

05,13

## Спин-волновые резонансы в диффузионном слое эпитаксиальной пленки ЖИГ

© В.В. Тихонов, В.А. Губанов, А.В. Садовников

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского,  
Саратов, Россия

E-mail: tvlad4@yandex.ru

Поступила в Редакцию 29 апреля 2022 г.

В окончательной редакции 29 апреля 2022 г.

Принята к публикации 12 мая 2022 г.

Показано, что в касательно намагниченной пленке железо-иттриевого граната возбуждаются два типа резонансов — однородный ферромагнитный резонанс в области однородной намагниченности пленки (вне диффузионного слоя), и неоднородный спин-волновой резонанс в пределах толщины диффузионного слоя. Предложена методика расчета распределения намагниченности по толщине пленки с использованием измеренных частот спин-волнового и ферромагнитного резонансов.

Методом математического моделирования было установлено, что магнитная неоднородность переходного слоя вносит значительные искажения эпюры колебаний на частоте спин-волнового резонанса, причем характер искажений существенно зависит от величины намагничивающего поля. Результаты проведенных исследований могут быть полезны для неразрушающего контроля слоистой структуры эпитаксиальных пленок ЖИГ.

**Ключевые слова:** эпитаксиальные пленки железоиттриевого граната, обменные спиновые волны, спин-волновая электроника, магنونика.

DOI: 10.21883/FTT.2022.09.52811.03NN

### 1. Введение

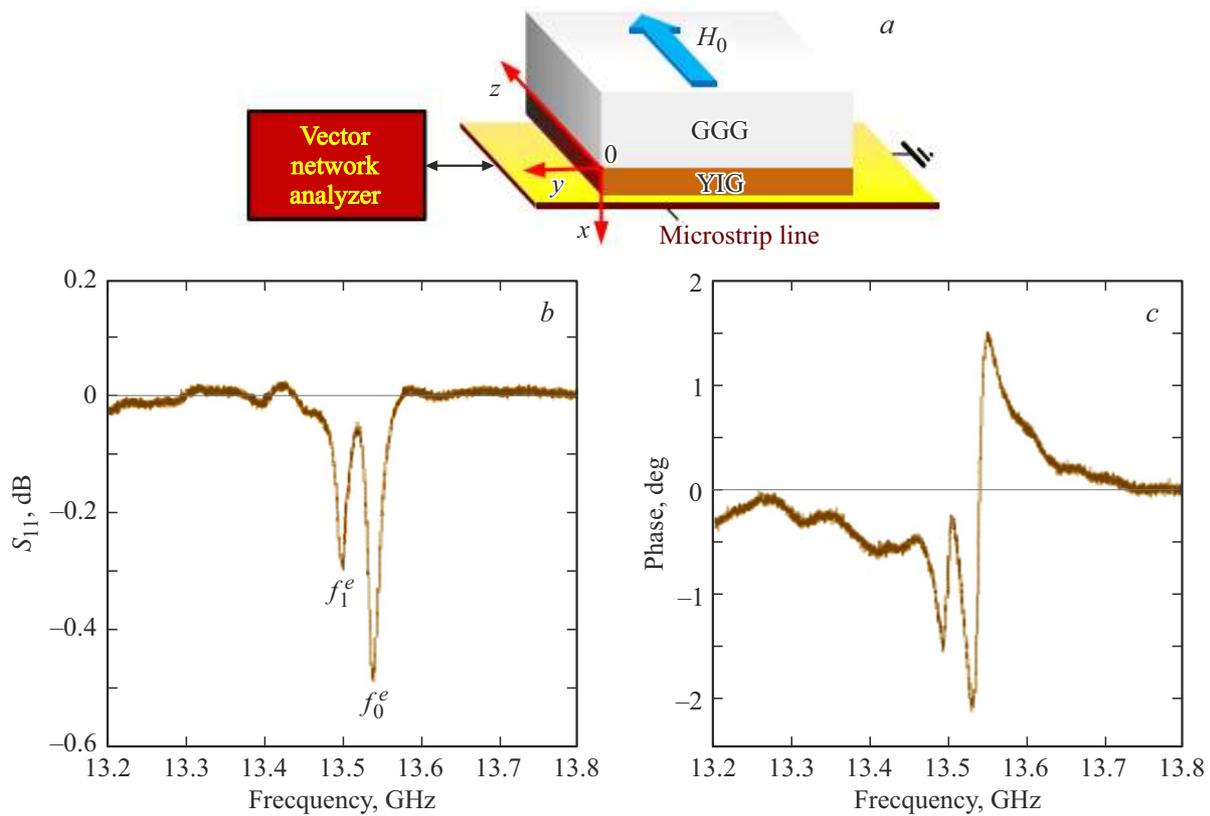
Современный этап развития микро- и нанoeлектроники характеризуется широким применением квантовых явлений в твердых телах. Это послужило основанием для бурного развития фундаментальных и прикладных исследований в области микро- и наномангнетизма. В плане практического применения наибольший интерес представляют исследования спин-волновых возбуждений в магнитоупорядоченных ферритовых средах. На базе этих исследований сформировались новые научные направления такие, как спин-волновая электроника [1], спинтроника [2] и магنونика [3–5]. Дальнейшее развитие этих направлений было связано с практическим освоением сверхкоротких обменных спиновых волн (ОСВ) с длинами порядка 100 nm и менее [6].

Существование обменных спиновых волн было предсказано еще в 1930 г. в знаменитой работе Блоха [7]. Эти волны вызвали особый интерес, благодаря исключительной малости их длин, порядка радиуса обменного взаимодействия. Однако это преимущество создавало значительные трудности их обнаружения. Для возбуждения обменных волн требовалась недостижимо высокая локализация СВЧ магнитных полей, порядка 10 nm. О первом наблюдении ОСВ было сообщено только в 1957 г. в работе Сулла [8]. Волны наблюдались в виде продуктов параметрического распада. Вскоре после этого были обнаружены спин-волновые резонансы (СВР), которые первоначально наблюдались в тонких

пермалоевых пленках [9,10], а затем и в эпитаксиальных пленках железоиттриевого граната (ЖИГ) [11,12]. Для возбуждения СВР не требовалась высокая локализация магнитных полей. Они могли возбуждаться даже в однородном СВЧ магнитном поле, но для этого требовалось закрепление спинов на поверхности пленки [13].

В работах [14,15] был предложен другой механизм возбуждения ОСВ, основанный на трансформации электромагнитных и обменных спиновых волн в неоднородных магнитных полях. Неоднородность поля создавалась полями размагничивания в массивных образцах монокристаллического ЖИГ. Позднее эффекты возбуждения ОСВ были обнаружены в имплантированных пленках ЖИГ [16,17]. Волны возбуждались в имплантированном слое, распространялись вглубь пленки ЖИГ и отражались от ее противоположной поверхности. В импульсном режиме их можно было наблюдать в виде серии эквидистантных эхоимпульсов ОСВ. Аналогичные результаты были получены в специально изготовленных пленках ЖИГ с плавно меняющейся намагниченностью по всей толщине пленки [18,19].

Следует отметить, что во всех приведенных работах использовалась искусственно созданная магнитная неоднородность пленки, хотя было известно, что эпитаксиальные пленки ЖИГ сами по себе являются неоднородными. Структурные неоднородности пленок ЖИГ исследовались в целом ряде работ [20–23]. Было показано, что на внутренней поверхности пленки ЖИГ, граничащей с немагнитной подложкой гадолиний-галлиевого граната



**Рис. 1.** Схема измерений S-параметров экспериментального макета (a) и результаты измерений амплитудно-частотной (b) и фазо-частотной характеристики (c) отраженного сигнала. Намагничивающее поле  $H_0 = 39720$ е, частоты резонансов  $f_0^e = 13.536$  GHz,  $f_1^e = 13.498$  GHz.

(ГГГ), всегда образуется тонкий диффузионный (переходный) слой с пониженной намагниченностью. Переходный слой формировался в процессе эпитаксиального роста за счет диффузии немагнитных ионов  $Gd^{3+}$ ,  $Ga^{3+}$  в пленку ЖИГ ( $Y_3Fe_5O_{12}$ ) и магнитных ионов  $Y^{3+}$ ,  $Fe^{3+}$  в подложку ГГГ ( $Gd_3Ga_5O_{12}$ ). Это одинаково касалось пленок ЖИГ, выращенных методом жидкофазной эпитаксии [21], ионно-лучевой эпитаксии [22] и магнетронного распыления [23]. В зависимости от типа эпитаксии и температуры подложки во время роста толщина переходного слоя могла изменяться от  $\sim 5$  nm [22] до  $\sim 500$  nm [23]. Наибольшая толщина переходного слоя достигалась при жидкофазной эпитаксии.

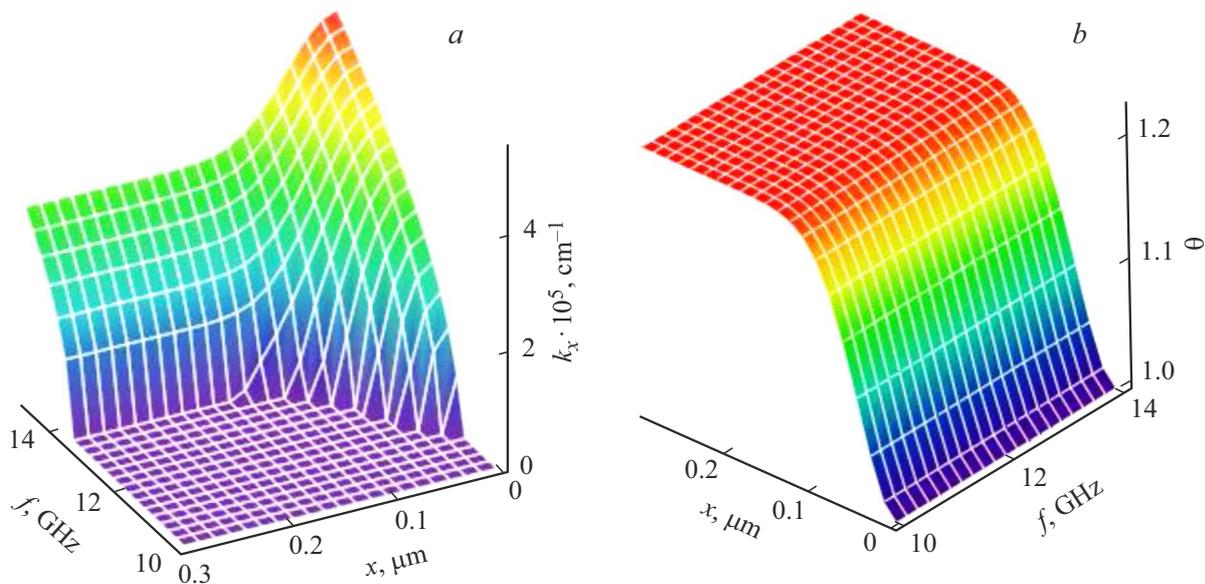
В недавних работах [24,25] было показано, что в переходном слое пленки ЖИГ также возникают эффекты трансформации электромагнитных и обменных спиновых волн. Возбуждение обменных волн наблюдалось в виде серии эхоимпульсов, излучаемых вглубь пленки ЖИГ и отраженных от ее противоположной поверхности. Однако эхоимпульсы ОСВ можно было наблюдать только при нормальном намагничивании пленки.

В настоящей работе обсуждаются особенности возбуждения обменных спиновых волн, которые возникают при касательном намагничивании эпитаксиальной пленки ЖИГ.

## 2. Исследуемые структуры и методика математического моделирования

Для наблюдения эффектов возбуждения ОСВ использовалась пленка ЖИГ толщиной  $d = 2.4 \mu m$ , выращенная методом жидкофазной эпитаксии на немагнитной подложке ГГГ с ориентацией (111). Пленочный образец имел размеры  $2 \times 2$  mm. Образец устанавливался вблизи закороченного конца микрополоскового преобразователя. Ширина преобразователя была сравнима с размерами пленочного образца. Образец вместе с преобразователем помещался в постоянное магнитное поле  $H_0 \parallel z$ , ориентированное в плоскости пленки, как показано на рис. 1, a. На вход преобразователя подавался непрерывный СВЧ сигнал. Измерялись  $S_{11}$ -параметры отраженного сигнала. Измерения проводились при фиксированных значениях намагничивающего поля. Типичные результаты измерений представлены на рис. 1, b, c.

На амплитудно-частотной характеристике отраженного сигнала наблюдалась пара резонансных пиков поглощения (рис. 1, b). Резонансный характер пиков подтверждался характерными искажениями фазо-частотной характеристики на рис. 1, c. Частоты пиков  $f_0^e$  и  $f_1^e$  измерялись при помощи маркеров векторного анализа



**Рис. 2.** Результаты расчета закона дисперсии  $k_x(f, x)$  (a) и параметра эллиптичности волны прецессии  $\theta(f, x)$  (b) вблизи границы пленка-подложка.  $H_0 = 3972$  Oe,  $M_s = 151$  G,  $\sigma = 6.48 \cdot 10^{-6}$  cm.

тора. С ростом поля  $H_0$  частоты пиков  $f_0^e(H_0)$  и  $f_1^e(H_0)$  монотонно смещались в область более высоких частот. При этом визуально наблюдалось, что интервалы между ними  $\Delta f^e(H_0) = f_0^e(H_0) - f_1^e(H_0)$  также возрастали. В пределах точности измерений полевые зависимости  $f_0^e(H_0)$  и  $f_1^e(H_0)$  практически совпадали. Разностная частота  $\Delta f^e(H_0) \ll f_1^e(H_0)$ ,  $f_0^e(H_0)$  оказывалась в пределах доверительного интервала, что затрудняло ее количественную оценку.

Для выяснения причин появления пиков решалась задача возбуждения ОСВ в касательно намагниченной пленке ЖИГ. Учитывалось, что в пределах толщины переходного слоя пленка была легирована немагнитными ионами  $Gd^{3+}$ ,  $Ga^{3+}$ . Согласно теории диффузии в твердых телах [26] концентрация легирующих ионов описывалась функцией Гаусса  $N(\sigma, x) \sim \exp[-(x/\sigma)^2]$ . С учетом этого распределение намагниченности в переходном слое можно было представить в виде  $M(M_s, \sigma, x) = M_s \{1 - \exp[-(x/\sigma)^2]\}$ , где  $\sigma$  — феноменологический параметр распределения,  $M_s$  — однородная намагниченность пленки вне переходного слоя. Кристаллографическая анизотропия пленки ЖИГ и диссипативные процессы не учитывались.

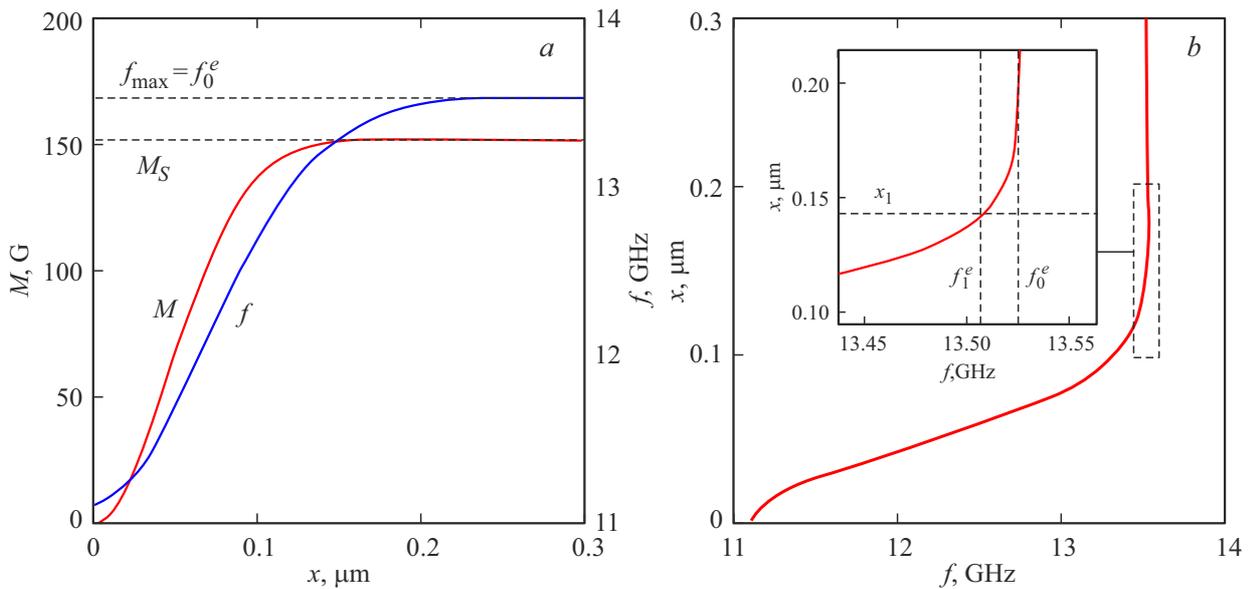
Совместно решалось линейризованное уравнение Ландау–Лифшица, записанное с учетом неоднородного обмена, и система уравнений Максвелла. Решение искалось в виде плоских монохроматических волн прецессии намагниченности  $\mathbf{m} \sim \exp[i(\omega t - k_x x)]$ , распространяющихся в поперечном направлении пленки ЖИГ, где  $k_x$  — волновое число,  $\omega = 2\pi f$  — круговая частота,  $f$  — частота возбуждения. В результате решения было получено аналитическое выражение закона дисперсии ОСВ  $k_x(f, H_0, M_s, \sigma, x)$  и соотношения эллиптичности волны

прецессии  $\theta(f, H_0, M_s, \sigma, x)$ . Соотношение эллиптичности сводило задачу к отысканию одной компоненты вектора прецессии, например,  $m_x \sim \exp[i(\omega t - k_x x)]$ .

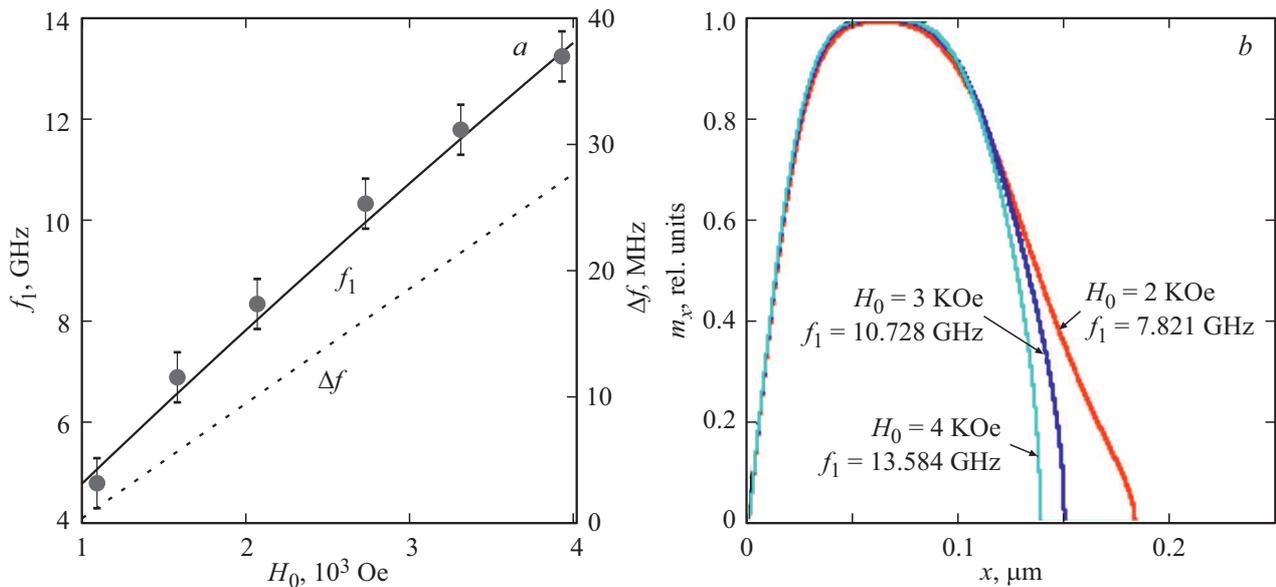
Для расчета параметров  $M_s$  и  $\sigma$  использовалось выражение закона дисперсии ОСВ с подстановкой экспериментальных значений резонансных частот  $f_0^e \simeq 13.536$  GHz,  $f_1^e \simeq 13.498$  GHz и намагничивающего поля  $H_0 = 3972$  Oe (см. рис. 1, b). В результате были получены значения параметров  $M_s = 151$  G и  $\sigma \simeq 6.48 \cdot 10^{-6}$  cm, которые использовались для моделирования процессов возбуждения волны прецессии в выбранном образце пленки ЖИГ.

На рис. 2 представлены 3d-графики закона дисперсии  $k_x(f, x)$  (рис. 2, a) и параметра эллиптичности волны прецессии  $\theta(f, x)$  (рис. 2, b). Видно, что координатная зависимость закона дисперсии и параметра эллиптичности наиболее сильно проявлялась вблизи границы пленка-подложка. Дисперсия волны прецессии смещалась в область низких частот, прецессия вектора намагниченности плавно приближалась к круговой поляризации  $\theta(f, x) \rightarrow 1$ .

На рис. 2, a хорошо видно, что зарождение волны прецессии возникало на линии пересечения дисперсионной поверхности  $k_x(f, x)$  с плоскостью  $k_x = 0$ . Используя закон дисперсии ОСВ, нетрудно было рассчитать координатную зависимость частот возбуждения  $f(x)$  (рис. 3, a) и частотную зависимость координат плоскости возбуждения волны прецессии  $x(f)$  (рис. 3, b). Для сравнения на рис. 3, a представлено распределение намагниченности по толщине пленки  $M(x)$ . Из сравнения кривых  $f(x)$  и  $M(x)$  видно, что максимум расчетной частоты возбуждения волны прецессии  $f_{\max} \simeq f_0$  достигался в области однородной намагниченности пленки ЖИГ.



**Рис. 3.** Координатная зависимость частот возбуждения волны прецессии и намагниченности пленки ЖИГ (a) и частотная зависимость координат точек возбуждения волны прецессии (b).  $H_0 = 3972$  Oe,  $M_s = 151$  G,  $\sigma = 6.48 \cdot 10^{-6}$  cm,  $f_0^e = 13.536$  GHz,  $f_1^e = 13.498$  GHz,  $x_1 = 0.136 \mu$ .



**Рис. 4.** Полевая зависимость частот возбуждения спин-волнового резонанса (a) и эпюры колебаний волны прецессии (b) в диффузионном слое эпитаксиальной пленки ЖИГ. Точками на рис. 4, a отмечены измеренные частоты СВР.

Это означало, что на частоте высокочастотного пика  $f_0^e \approx 13.536$  GHz, мы наблюдали однородный ферри-магнитный резонанс (ФМР), который возбуждался вне переходного слоя пленки ЖИГ. Следовательно, на более низкой частоте  $f_1^e \approx 13.498$  GHz мы наблюдали неоднородный спин-волновой резонанс, который возбуждался в пределах толщины переходного слоя. Это иллюстрируется на вставке рис. 3, b, где представлен фрагмент кривой  $x(f)$  с отмеченными частотами  $f_0^e$ ,  $f_1^e$  и координатой плоскости зарождения волны прецессии  $x_1$ .

На рис. 4, a представлены расчетные графики полевой зависимости резонансных частот  $f_1(H_0) \approx f_0(H_0)$  и  $\Delta f(H_0) = f_0(H_0) - f_1(H_0)$ . Точками на графике  $f_1(H_0)$  отмечены частоты СВР  $f_1^e(H_0)$ , измеренные при фиксированных значениях поля  $H_0$ . График полевой зависимости разностной частоты  $\Delta f(H_0)$  построен в уменьшенном масштабе. Видно, что в пределах ошибки измерений экспериментальная и расчетная зависимость частот СВР практически совпадали, что подтверждало достоверность математической модели.

На рис. 4, *b* представлены эпюры колебаний вектора прецессии намагниченности  $m_x(x) \sim \sin[k_x(x)x]$ , рассчитанные на частоте первой моды спин-волнового резонанса при заданных значениях намагничивающего поля  $H_0 = 2, 3, 4$  КОе. Видно, что неоднородность намагниченности переходного слоя вносит искажения в эпюры колебаний. С ростом поля  $H_0$  область возбуждения спин-волнового резонанса сужалась. При этом разностная частота  $\Delta f(H_0)$  монотонно возрастала, как показано на графике рис. 4, *a*.

### 3. Заключение

На основании проведенных исследований, было установлено, что в касательно намагниченной эпитаксиальной пленке ЖИГ возбуждаются два типа резонансов — однородный ферромагнитный резонанс, который возбуждался в области однородной намагниченности пленки ЖИГ (вне переходного слоя) и неоднородный спин-волновой резонанс, который возбуждался в пределах толщины переходного слоя. Было установлено, что частоты резонансов существенно зависят от распределения намагниченности по толщине пленки. Была предложена методика расчета параметров распределения намагниченности по толщине пленки. Найденные значения параметров использовались для моделирования процессов возбуждения СВР. Было установлено, что пониженная намагниченность в переходном слое обуславливает сдвиг спектра возбуждения волны прецессии в область низких частот. При этом возникала достаточно широкая полоса частот, в которой выполнялось условие согласования с внешним однородным СВЧ-полем. В точках согласования зарождалась волна прецессии, которая излучалась вглубь переходного слоя и отражалась от внутренней границы пленка-подложка, где намагниченность пленки ЖИГ достигала нулевого значения. Из-за малости толщины переходного слоя возбуждение волны прецессии можно было наблюдать только в виде спин-волнового резонанса на частоте пикового поглощения СВЧ-сигнала. Другая особенность состояла в том, что эпюры колебаний на частоте спин-волнового резонанса имели искаженный несинусоидальный характер. С ростом поля толщина резонирующего слоя сужалась. При этом разность частот СВР и ФМР увеличивалась. По этой причине раздельное наблюдение пиков на АЧХ было возможно при достаточно сильных полях, когда разность частот СВР и ФМР превышала ширину резонансных пиков.

Таким образом, было показано, что переходный слой эпитаксиальной пленки ЖИГ, несмотря на сильную магнитную неоднородность, обладает собственными резонансными свойствами. Результаты проведенных исследований могут быть полезны для неразрушающего контроля слоистой структуры эпитаксиальных пленок ЖИГ.

### Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки России в рамках выполнения государственного задания (проект № FSRР-2020-0005).

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] Y. Kajiwara, K. Harii, S. Takahashi, J. Ohe, K. Uchida, M. Mizuguchi, H. Umezawa, H. Kawai, K. Ando, K. Takanashi, S. Maekawa, E. Saitoh. *Nature* **464**, 262 (2010).
- [2] A. Hirohata, K. Yamada, Y. Nakatani, L. Prejbeanu, B. Diény, Ph. Pirro, B. Hillebrands. *J. Magn. Magn. Mater.* **509**, 166711 (2020).
- [3] С.А. Никитов, Д.В. Калябин, И.В. Лисенков, А.Н. Славин, Ю.Н. Барабаненков, С.А. Осокин, А.В. Садовников, Е.Н. Бегинин, М.А. Морозова, Ю.П. Шараевский, Ю.А. Филимонов, Ю.В. Хивинцев, С.Л. Высоцкий, В.К. Сахаров, Е.С. Павлов. *УФН* **185**, 10, 1099 (2015).
- [4] A. Barman, G. Gubbiotti, S. Ladak, A.O. Adeyeye, M. Krawczyk, J. Gräfe, C. Adelman, S. Cotofana, A. Naeemi, V.I. Vasyuchka, B. Hillebrands, S.A. Nikitov, H. Yu, D. Grundler, A.V. Sadovnikov, A.A. Grachev, S.E. Sheshukova, J.-Y. Duquesne, M. Marangolo, G. Csaba, W. Porod, V.E. Demidov, S. Urazhdin, S.O. Demokritov, E. Albisetti, D. Petti, R. Bertacco, H. Schultheiss, V.V. Kruglyak, V.D. Poimanov, S. Sahoo, J. Sinha, H. Yang, M. Münzenberg, T. Moriyama, S. Mizukami, P. Landeros, R.A. Gallardo, G. Carlotti, J.-V. Kim, R.L. Stamps, R.E. Camley, B. Rana, Y. Otani, W. Yu, T. Yu, G.E.W. Bauer, C. Back, G.S. Uhrig, O.V. Dobrovolskiy, B. Budinska, H. Qin, S. van Dijken, A.V. Chumak, A. Khitun, D.E. Nikonov, I.A. Young, B.W. Zingsem, M. Winklhofer. *J. Phys.: Condens. Matter* **33**, 413001 (2021).
- [5] Ph. Pirro, V.I. Vasyuchka, A.A. Serga, B. Hillebrands. *Nature Rev. Mater.* **6**, 1114 (2021).
- [6] А.И. Ахиезер, В.Г. Барьяхтар, С.В. Пелетминский. *Спиновые волны*. Наука, М. (1967). 368 с.
- [7] F. Bloch. *Z. Physik* **61**, 206 (1930).
- [8] H. Suhl. *J. Phys. Chem. Solids* **1**, 209 (1957).
- [9] M.H. Seavey, P.E. Tannenwald. *Phys. Rev. Lett.* **1**, 168 (1958).
- [10] G.T. Rado, J.R. Weertman. *J. Phys. Chem. Solids* **11**, 315 (1959).
- [11] R.E. De Wames, T. Wolfram. *J. Appl. Phys.* **41**, 987 (1970).
- [12] J.D. Adam, T.W. O’Keeffe, R.W. Patterson. *J. Appl. Phys.* **50**, 2446 (1979).
- [13] C. Kittel. *Phys. Rev.* **110**, 1295 (1958).
- [14] E. Schlömann. *J. Appl. Phys.* **35**, 160 (1964).
- [15] E. Schlömann, R.I. Joseph, T. Kohane. *Proc. IEEE* **53**, 1495 (1965).
- [16] Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, Е.С. Санников, В.В. Тихонов, А.В. Толкачев. *Письма в ЖТФ* **14**, 10, 884 (1988).
- [17] В.В. Тихонов, А.В. Толкачев. *ФТТ* **36**, 1, 185 (1994).

- [18] П.Е. Зильберман, А.Г. Темиряев, М.П. Тихомирова. УФН **165**, 10, 1219 (1995).
- [19] A.G. Temiryazev, M.P. Tikhomirova, P.E. Zilberman, A.V. Maryakhin. J. Phys. IV France **7**, 1, 395 (1997).
- [20] В.В. Тихонов, А.Н. Литвиненко. Изв. РАН. Сер. физ. **78**, 2, 192 (2014).
- [21] S. Klingler, V. Amin, S. Geprägs, K. Ganzhorn, H. Maier-Flaig, M. Althammer, H. Huebl, R. Gross, R.D. McMichael, M.D. Stiles, S.T.B. Goennenwein, M. Weiler. Phys. Rev. Lett. **120**, 127201 (2018).
- [22] J. Chen, C. Liu, T. Liu, Y. Xiao, K. Xia, G.E.W. Bauer, Mi. Wu, H. Yu. Phys. Rev. Lett. **120**, 217202 (2018).
- [23] M. Shone. Circuits Systems Signal Proc. **4**, 89 (1985).

*Редактор Т.Н. Василевская*