

**Н.Ю. Григорьева, Д.А. Попов**

ФГБОУ ВПО Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» им. В.И. Ульянова (Ленина)

## **Исследование магнитной управляемости локализованных состояний спиновых волн в прямоугольном ферромагнитном волноводе**

*Проведен анализ спектра дипольно-обменных спиновых волн, локализованных на боковых гранях касательно намагниченного ферритового волновода, при различных значениях внешнего поля подмагничивания. Для исследования выбраны два характерных материала волновода: ЖИГ и пермаллой. Получены зависимости глубины и ширины магнитных ям от величины внешнего магнитного поля и относительных размеров волновода, а также построены графики зависимости глубины залегания локализованных состояний по частоте от тех же параметров. На основе полученных данных определены условия существования локализованных мод в ограниченных ферритовых волноводах и возможность магнитного управления их дисперсионными характеристиками. Показано, что эффект локализации мод может рассматриваться как потенциальная возможность применения принципов нанооптики в СВЧ технике.*

**Ключевые слова:** ферромагнитный волновод, неоднородное внутреннее магнитное поле, дипольно-обменные спиновые волны, локализованные состояния

В последние годы значительный прогресс в области нанотехнологии привел к разработке новых магнитных микро- и наноструктур на основе тонких ферромагнитных пленок [1-6]. Экспериментально наблюдаемые явления в таких структурах, в частности, в узких ферромагнитных волноводах [3-6], требуют разработки новых теоретических методов описания распространения спиновых волн с учетом сложного характера распределения внутреннего статического магнитного поля. При касательном намагничивании в волноводах прямоугольного сечения сильная неоднородность внутреннего магнитного поля вдоль боковых граней создает условия для возникновения и распространения так называемых *локализованных волноводных мод* [2, 6], имеющих частоты ниже частоты отсечки объемных спиновых волн. Экспериментальному исследованию эффекта локализации спин-волновых мод посвящен ряд недавно опубликованных работ [5, 6]. Однако, авторы отмечают, что удовлетворительного теоретического описания данного явления до сих пор не существует.

В данной работе проведено теоретическое исследование условий возникновения и распространения локализованных спиновых волн в зависимости от различных параметров волноведущей структуры: материала волновода, отношения его геометрических размеров и величины внешнего магнитного поля. Под локализованными состояниями в данной работе понимаются собственные возбуждения касательно намагниченного ферритового волновода, максимумы распределений переменной намагниченности, которых лежат в пределах ширины магнитных ям вдоль боковых граней волновода.

Спектр спиновых волн в узком ферромагнитном волноводе в рамках метода тензорных функций Грина и теории спин-волновых мод рассчитывается путем

совместного интегрирования уравнений Максвелла и уравнения движения намагниченности Ландау-Лифшица. Геометрия задачи представлена на рис. 1, *a*. Рассматривается прямоугольный волновод, бесконечный вдоль оси  $\zeta$  и намагниченный вдоль оси  $\eta$ . При заданной ориентации внешнего магнитного поля вдоль боковых граней волновода образуются так называемые *магнитные ямы*, то есть области сильной неоднородности внутреннего статического магнитного поля, в которых и локализуются спин-волновые возбуждения.

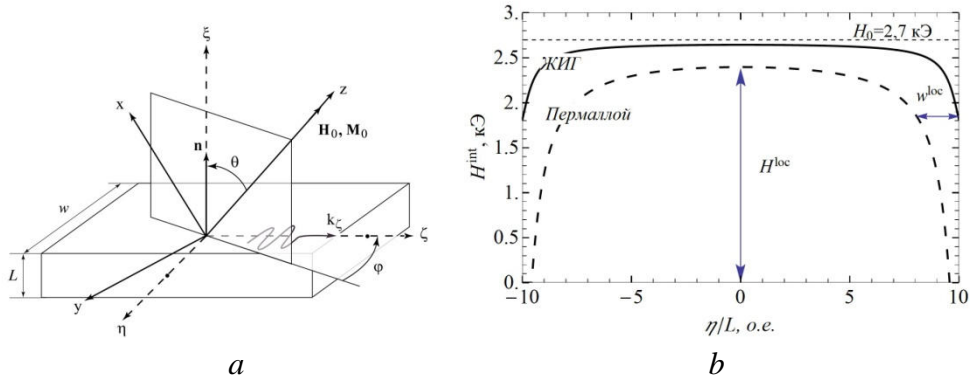


Рисунок 1

Очевидно, что спектр локализованных спин-волновых мод будет определяться шириной и глубиной магнитных ям, поэтому вначале определим природу их возникновения. Как известно, внутреннее поле ферритового волновода определяется как суперпозиция внешнего поля и поля анизотропии формы образца:

$$\mathbf{H}^{\text{int}}(\mathbf{r}) = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}^d(\mathbf{r}).$$

Согласно методу тензорных функций Грина размагничивающее поле может быть определено через динамическую функцию Грина при  $k_\zeta = 0$  следующим образом [7-8]:

$$\mathbf{H}^d(\xi, \eta) = \int_{-L/2-w/2}^{L/2} \int_{-w/2}^{w/2} \mathbf{G}(\xi, \xi'; \eta, \eta'; k_\zeta = 0) \mathbf{M}_0(\xi', \eta') d\xi' d\eta'.$$

Статическая намагниченность  $\mathbf{M}_0$  в общем случае может иметь неоднородное распределение по сечению образца. Однако, поскольку обычно для реальных волноводов основная масса элементарных магнитных моментов в объеме образца ориентируется по направлению внешнего поля, и только вблизи стенок волновода возможно сильное отклонение от этого направления, будем считать намагниченность однородной и равной  $\mathbf{M}_0(\xi', \eta') = e_z M_0$ .

На рис. 1, *b* представлены распределения внутреннего поля по поперечному сечению волновода для ЖИГ и пермаллового волноводов, намагниченных в направлении  $\theta=90^\circ$ ,  $\varphi=90^\circ$ . Величина внешнего магнитного поля  $H_0=2750$  Э, намагниченности насыщения для ЖИГа 1750 Гс, для пермаллоя 9525 Гс. График построен для соотношения сторон  $w/L=20$ , в сечении  $\xi/L=0$  (то есть в центре волновода) и без учета пространственной неоднородности статической намагниченности.

Из представленных на рис. 1, *b* зависимостей следует, что глубина  $H^{\text{loc}}$  и ширина  $w^{\text{loc}}$  магнитных ям по краям волновода определяются не только отношением геометрических размеров волновода  $w/L$ , но и материалом образца, а именно, его намагниченностью насыщения, и не зависят от абсолютных размеров волновода. Как видно у материала с большей  $M_0$  глубина и ширина ям больше за счет большего влияния размагничивающего поля (или поля анизотропии формы образца), а, следовательно, и спектр локализованных состояний будет богаче.

Для численной характеристики магнитных ям на рисунке 1, *b* введены два параметра: глубина  $H^{\text{loc}}$  и ширина  $w^{\text{loc}}$  магнитной ямы:

$$H^{\text{loc}} = \max(H^{\text{int}}(\xi, \eta)) - \min(H^{\text{int}}(\xi, \eta)),$$

$$w^{\text{loc}} = \frac{1}{2H^{\text{loc}}} \left( \max(H^{\text{int}}(\xi, \eta)) \cdot w - \int_{-w/2}^{w/2} H^{\text{int}}(0, \eta) d\eta \right). \quad (1)$$

На рис. 2 представлены результаты расчета глубины магнитной ямы ( $H^{\text{loc}}$ ) и относительной ширины магнитной ямы ( $(w^{\text{loc}}/w) \cdot 100\%$ ) в зависимости от внешнего магнитного поля. Графики рассчитаны для двух материалов волновода (сплошные линии – ЖИГ, пунктирные линии – пермаллой) при трех значениях параметра  $w/L = 2; 4; 20$  (соответствующие цифры у кривых 1, 2, 3).

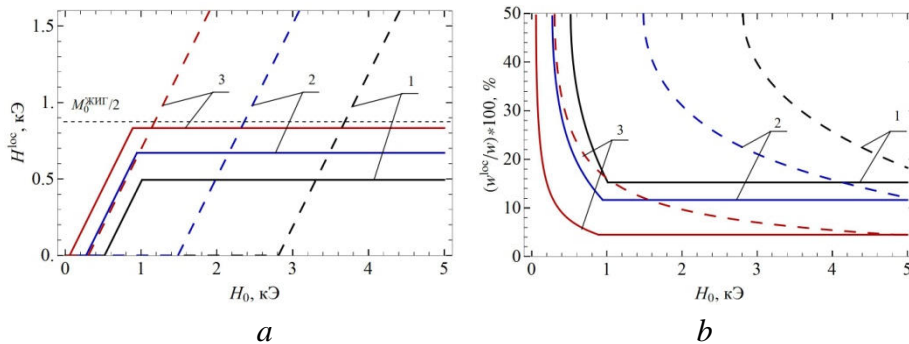


Рисунок 2

Все зависимости имеют три характерных участка. На первом участке внешнее магнитное поле намного меньше величины размагничивающего поля образца и внутреннее поле оказывается равным нулю, в этом случае магнитной ямы не существует. На втором участке глубина магнитной ямы  $H^{\text{loc}}$  линейно возрастает от 0 до  $H_{\text{max}}^{\text{loc}} < M_0/2$ , а ее относительная ширина падает по закону определяемому формулой (1). Третий участок соответствует внешним полям выше некоего порогового, характерного для заданных параметров волновода  $w/L$  и  $M_0$ , когда  $H^{\text{int}} > H_{\text{max}}^{\text{loc}}$ . В этом случае глубина ямы (как мы ее определили) достигает своего максимального значения и ее размеры перестают меняться с увеличением внешнего поля.

Из рис. 2 также следует, что чем больше соотношение сторон  $w/L$ , то есть чем больше волновод по форме приближается к бесконечной пленке, тем меньшее внешнее магнитное поле следует приложить для возникновения магнитных ям. Кроме того, с увеличением  $w/L$  увеличивается максимальная глубина ям, и в пределе бесконечной

пленки  $H^{\text{loc}}$  стремится к  $M_0/2$ . Следует отметить, что по мере увеличения  $w/L$  магнитные ямы на краях волновода не исчезают, а только уменьшается их процентный вклад в общий объем волновода.

В ходе данного исследования также построены зависимости глубины и ширины магнитных ям от относительных размеров волновода. Обнаружено, что при увеличении  $w/L$  на участке 2 глубина магнитных ям стремится к величине внешнего магнитного поля, а на участке 3 – к величине  $M_0/2$ . Относительная ширина ям при увеличении  $w/L$  падает.

Вторая часть данной работы посвящена исследованию спектра локализованных состояний. На рис. 3 представлены характерные спектры дипольно-обменных спиновых волн касательно намагниченного ЖИГ и пермаллового волновода с соотношением сторон  $w/L = 20$ . Для ЖИГ волновода  $w = 1$  мкм,  $L = 20$  мкм, а для волновода из пермаллоя  $w = 40$  нм,  $L = 0.8$  мкм. На врезках показано соответствующее распределение внутреннего статического магнитного поля.

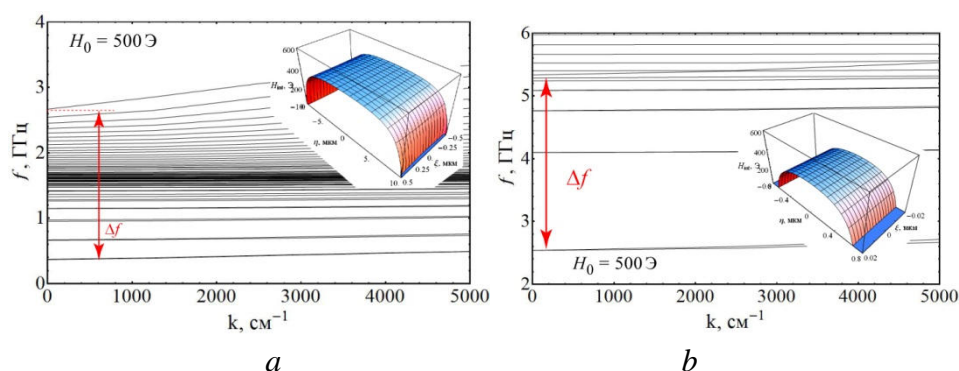


Рисунок 3

При исследовании локализованных состояний, глубина их залегания по частоте  $\Delta f$  (см. рис. 3) определялась как разность частот ферромагнитного резонанса (ФМР) основной объемной моды и данного локализованного состояния. Определение частоты ФМР основной моды контролировалось по пространственным распределениям амплитуды переменной намагниченности, так как основная мода не всегда лежит вне спектра высших объемных мод. На рис. 4, *a* представлены зависимости глубины залегания первых четырех асимметричных локализованных мод от величины внешнего магнитного поля для ЖИГ волновода. Для пермаллового волновода соответствующие зависимости представлены на рис. 4, *b*. Цифры у кривых соответствуют номерам локализованных состояний начиная с самого низшего по частоте. Из рис. 4 следует, что существует некое критическое внешнее магнитное поле, определяемое параметрами волновода (ср. рис. 2), ниже которого распространение спиновых волн невозможно, так как внутреннее поле оказывается равным нулю. С другой стороны, при  $H_0 \gg M_0$ , спектр локализованных состояний практически перестает меняться и рост  $\Delta f$  в основном определяется движением основной моды.

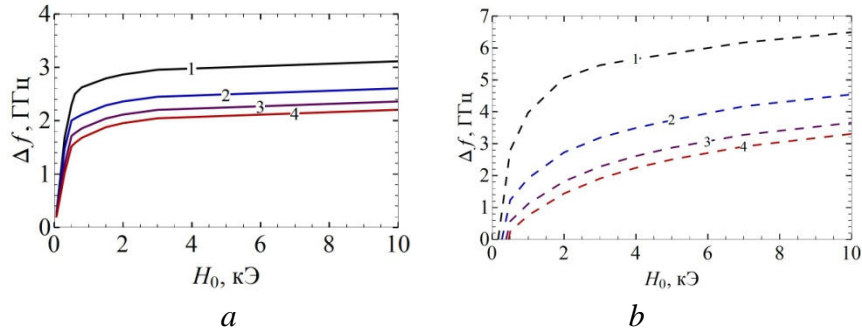


Рисунок 4

Кроме того, были также построены соответствующие зависимости от параметра  $w/L$  при различных внешних магнитных полях, что позволило сделать вывод о том, что существование локализованных состояний возможно только в определенном диапазоне соотношений толщины к ширине волновода ( $w/L$ ), а именно, только тогда, когда ширина магнитных ям превышает обменную длину  $\sqrt{\alpha}$ .

Проведенный анализ показывает, что дисперсионными характеристиками локализованных состояний в ферритовых волноводах прямоугольного сечения можно эффективно управлять с помощью внешнего магнитного поля, а диапазон управления определяется материалом волновода и соотношением его геометрических параметров. В связи с этим можно рекомендовать использовать узкие ферритовые волноводы в качестве планарных волноведущих элементов в микро- и нанoeлектронике СВЧ, что позволит значительно расширить ее функциональные возможности.

#### Библиографический список

1. A. V. Chumak, P. Pirro, A. A. Serga, M. P. Kostylev, R. L. Stamps., H. Schultheiss, K. Vogt, S. J. Hermsdoerfer, B. Laegel, P. A. Beck, B. Hillebrands, Spin-wave propagation in a microstructured magnonic crystal // *Appl. Phys. Lett.* 95, 262508-1-3 (2009).
2. V.E. Demidov, J. Jersch, S. O. Demokritov, K. Rott, P. Krzysteczko, G. Reiss, Transformation of propagating spin-wave modes in microscopic waveguides with variable width // *Phys. Rev. B* 79, 054417 (2009).
3. G. Gubbiotti, S. Tacchi, M. Madami, G. Carlotti, A.O. Adeyeye, M. Kostylev, Brillouin light scattering studies of planar metallic magnonic crystals // *J Phys D Appl Phys* 43, 264003-1-13 (2010).
4. T. Brächer, P. Pirro, J. Westermann, T. Sebastian, B. Lägel, B. Van de Wiele, A. Vansteenkiste, and B. Hillebrands, Generation of propagating backward volume spin waves by phase-sensitive mode conversion in two-dimensional microstructures // *Appl. Phys. Lett.* 102, 132411 (2013).
5. T. Brächer, P. Pirro, F. Heussner, A. A. Serga, and B. Hillebrands, Localized parallel parametric generation of spin waves in a  $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$  waveguide by spatial variation of the pumping field // *Appl. Phys. Lett.* 104, 092418 (2014).
6. P. Pirro, T. Brächer, A. V. Chumak, B. Lägel, C. Dubs, O. Surzhenko, P. Görnert, B. Leven, and B. Hillebrands, Spin-wave excitation and propagation in microstructured waveguides of yttrium iron garnet/Pt bilayers // *Appl. Phys. Lett.* 104, 012402 (2014).
7. Н.Ю. Григорьева, Д.А. Попов, Б.А. Калиникос, Спектр дипольно-обменных спиновых волн в анизотропном ферромагнитном волноводе прямоугольного сечения // *ФТТ* т. 9 (2014). (принято к печати)
8. N. Grigoryeva, D. Popov, B. Kalinikos, Some peculiarities of spin-wave propagation in magnonic waveguides // *EPJ Web of Conferences.* 40, 12004 (2013).