

07.4

## Возбуждение обменных спиновых волн в двухслойной феррит-ферритовой структуре

© В.В. Тихонов, В.А. Губанов, И.О. Фильченков, А.В. Садовников

Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, Саратов, Россия  
E-mail: tvlad4@yandex.ru

Поступило в Редакцию 30 декабря 2022 г.

В окончательной редакции 6 февраля 2023 г.

Принято к публикации 8 февраля 2023 г.

Показана возможность интенсивного излучения коротковолновых обменных спиновых волн, возбуждаемых в тонком переходном слое на внутренней границе двухслойной феррит-ферритовой структуры. Моделирование процессов излучения проводилось на примере касательно намагниченной двухслойной пленки железо-иттриевого граната. Установлено, что излучение обменных спиновых волн имеет односторонний характер. Волны излучались в глубь слоя с пониженной намагниченностью. При этом их групповые скорости были на порядок меньше скорости звука в железо-иттриевом гранате. Полученные результаты могут быть полезны для создания миниатюрной управляемой линии задержки на обменных спиновых волнах.

**Ключевые слова:** спиновые волны, феррит, железо-иттриевый гранат, линия задержки.

DOI: 10.21883/PJTF.2023.08.55130.19473

Одной из проблем современного этапа развития магноники является практическое освоение коротковолновых обменных спиновых волн (ОСВ) с длинами менее 100 нм [1]. При этом наибольшую актуальность приобретают задачи возбуждения, приема и управления дисперсией бегущих ОСВ. Для решения задачи возбуждения ОСВ использовались различные подходы, но наиболее эффективным оказался способ, основанный на трансформации электромагнитных волн в неоднородных внутренних полях феррита. Неоднородность поля могла быть вызвана полями размагничивания в массивных образцах феррита [2] или неоднородностью магнитных свойств ферритовых пленок [3].

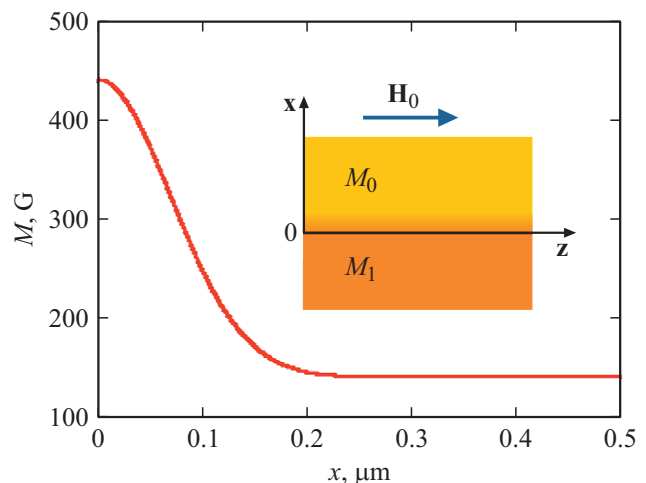
В работе [4] было показано, что слоистая структура является „врожденным“ свойством эпитаксиальных пленок железо-иттриевого граната (ЖИГ). На внутренней поверхности пленки ЖИГ, граничащей с немагнитной подложкой гадолиний-галлиевого граната, всегда образуется тонкий переходный слой с пониженной намагниченностью. В недавних работах [5,6] было показано, что в пределах толщины переходного слоя возникают эффекты трансформации электромагнитных и обменных спиновых волн. При этом обменные волны излучались в глубь пленки ЖИГ и отражались от ее противоположной поверхности. В импульсном режиме их можно было наблюдать в виде регулярной серии задержанных эхоимпульсов ОСВ. По измеренным временам задержки эхоимпульсов можно было рассчитать не только скорости распространения ОСВ, но и профиль намагниченности пленки ЖИГ. Однако эти эффекты можно было наблюдать только при нормальном намагничивании пленки.

При касательном намагничивании пленки ЖИГ импульсные эффекты излучения ОСВ не наблюдались. Возбуждаемые ОСВ были локализованы в пределах

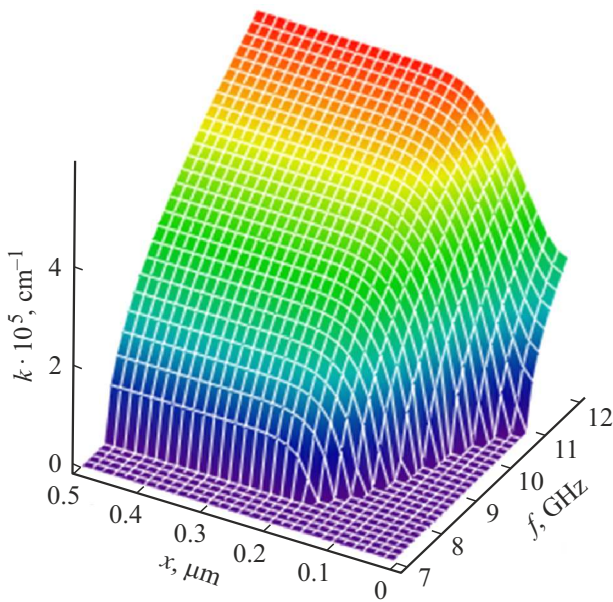
толщины переходного слоя. При этом их удавалось наблюдать только в виде пиков поглощения на частотах возбуждения спин-волнового резонанса [7]. По измеренным частотам спин-волнового резонанса можно было рассчитать волновые характеристики возбуждаемых ОСВ и профиль намагниченности пленки, но длительной задержки СВЧ-сигнала получить не удалось.

В настоящей работе обсуждается возможность обеспечения длительной задержки ОСВ при касательном намагничивании пленки. С этой целью исследовались эффекты возбуждения ОСВ в тонком переходном слое на внутренней границе двухслойной феррит-ферритовой структуры.

В качестве примера рассматривалась двухслойная пленка ЖИГ с различной намагниченностью слоев:  $M_0 = 140$  Г и  $M_1 = 300$  Г. Распределение намагни-



**Рис. 1.** Распределение намагниченности по толщине переходного слоя.



**Рис. 2.** Дисперсия волны прецессии в переходном слое двухслойной пленки ЖИГ.

ченности в переходном слое на границе контактирующих слоев описывалась функцией распределения  $M(x) = M_0 + \delta M [1 - \exp(-x^2/\sigma^2)]$ , где  $\delta M = M_1 - M_0$ ,  $\sigma$  — параметр функции распределения.

На рис. 1 представлен профиль намагниченности в переходном слое, рассчитанный при заданном значении параметра  $\sigma = 10^{-5}$  см.

Рассматривался случай касательного намагничивания пленки ЖИГ внешним постоянным полем  $H_0 = 2000$  Ое. Моделировались процессы возбуждения ОСВ однородным СВЧ магнитным полем. Для этого совместно ре-

шались линейризованное уравнение Ландау–Лифшица, записанное с учетом неоднородного обмена, и система уравнений Максвелла. Решение искалось в виде плоской волны прецессии вектора намагниченности, распространяющейся в поперечном направлении пленки ЖИГ:  $\mathbf{m} \propto \exp[i(\omega t - kx)]$ , где  $\omega = 2\pi f$  — круговая частота,  $k$  — волновой вектор. Диссипативные процессы и кристаллографическая анизотропия пленок не учитывались.

С учетом введенных ограничений было получено дисперсионное уравнение

$$(\omega_H + \eta k^2)^2 + \omega_M(\omega_H + \eta k^2) - \omega^2 = 0, \quad (1)$$

которое имело простое аналитическое решение

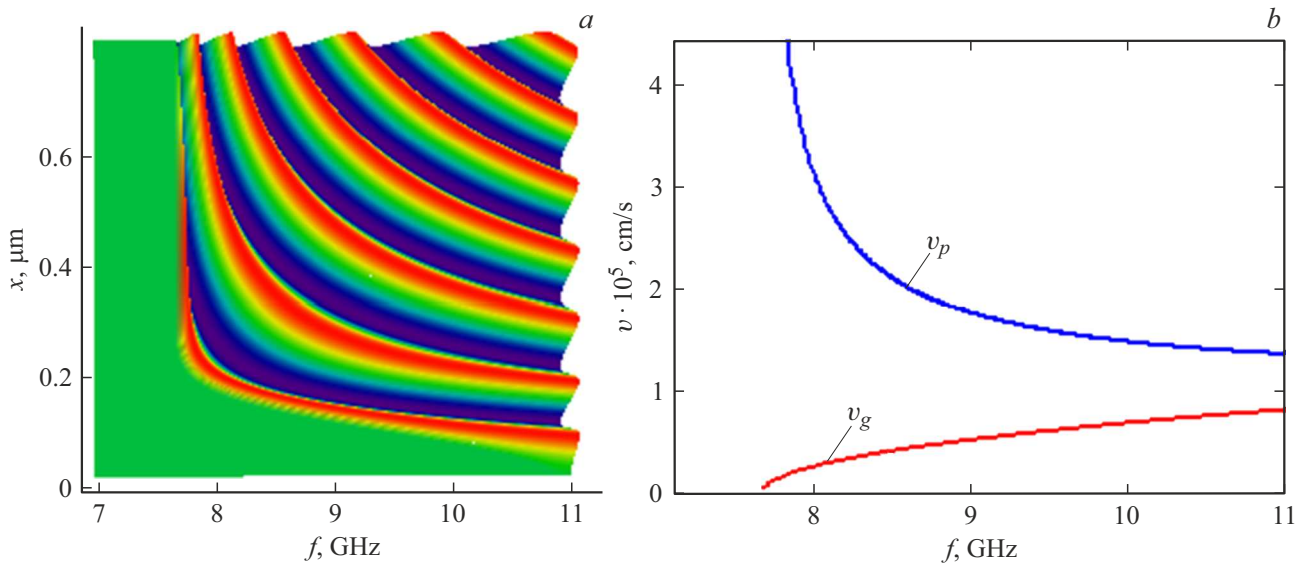
$$k = \sqrt{\frac{1}{\eta} \left[ \sqrt{\frac{\omega_M^2}{4} + \omega^2} - \left( \frac{\omega_M}{2} + \omega_H \right) \right]}, \quad (2)$$

где  $\omega_H = \gamma H_0$ ,  $\omega_M(x) = 4\pi\gamma M(x)$ ,  $\gamma = 1.76 \cdot 10^7$  Ое·с<sup>-1</sup> — гиромагнитное отношение,  $\eta = 0.0764$  см<sup>2</sup>·с<sup>-1</sup> — константа неоднородного обмена.

На рис. 2 представлен 3D-график закона дисперсии  $k(f, x)$ , рассчитанный в пределах толщины переходного слоя.

Видно, что в достаточно широкой полосе частот на линии пересечения дисперсионной поверхности  $k(f, x)$  с плоскостью  $k = 0$  волновые числа ОСВ обращались в нуль. Это означало выполнение условия фазового синхронизма (согласования) ОСВ с внешним однородным СВЧ-полем. В точках синхронизма возникало зарождение волны прецессии, которая по мере распространения плавно трансформировалась в коротковолновую ОСВ.

Процессы зарождения и распространения обменных волн иллюстрируются на рис. 3. На рис. 3, а представлен 3D-график эюры ОСВ  $m(f, x) \propto \sin[k(f, x)x]$ , расчи-



**Рис. 3.** Эюра возбуждаемых ОСВ вблизи точек зарождения (а) и частотные зависимости групповой  $v_g$  и фазовой  $v_p$  скоростей ОСВ вдали от точек зарождения (б).

танный вблизи точек зарождения волны прецессии. На рис. 3, *b* приведены частотные зависимости групповой  $v_g(f) = [dk(f)/d\omega]^{-1}$  и фазовой  $v_p(f) = [k(f)/\omega]^{-1}$  скоростей ОСВ, рассчитанные вдали от точек зарождения в области однородной намагниченности пленки ЖИГ.

Из рис. 3, *a* хорошо видно, что фронт возбуждаемой ОСВ формируется в соответствии с кривизной линии зарождения волны прецессии. Вдали от точек зарождения фронт волны частично выравнивается, но при этом остается отклонение волнового вектора от нормали к границе контактирующих слоев. При этом групповые скорости ОСВ не превышают  $10^5$  см/с (рис. 3, *b*), что на порядок меньше скорости звука в монокристаллах ЖИГ.

Таким образом, в работе показано, что в переходном слое касательно намагниченной двухслойной пленки ЖИГ могут возбуждаться коротковолновые ОСВ, бегущие в глубь слоя пленки с пониженной намагниченностью. Излучаемые волны обладают исключительно малыми скоростями распространения, что обеспечивает реальную возможность создания на их основе миниатюрной управляемой линии задержки СВЧ-сигнала.

## Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки России в рамках государственного задания (проект № FSRR-2023-0008).

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] 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). DOI: 10.3367/UFNr.0185.201510m.1099 [S.A. Nikitov, D.V. Kalyabin, I.V. Lisenkov, A.N. Slavin, Yu.N. Barabanenkov, S.A. Osokin, A.V. Sadovnikov, E.N. Beginin, M.A. Morozova, Yu.P. Sharaevsky, Yu.A. Filimonov, Yu.V. Khivintsev, S.L. Vysotsky, V.K. Sakharov, E.S. Pavlov, Phys. Usp., **58**, 1002 (2015). DOI: 10.3367/UFNr.0185.201510m.1099].
- [2] E. Schlömann, J. Appl. Phys., **35**, 159 (1964). DOI: 10.1063/1.1713058
- [3] A.G. Temiryazev, M.P. Tikhomirova, P.E. Zilberman, A.V. Maryakhin, J. Phys. IV (France), **7**, C1-395 (1997). DOI: 10.1051/jp4:19971160
- [4] С.И. Ющук, ЖТФ, **69** (12), 62 (1999). [S.I. Yushchuk, Tech. Phys., **44** (12), 1454 (1999). DOI: 10.1134/1.1259547].
- [5] V.V. Tikhonov, A.N. Litvinenko, Appl. Phys. Lett., **115**, 072410 (2019). DOI: 10.1063/1.5098116
- [6] V.V. Tikhonov, A.N. Litvinenko, J. Magn. Magn. Mater., **515**, 167241 (2020). DOI: 10.1016/j.jmmm.2020.167241
- [7] В.В. Тихонов, В.А. Губанов, А.В. Садовников, ФТТ, **64** (9), 1232 (2022). DOI: 10.21883/FTT.2022.09.52811.03HH [V.V. Tikhonov, V.A. Gubanov, A.V. Sadovnikov, Phys. Solid State, **64** (9), 1226 (2022). DOI: 10.21883/PSS.2022.09.54156.03HH].