаний в слоистых структурах — электромагнитного и двух магнитостатических.

В работе [6] также исследовалось явление гибридизации магнитостатической и диэлектрической мод в составной структуре в насыщенной области. Выполненные исследования показывают, что в эпитаксиальных пленках бариевых ферритов связанные ФДК сопровождаются уширением линии ферромагнитного резонанса (ФМР) и затягиванием частот.

В [7] были экспериментально исследованы частотно-полевые зависимости ФМР в эпитаксиальной пленке гексаферрита бария при нормальном намагничивании как в доменной области (ДО), так и при насыщении. В этой работе впервые получены спектры ФМР в области гибридизации спиновых и электромагнитных колебаний для структуры эпитаксиальная пленка феррита бария–диэлектрическая подложка из гексагаллата стронция (ГГС). Расчет, проведенный по теории Олда [1], хорошо согласуется с экспериментальными данными. В доменной области не было обнаружено гибридизации высокочастотной магнитостатической моды  $\omega_2$  с диэлектрической модой. В [8] нами более детально были исследованы связанные ФДК в эпитаксиальной пленке феррита бария как в многодоменном, так и в насыщенном состоянии. Впервые обнаружена гибридизация высокочастотной магнитостатической ветви ФМР с диэлектрической резонансной модой при наличии структуры цилиндрических магнитных доменов (ЦМД).

Предлагаемая работа посвящена дальнейшему исследованию обнаруженных эффектов связанных колебаний в составных структурах.

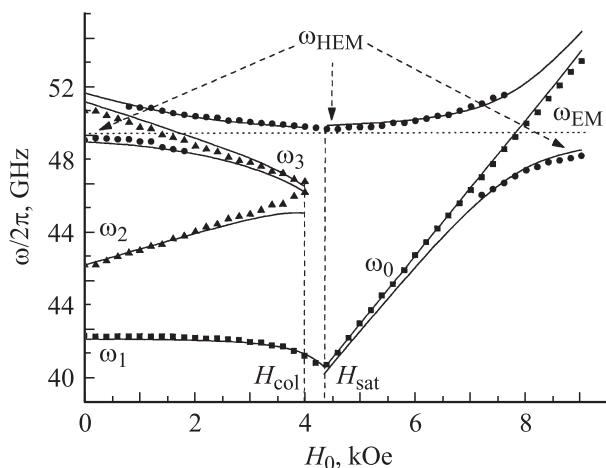
### Результаты и их обсуждение

Методом магнитных спектров измерены резонансные колебания в феррит-диэлектрических слоистых структурах. Экспериментальные исследования гибридизации электромагнитно-спиновых колебаний в таких структурах в ДО и в насыщении проведены для всего класса монокристаллических гексаферритов М-типа — свинцового, бариевого и стронциевого гексаферритов ( $\text{PbFe}_{12}\text{O}_{19}$ ,

BaFe<sub>12</sub>O<sub>19</sub>, SrFe<sub>12</sub>O<sub>19</sub>). Все эксперименты были проведены для предварительно созданной регулированной доменной структуры ЦМД в гексаферритовых монокристаллических образцах при подмагничивании внешним магнитным полем  $H_0$  вдоль оси легкого намагничивания (ОЛН). Диэлектрические резонаторы (ДР) были изготовлены в форме цилиндров из толстой кварцевой пластины, поскольку их спектр гораздо беднее, чем модовая структура ДР прямоугольной формы и в силу этого взаимодействие магнитостатических мод гексаферритового резонатора и только одной диэлектрической моды цилиндрического резонатора происходит более эффективно.

На рис. 1 представлены экспериментальная и расчетная частотно-полевая зависимости спектра колебаний для составной структуры, состоящей из прямоугольной монокристаллической пластинки PbFe<sub>12</sub>O<sub>19</sub> (для придания механической прочности ферритовая пластинка предварительно приклеивалась к кварцевой подложке) и ДР. В интервале полей  $0 < H_0 < H_{col}$  экспериментально зафиксировано возбуждение трех мод МСК в гексаферритовом образце, а в насыщении — только основная мода ФМР.  $H_{col}$  — значение  $H_0$ , при котором исчезают обе высокочастотные моды  $\omega_2, \omega_3$  и решетка ЦМД коллапсирует.

Расчет спектра МСК для структуры ЦМД выполнен исходя из системы характеристических уравнений [9]. При вычислении резонансных частот магнитостатических ветвей принимались во внимание только кривые  $\omega_1, \omega_2, \omega_3$  (рис. 1), которые были определены экспериментально.



**Рис. 1.** Частотно-полевые зависимости спектра гибридных феррит-диэлектрических колебаний в структуре, состоящей из пластинки магнетоплюмбита  $t = 30 \mu\text{m}$ ,  $a \times b = 5.2 \times 2.55 \text{ mm}$  ( $M = 0.385 \text{ kGs}$ ,  $H_a = 14.93 \text{ kOe}$ ), на кварцевой подложке  $d = 240 \mu\text{m}$  и кварцевого диэлектрического резонатора ( $D = 1.2 \text{ mm}$ ,  $h = 0.98 \text{ mm}$ ). Значения коэффициентов связи для расчетов: в насыщении —  $\sigma_{1S} = 0.06 \text{ GHz}$ , в доменной области —  $\sigma_{1D} = 0.01 \text{ GHz}$ . Точки — эксперимент, сплошные линии — расчет.

Для основной моды ФМР, совпадающей в насыщенном состоянии с  $\omega_0$ , расчет выполнен по формуле

$$\omega_0 = \gamma(H_0 + H_a - 4\pi M), \quad (2)$$

где  $H_a$  — поле кристаллографической анизотропии,  $M$  — намагниченность.

Предварительный расчет частоты ДР был проведен, как и в [2]. Окончательно размеры ДР подбирались таким образом, чтобы частота электромагнитной моды ДР  $\omega_{EM}$  пересекалась с одной из высокочастотных мод  $\omega_2$  или  $\omega_3$  спектра МСК пластинки PbFe<sub>12</sub>O<sub>19</sub> в ДО.

Результат взаимодействия высокочастотной магнитостатической моды  $\omega_3$  и электромагнитной моды  $\omega_{EM}$ , полученный в этом эксперименте, представлен на рис. 1. Как видим, происходит существенное смещение экспериментальной частоты гибридной электромагнитной моды  $\omega_{HEM}$  при приближении к области максимальной гибридизации. Анализ спектральных характеристик в ДО показывает, что в области существования сильной гибридизации электромагнитно-спиновых мод одна из трех мод повторяет поведение ветви высокочастотной моды  $\omega_3$ . Необходимо отметить, что в эксперименте область гибридизации по полю  $H_0$  в ДО значительно больше, чем в насыщенной области. Такое отличие, возможно, связано с различной крутизной зависимости  $\omega = f(H_0)$  в доменной и насыщенной областях.

Для описания полученных экспериментальных результатов спектра гибридных мод, представленных на рис. 1, были использованы результаты теоретической модели [1], согласно которой в такой составной структуре возбуждается спектр собственных связанных ФДК, определяемый обобщенной системой уравнений:

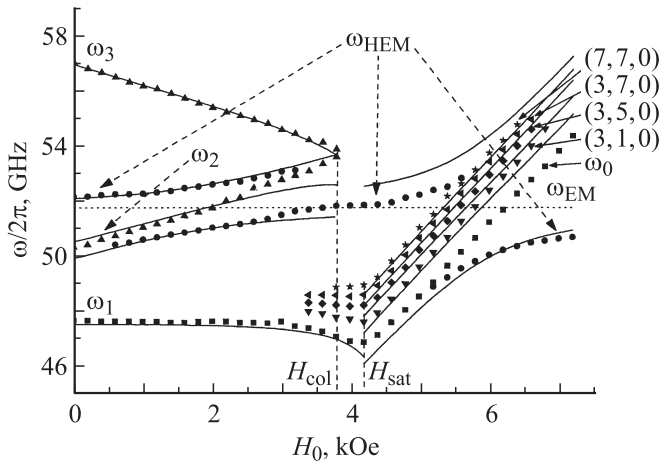
$$\begin{cases} (\omega - \omega_i)a_i + \omega \sum_j B_{ij}b_j = 0, \\ \sum_j K_{ji}a_i + (\omega - \omega_i)b_i = 0, \end{cases}$$

где  $a_i$  — амплитуда  $i$ -й электромагнитной моды,  $b_i$  — амплитуда  $j$ -й магнитостатической моды,  $B_{ij}$  и  $K_{ij}$  — коэффициенты связи  $i$ -й электромагнитной и  $j$ -й магнитостатической мод.

Таким образом, исходя из (2) решение для задачи взаимодействия одной электромагнитной и одной магнитостатической моды спектр собственных ФДК в ДО и при насыщении (рис. 1) будет описываться характеристическим уравнением:

$$(\omega - \omega_{EM})(\omega - \omega_M) + \omega\sigma_1 = 0. \quad (3)$$

Здесь  $\omega_{EM}$  — собственная частота электромагнитной моды цилиндрического резонатора;  $\omega_M$  — собственная частота магнитостатической моды прямоугольного ферритового резонатора, в данном случае пластинки PbFe<sub>12</sub>O<sub>19</sub>;  $\sigma_1 = B_{11}K_{11}$  — результирующий коэффициент связи, который равняется произведению коэффициентов связи электромагнитной и магнитостатической моды и не зависит от величины  $H_0$ .



**Рис. 2.** То же, что и на рис. 1, для пластинки  $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$  ( $t = 30 \mu\text{m}$ ,  $a \times b = 2 \times 1.97 \text{ mm}$ ,  $d = 240 \mu\text{m}$ ,  $M = 0.370 \text{ kGs}$ ,  $H_a = 17.03 \text{ kOe}$ ), кварцевый диэлектрический резонатор ( $D = 1.2 \text{ mm}$ ,  $h = 1 \text{ mm}$ ). Значения коэффициентов связи для расчетов: в насыщении —  $\sigma_{1S} = 0.035$ ,  $\sigma_{2S} = \sigma_{3S} = \sigma_{4S} = \sigma_{5S} = 0.01$ , в доменной области —  $\sigma_{1D} = 0.012 \text{ GHz}$ .

Решив (3) относительно  $\omega$ , получим выражение, описывающее поведение связанных мод в такой структуре:

$$\omega_{1,2} = \frac{\omega_{EM} + \omega_M + \sigma_1}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{\omega_{EM} + \omega_M + \sigma_1}{2}\right)^2 - \omega_{EM}\omega_M}. \quad (4)$$

Здесь  $\omega_M = \omega_3$  для ДО и  $\omega_M = \omega_0$  — для насыщенной области.

Выполненные расчеты частотно-полевых зависимостей электромагнитно-спиновых колебаний в области гибридизации хорошо согласуются с экспериментом только для образца  $\text{PbFe}_{12}\text{O}_{19}$ , где в насыщении присутствует только одна спиновая мода, и имеют незначительное расхождение для образцов бариевого и стронциевого гексаферритов.

На рис. 2 представлена экспериментальная и расчетная частотно-полевые зависимости спектра колебаний для составной структуры с пластинкой  $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ . В отличие от случая с  $\text{PbFe}_{12}\text{O}_{19}$ , ДР был изготовлен таким образом, чтобы частота  $\omega_{EM}$  находилась в непосредственной близости от доменной ветви  $\omega_2$ . Здесь также получено очень хорошее совпадение экспериментальных данных с теоретическими расчетами при гибридизации  $\omega_{EM}$  с  $\omega_2$ . Картина существенно отличается от предыдущего случая (рис. 1) при насыщении. В образце  $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$  возбуждался богатый спектр МСК — если в магнетоплюмбите в насыщении наблюдается одна спиновая мода, то в бариевом гексаферрите экспериментально зафиксированы 5 мод.

Идентификация экспериментальной модовой структуры МСК в насыщенном состоянии проводилась согласно

дисперсионному уравнению  $\omega_k = \omega(n_x, n_y, p)$  [10]:

$$\omega^2 = \omega_0(\omega_0 + 4\pi M \sin^2 2k_z L), \quad (5)$$

где  $\omega_0$  — формула (1),

$$k_{\perp} = \sqrt{\frac{\pi n_x}{a} + \frac{\pi n_y}{b}}$$

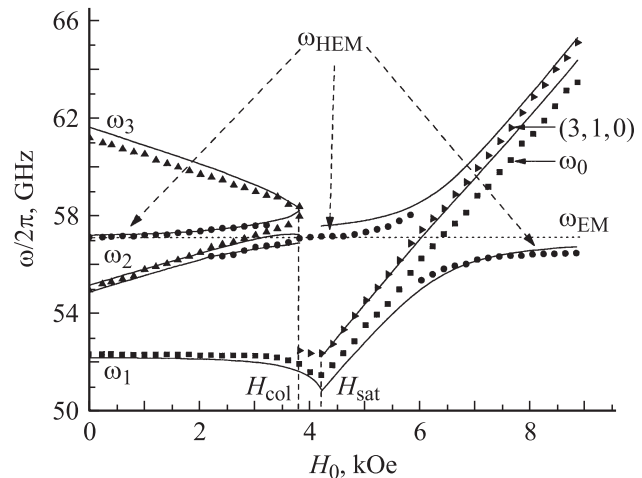
— волновой вектор для пластинки с продольными размерами  $a \times b$  и номера конкретной моды, которые могут принимать значения  $n_x = 1, 3, 5 \dots$ ,  $n_y = 1, 3, 5 \dots$ ;  $t = 2L$  — толщина образца. Соответствующие  $n_x$  и  $n_y$  дискретные значения  $k_z$  определялись из соотношений:

$$k_{\perp} L = k_z L \text{tg}(2k_z L),$$

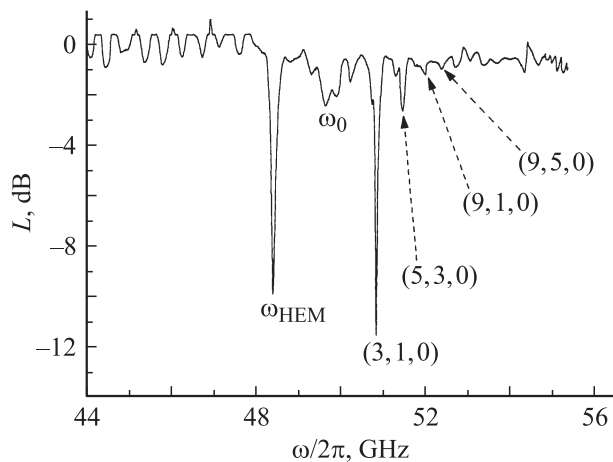
$$\frac{\pi}{2} p \leq k_z L \leq \frac{\pi}{2} \left(p + \frac{1}{2}\right), \quad p = 0, 1, 2, \dots \quad (6)$$

Расчет спектра связанных ФДК в насыщенной области проводился исходя из решения системы уравнений (2), при этом в (5) и (6) учитывалось зафиксированное в эксперименте количество спектральных мод. Аналогичным образом расчет проводился и для ДО с использованием выражения (4) при взаимодействии электромагнитной моды  $\omega_{EM}$  и магнитостатической  $\omega_2$ .

Следует отметить, что в ДО получена хорошая корреляция расчетных и экспериментальных кривых для всех исследуемых образцов. В области насыщения хорошее совпадение расчетных кривых с экспериментом наблюдается только для образца магнетоплюмбита, т.е. когда экспериментально присутствуют две моды —  $\omega_{EM}$  и  $\omega_0$ . В случае многомодового характера взаимодействия электромагнитного и спинового колебания хорошее совпадение получено только для нижней гибридной ветви,



**Рис. 3.** То же, что и на рис. 1, для пластинки  $\text{SrFe}_{12}\text{O}_{19}$  ( $t = 30 \mu\text{m}$ ,  $d = 240 \mu\text{m}$ ,  $a \times b = 1.4 \times 1.2 \text{ mm}$ ,  $M = 0.368 \text{ kGs}$ ,  $H_a = 18.7 \text{ kOe}$ ) и кварцевого диэлектрического резонатора ( $a = 1.7 \text{ mm}$ ,  $h = 1.57 \text{ mm}$ ). Значения коэффициентов связи для расчетов: в насыщении —  $\sigma_{1S} = 0.04$ ,  $\sigma_{2S} = 0.01$ , в доменной области —  $\sigma_{1D} = 0.004 \text{ GHz}$ .



**Рис. 4.** Экспериментальный спектр поглощения в составной феррит-диэлектрической структуре (рис. 2) в насыщенной области,  $H_0 = 5.8$  кОе.

т. е. при взаимодействии  $\omega_{EM}$  и основной моды ФМР  $\omega_0$ . Возможно, это связано с наличием большого количества высших типов мод в спектре МСК, а применяемая теоретическая модель не учитывает различные коэффициенты связи для каждой из конкретных мод.

На рис. 3 приведена частотно-полевая зависимость для образца  $SrFe_{12}O_{19}$ , в котором в насыщенном состоянии присутствуют только две моды МСК и получено лучшее, чем в случае с  $BaFe_{12}O_{19}$ , совпадение расчетных кривых с экспериментом.

Это подтверждает высказанное выше предположение о слабом взаимодействии высших типов мод МСК с электромагнитной модой в области гибридизации. Приведенная на рис. 4 амплитудно-частотная зависимость спектра колебаний, возбуждающихся в составной феррит-диэлектрической структуре, содержащей  $BaFe_{12}O_{19}$  в  $H_0 = 5.6$  кОе, показывает, что амплитуда моды  $\omega_0$  значительно изменяется в процессе гибридизации по сравнению с высшими типами мод МСК, что также указывает на это.

## Заключение

Экспериментально исследованы частотно-полевые спектры в слоистых структурах и проведен сравнительный анализ полученных результатов с теоретическими расчетами частотно-полевых зависимостей как в области гибридизации, так и вне ее. Расчетные характеристики хорошо согласуются с экспериментальными данными во всем диапазоне изменения внешних полей только в случае одномодового характера спиновых колебаний и ухудшаются при многомодовом спектре МСК.

Возможно, применение теоретической модели, развитой для дипольно-обменных гибридных электромагнитно-спиновых волн, с учетом эффектов запаздывания,

при решении полной электромагнитной задачи сможет разрешить эту проблему.

## Список литературы

- [1] Auld B.A. // J. Appl. Phys. 1963. Vol. 34. N 6. P. 1629–1633.
- [2] Ильченко М.Е., Мелков Г.А., Мирских Г.А. Твердотельные СВЧ фильтры. Киев: Техника, 1977. 120 с.
- [3] Demidov V.E., Kalinikos B.A. // J. Appl. Phys. 2002. Vol. 91. N 12. P. 10007–10016.
- [4] Демидов В.Е., Калиникос Б.А. // ЖТФ. 2001. Т. 71. Вып. 2. С. 89–93.
- [5] Попов М.А., Загородний В.В. // 3-я Междунар. молодежная науч.-технич. конф. Севастополь, Украина, 2007. С. 242.
- [6] Zavislyak I.V., Kostenko V.I., Chamor T.G., Chevnyuk L.V. // Proc. Moscow Int. Symp. on Magnetism M.V. Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia, 2005. P. 604–605.
- [7] Chamor T.G., Gorpunyk A.Yu., Kostenko V.I., Chevnyuk L.V. // Proc. Conf. „Electronics and applied physics“. Kyiv, Ukraine, 2005. P. 40–41.
- [8] Чамор Т.Г., Горпунюк А.Ю., Костенко В.И., Чевнюк Л.В. 17-я Междунар. Крымская конференция „СВЧ техника и телекоммуникационные технологии“. 2007. Т. II. С. 565–563.
- [9] Sigal M.A., Kostenko V.I. // Phys. Stat. Sol. 1991. Vol. 128. P. 219–234.
- [10] Костенко В.И., Сигал М.А. // ФТТ. 1987. Т. 29. Вып. 4. С. 1217–1220.