

05

## **Ферромагнитный резонанс магнитостатически стабилизированной доменной стенки в планарной системе нанопроволока—наночастица**

© Р.В. Горев, В.Л. Миронов<sup>¶</sup>

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

<sup>¶</sup> E-mail: mironov@ipmras.ru

Поступило в Редакцию 15 июля 2016 г.

Приводятся результаты микромагнитного моделирования вынужденных высокочастотных колебаний намагниченности в планарной ферромагнитной системе, состоящей из магнитостатически связанных нанопроволоки и наночастицы. Обсуждается возможность перестройки спектра данной системы за счет введения в нанопроволоку доменной стенки, стабилизированной магнитным полем наночастицы. Анализируются зависимости частоты и амплитуды резонансных колебаний доменной стенки от геометрических параметров системы.

DOI: 10.21883/PJTF.2017.05.44361.16418

В последнее время большое внимание уделяется изучению ферромагнитного резонанса (ФМР) доменных стенок (ДС) в тонкопленочных ферромагнитных структурах [1–4] в связи с возможностью их использования в приборах СВЧ-электроники на основе планарных волноводов [5–7]. Модельными объектами для исследований в этой области являются ферромагнитные нанопроволоки (НП) с уединенными ДС, резонансные колебания в которых возбуждаются спин-поляризованным током или внешним магнитным полем [8–11]. Характеристики резонанса ДС существенно зависят от геометрических параметров НП и от способа пиннинга ДС.

Для стабилизации положения ДС в НП применяются различные варианты ловушек. Простейшие способы пиннинга ДС реализуются с помощью изменения формы НП (сужение, расширение, утонение или утолщение) в области ловушки [12–16]. Более перспективными являются ловушки, основанные на магнитостатическом взаимодействии ДС с локальными магнитными полями рассеяния систем однодоменных

наночастиц (НЧ), расположенных вблизи НП [17–22]. В этом случае можно изменять профиль потенциальной энергии ДС за счет изменения пространственного расположения и магнитного состояния систем НЧ [19–22] и тем самым варьировать в достаточно широких пределах СВЧ-свойства НП с ДС.

Настоящая работа посвящена микромагнитному моделированию высокочастотных колебаний намагниченности в планарной системе, состоящей из НП и однодоменной НЧ. Особое внимание уделяется резонансу, связанному с ДС. С экспериментальной точки зрения интерес к такой системе обусловлен новыми возможностями регистрации локального ФМР методами магнитно-резонансной силовой микроскопии [23–25].

В данной работе исследовался ферромагнитный резонанс в планарной системе, состоящей из НП и НЧ, расположенной перпендикулярно оси НП. Латеральные размеры нанопроволоки и наночастицы составляли  $1000 \times 100 \text{ nm}$  и  $300 \times 100 \text{ nm}$  соответственно. Зазор между частицей и проволокой ( $d$ ) был равен  $60 \text{ nm}$ . Поскольку тип доменной стенки существенно зависит от толщины нанопроволоки [26], расчеты проводились для двух толщин:  $20 \text{ nm}$  (поперечная доменная стенка) и  $40 \text{ nm}$  (вихревая доменная стенка).

Моделирование пространственных распределений намагниченности и ферромагнитного резонанса проводилось на основе численного решения уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта для намагниченности образца с использованием программного пакета Object Oriented MicroMagnetic Framework (OOMMF) [27]. Расчеты проводились для системы из пермаллоя ( $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ ) со следующими параметрами: намагниченность насыщения  $8 \cdot 10^5 \text{ A/m}$ , обменная константа  $1.3 \cdot 10^{-11} \text{ J/m}$ , параметр диссипации  $0.01$ , кристаллографическая анизотропия не учитывалась. При моделировании первоначально система приводилась в состояние равновесия, после чего к ней прикладывалось переменное магнитное поле, направленное вдоль нанопроволоки, и регистрировалась амплитуда установившихся колебаний. Частота возбуждающего СВЧ-поля  $\nu$  изменялась в диапазоне от  $0$  до  $14 \text{ GHz}$  с шагом  $0.1 \text{ GHz}$ . Внешнее постоянное магнитное поле отсутствовало. Для анализа спектров колебаний строились частотные зависимости средней по системе амплитуды колебаний переменной составляющей намагниченности

$$|\mathbf{m}| = \sqrt{m_x^2 + m_y^2 + m_z^2}.$$

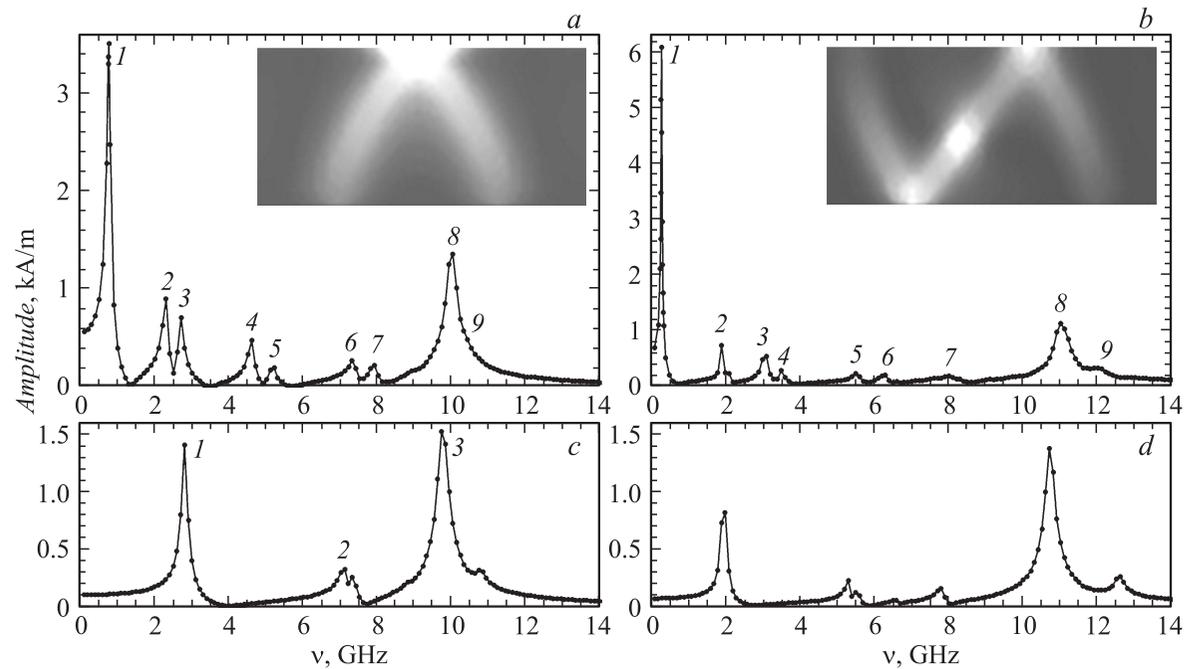
Для анализа модового состава резонансов рассчитывались временные реализации пространственных распределений амплитуды колебаний переменной составляющей намагниченности при накачке на резонансных частотах [28,29].

На первом этапе исследовался ФМР в планарной системе НП–НЧ (толщиной 20 nm) с поперечной ДС. Данное состояние приготавливалось посредством намагничивания системы в однородном магнитном поле, направленном вдоль длинной оси НЧ. После снятия поля НП релаксировала в состояние с поперечной ДС. Спектр вынужденных колебаний намагниченности для этого случая представлен на рисунке, *a*. Данный спектр содержит ряд пиков, соответствующих связанным резонансным колебаниям намагниченности НП и НЧ. Из анализа пространственных распределений следует, что пики 1, 2, 5, 9 определяются резонансами намагниченности в НП, в то время как пики 3, 4, 6, 7, 8 — резонансами в НЧ. Сильный резонанс на частоте 0.76 GHz обусловлен локализованными резонансными колебаниями ДС. Пространственное распределение интенсивности данной моды колебаний приведено на вставке рисунка, *a*. Максимум колебаний реализуется вблизи края НП.

На втором этапе исследовался ФМР в системе НП–НЧ (толщиной 20 nm) без ДС. Данное состояние приготавливалось посредством намагничивания вдоль оси НП. Спектр колебаний для этого случая показан на рисунке, *c*. Из анализа соответствующих пространственных распределений следует, что интенсивные пики 1–3 в этом случае связаны только с резонансами в НЧ. Резонансы в НП при таком способе накачки не возбуждаются.

Интенсивность и положение резонанса, связанного с поперечной ДС, могут варьироваться в довольно широких пределах посредством изменения величины зазора между НЧ и НП (см. рисунок, *e*). При расстояниях  $d > 250$  nm поперечная ДС уже не удерживается полем НЧ и выходит из НП.

На третьем этапе исследовался ФМР в системе НП–НЧ (толщиной 40 nm) с вихревой ДС. Состояния с ДС и без ДС приготавливались аналогичным образом. Спектр колебаний такой системы приведен на рисунке, *b*. В этом случае пики 1, 3, 9 определяются резонансами намагниченности в НП, в то время как пики 2, 4, 7, 8 — резонансами в НЧ. Основной резонанс ДС (пик 1) наблюдается на частоте 0.3 GHz. Значительный рост интенсивности этого резонансного пика, по сравнению с резонансом поперечной ДС, связан, по-видимому,



Спектры колебаний намагниченности системы НП–НЧ: *a* — толщиной  $d = 20$  nm с поперечной ДС; *b* —  $d = 40$  nm, вихревая ДС; *c* —  $d = 20$  nm без ДС; *d* —  $d = 40$  nm без ДС. На вставках показаны пространственные распределения амплитуды колебаний в основном резонансе ДС. Зависимости резонансной частоты ДС (черные кружки, значения в GHz) и амплитуды резонанса (светлые кружки, значения в kA/m) от расстояния НП–НЧ: *e* —  $d = 20$  nm, поперечная ДС; *f* —  $d = 40$  nm, вихревая ДС.

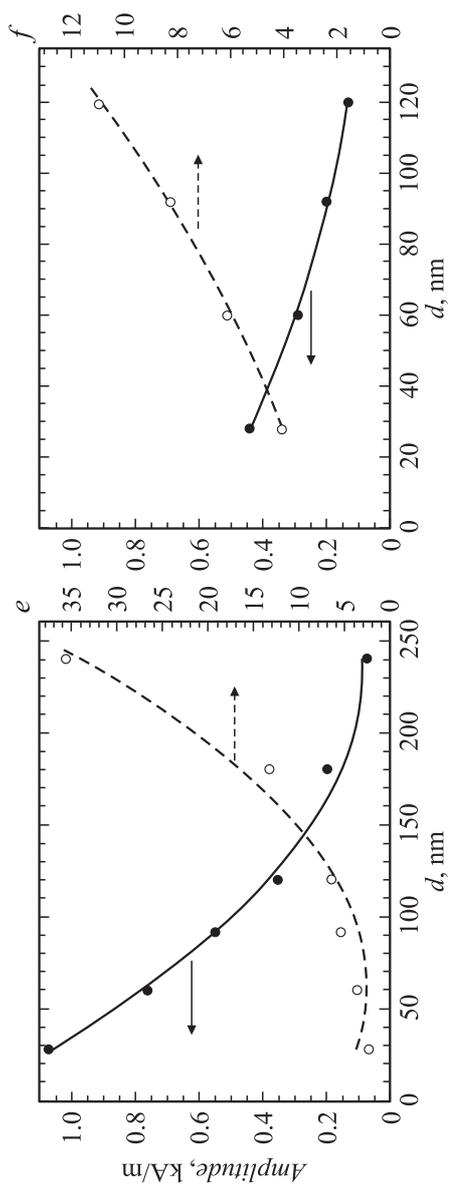


Рисунок (продолжение).

с увеличением объема области ДС. Пространственное распределение амплитуды резонанса для этого случая (см. вставку рисунка, *b*) показывает, что в данном колебании участвуют три области НП. Одна область связана с центром вихря, а две другие обусловлены участками вблизи края НП с намагниченностью, напоминающей поперечные доменные стенки слева и справа от вихря. При намагничивании системы вдоль оси НП вихревая ДС выходит из НП и соответственно пропадает интенсивный пик, связанный с колебаниями ДС (см. рисунок, *d*).

Интенсивность и положение резонансного пика вихревой ДС также могут варьироваться в широких пределах посредством изменения величины зазора между НЧ и НП (рисунок, *f*). При расстояниях  $d > 130$  nm вихревая ДС уже не удерживается полем НЧ и выходит из НП.

Таким образом, в работе приведены результаты микромагнитного моделирования вынужденных колебаний намагниченности в планарных системах НП–НЧ с доменными стенками двух типов: поперечной для систем толщиной 20 nm и вихревой для системы толщиной 40 nm. Показано, что наличие ДС приводит к появлению в спектре колебаний интенсивных резонансных пиков в диапазоне частот 0.1–1 GHz, связанных с локализованными колебаниями намагниченности ДС. Интенсивность и положение данных резонансных пиков могут изменяться в широких пределах посредством изменения величины зазора между НЧ и НП. Продольное перемагничивание НП приводит к исчезновению ДС и, как следствие, отсутствию поглощения в этой области частот. С практической точки зрения структуры подобного типа могут применяться в качестве переключаемых элементов в устройствах СВЧ-электроники на основе планарных волноводов.

Авторы выражают благодарность Е.В. Скорохову, М.В. Сапожникову и А.А. Фраерману за полезные обсуждения.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 16-02-10254).

## Список литературы

- [1] Moore G.M., Stamps R.L., Street R. // IEEE Trans. Magn. 1999. V. 35. P. 3790.
- [2] Mal'ginova S.D., Doroshenko R.A., Shul'ga N.V. // JMMM. 2006. V. 296. P. 13.
- [3] Vukadinovic N., Labrune M., Ben Youssef J. et al. // Phys. Rev. B. 2001. V. 65. P. 054403.

- [4] *Vukadinovic N., Ben Youssef J., Beaulieu N., Castel V.* // Phys. Rev. B. 2015. V. 92. P. 214408.
- [5] *Zhang H., Hoffmann A., Divan R., Wang P.* // Appl. Phys. Lett. 2009. V. 95. P. 232503.
- [6] *Ding J., Kostylev M., Adeyeye A.O.* // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 107. P. 047205.
- [7] *Ding J., Adeyeye A.O.* // Appl. Phys. Lett. 2012. V. 101. P. 103117.
- [8] *Saitoh E., Miyajima H., Yamaoka T., Tatara G.* // Nature. 2004. V. 432. P. 203.
- [9] *Galkiewicz A.T., O'Brien L., Keatley P.S. et al.* // Phys. Rev. B. 2014. V. 90. P. 024420.
- [10] *O'Brien L., Lewis E.R., Fernandez-Pacheco A. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2010. V. 108. P. 187202.
- [11] *Keatley P.S., Yu W., O'Brien L. et al.* // J. Appl. Phys. 2014. V. 115. P. 17D507.
- [12] *Lewis E.R., Petit D., Thevenard L. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2009. V. 95. P. 152505.
- [13] *Petit D., Jausovec A.V., Read D.E., Cowburn R.P.* // J. Appl. Phys. 2008. V. 103. P. 114307.
- [14] *Petit D., Jausovec A.V., Zeng H.T. et al.* // Phys. Rev. B. 2009. V. 79. P. 214405.
- [15] *O'Shea K., McVitie S., Chapman J.N., Weaver J.M.R.* // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 93. P. 202505.
- [16] *Bogart L.K., Atkinson D., O'Shea K. et al.* // Phys. Rev. B. 2009. V. 79. P. 054414.
- [17] *O'Brien L., Petit D., Lewis E.R. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 106. P. 087204.
- [18] *Ahn S.M., Moon K.W., Cho C.G., Choe S.B.* // Nanotechnology. 2011. V. 22. P. 085201.
- [19] *Mironov V.L., Ermolaeva O.L., Skorohodov E.V., Klimov A.Yu.* // Phys. Rev. B. 2012. V. 85. P. 144418.
- [20] *Миронов В.Л., Ермолаева О.Л.* // Известия РАН. Сер. Физ. 2014. Т. 78. С. 36.
- [21] *Ермолаева О.Л., Скороходов Е.В., Миронов В.Л.* // ФТТ. 2016. Т. 58. С. 2145.
- [22] *Mironov V.L., Ermolaeva O.L., Skorohodov E.V.* // IEEE Trans. Magn. 2016. V. 52. P. 1100607.
- [23] *Klein O., de Loubens G., Naletov V.V. et al.* // Phys. Rev. B. 2008. V. 78. P. 144410.
- [24] *Pigeau B., Hahn C., de Loubens G. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 109. P. 247602.
- [25] *Lee I., Obukhov Yu., Xiang G. et al.* // Nature. 2010. V. 466. P. 845.
- [26] *Kläui M.* // J. Phys. Cond. Matt. 2008. V. 20. P. 313001.
- [27] *Donahue M.J., Porter D.G.* // „OOMMF User's Guide“. Interagency Report NISTIR 6376. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg. <http://math.nist.gov/oommf>.
- [28] *Горев Р.В., Миронов В.Л., Скороходов Е.В.* // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2016. № 3. С. 37.
- [29] *Горев Р.В., Скороходов Е.В., Миронов В.Л.* // ФТТ. 2016. Т. 58. С. 2135.