

МИКРОМАГНИТНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ФЕРРОМАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА В НАНОРАЗМЕРНОЙ ДВУХСЛОЙНОЙ ОБМЕННОСВЯЗАННОЙ ФЕРРОМАГНИТНОЙ ПЛЕНКЕ КВАДРАТНОЙ ФОРМЫ

© 2024 г. Н. В. Шульга^а *, Р. А. Дорошенко^а

^а Институт физики молекул и кристаллов УФИЦ РАН, пр. Октября, 151, Уфа, 450075 Россия

* e-mail: shulga@anrb.ru

Поступила в редакцию 14.06.2023 г.

После доработки 08.10.2023 г.

Принята к публикации 10.10.2023 г.

Для ограниченной двухслойной обменносвязанной пленки адаптирован метод численного расчета ферромагнитного резонанса (ФМР). В этом методе система выводится из равновесного состояния путем короткого слабого возбуждения внешнего магнитного поля. Затем в пакете микромагнитного моделирования OOMMF проводится моделирование возвращения системы в равновесное состояние и фиксируется динамика намагниченности. После выполнения преобразования Фурье временного ряда изменения намагниченности рассчитываются зависимости спектральной плотности от частоты. Резонансные частоты находятся путем соотношения максимумов этих зависимостей и соответствующих им частот. Исследованы основные моды и соответствующее им распределение возбуждения намагниченности в пленках различных размеров при изменении постоянного магнитного поля от насыщающего до нуля. Исследован ФМР, в частности, при ранее изученном вихревом распределении намагниченности в основном состоянии. Показано, что происходит переход основной моды в низкочастотную область при уменьшении напряженности внешнего магнитного поля. В дальнейшем представленная методика может быть использована для анализа динамических свойств мультиферроидных гетероструктур.

Ключевые слова: двухслойная ферромагнитная пленка, ферромагнитный резонанс, микромагнитное моделирование

DOI: 10.31857/S0015323024010029 , **EDN:** ZRTYMQ

ВВЕДЕНИЕ

Магнитные структуры необычной топологии привлекают внимание в связи с перспективой их реализации в спинтронике, устройствах обработки и хранения информации [1]. Это такие наноразмерные магнитные состояния различного типа, как магнитные вихри, скирмионы и т. д. [2], которые можно реализовать в мультиферроиках. С целью определения наиболее перспективных материальных носителей таких структур представляет интерес предварительное теоретическое либо численное исследование таких систем.

Мощным инструментом для экспериментального исследования такого рода систем остается ферромагнитный резонанс (ФМР) [3, 4]. Сигнал ФМР имеет интенсивную и узкую линию поглощения, что делает его чувствительным к форме образца, типу кристаллической структуры, наличию дополнительных выделенных направлений. Поэтому ФМР можно использовать в качестве

диагностического метода свойств анизотропии формы, качества синтезированных наноструктур [5]. Вследствие сложности теоретического описания резонанса в пространственно ограниченных ферромагнитных материалах, для моделирования ФМР может быть использован численный расчет.

ФМР при вихревом распределении намагниченности активно исследовали ранее как для бесконечных, так и конечных образцов круглой и эллиптической формы. При этом было показано существование двух видов мод намагниченности колебаний вихря: низкочастотной поступательной моды, соответствующей движению вихря как целое около положения равновесия [6, 7] и высокочастотных мод, которые соответствуют радиальным [8, 9] и азимутальным [9] колебаниям намагниченности вихря в основном вне его ядра.

Методами магнитно-резонансной силовой микроскопии был исследован магнитный резонанс в нанодиске, обладающем вихревым распределением намагниченности и находящемся

в магнитном поле, перпендикулярном плоскости диска. Было показано, что при изменении внешнего поля, когда оно оказывается противоположно направлению полярности вихря, происходит смена полярности, которой соответствует расщепление частоты прецессии ядра вихря и появление новой ветви резонанса. Это может быть использовано для определения направления поляризации. Пик поглощения чувствителен к полярности ядра вихря: он больше нуля, когда окружающая намагниченность и ядро вихря параллельны, и отрицательны в противоположном случае [10].

Известны различные методы численного расчета ферромагнитного резонанса [11].

Первый, наиболее трудоемкий и требующий значительных затрат вычислительных мощностей подход применяется и в экспериментальных исследованиях. К образцу прикладывается гармонически зависящее от времени магнитное поле определенной частоты. Изменяя частоту в определенном диапазоне, ведется поиск максимумов поглощения мощности микроволнового поля либо максимумов скалярной динамической восприимчивости [12].

В так называемом методе собственных значений [13] проблема сводится к решению задачи на собственные значения, которое и дает набор собственных частот системы.

Наименее трудоемкий метод состоит в том, что система выводится из равновесного состояния путем применения короткого слабого возбуждения с помощью импульса магнитного поля [11]. Затем происходит моделирование возвращения системы в равновесное состояние и фиксируется динамика намагниченности. Резонансные частоты извлекаются затем путем выполнения преобразования Фурье временного ряда изменения намагниченности [14].

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В данной работе, используя последний из описанных методов, мы рассмотрим особенности резонансного поглощения в двухслойной пленке феррита-граната при намагничивании внешним магнитным полем, перпендикулярным плоскости пленки. Верхний слой пленки обладает анизотропией типа “легкая ось”, а нижний — “легкая плоскость”. Пленка имеет конечные размеры, квадратная в поперечном сечении. В такой системе при определенных условиях может реализовываться вихревое распределение намагниченности. Из-за формы пластины и наличия второго слоя состав мод и распределение возбуждения намагниченности по поверхности пленки будут отличаться от исследованных ранее. Пусть ось координат z совпадает с осью одноосной анизотропии.

Внешнее магнитное поле направлено параллельно оси z . Ранее мы уже исследовали ФМР в такой пленке в случае, когда ее поперечные размеры предполагали бесконечными [15].

Функционал энергии системы при равновесном распределении намагниченности имеет вид:

$$W = \sum_{i=1}^2 \int_V dV \{ E_{u,i} + E_{H,i} + E_{d,i} + E_{ex,i} \} - \int_S E_{int} dS. \quad (1)$$

Он включает в себя плотность энергии одноосной магнитной анизотропии

$$E_{u,i} = \frac{K_{u,i}}{M_i^2} M_{z,i}^2,$$

плотность энергии Зеемана

$$E_{H,i} = -\mathbf{M}_i \mathbf{H},$$

плотность энергии дипольного взаимодействия

$$E_{d,i} = -\frac{1}{2} \mathbf{M}_i \mathbf{H}^{(m)},$$

плотность энергии обменного взаимодействия

$$E_{ex,i} = \frac{\alpha_i}{2M_i^2} \left[\left(\frac{\partial \mathbf{M}_i}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \mathbf{M}_i}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \mathbf{M}_i}{\partial z} \right)^2 \right]$$

и плотность энергии межслойного обменного взаимодействия $E_{int} = J \mathbf{M}_1 \mathbf{M}_2$. Здесь $K_{u,i}$ — константы одноосной анизотропии слоев, M_i — намагниченность насыщения слоев, $\mathbf{H}$ — внешнее магнитное поле, $\mathbf{H}^{(m)}$ — поле магнитного дипольного взаимодействия, α_i — константы обменного взаимодействия, J — константа межслойного обменного взаимодействия.

МЕТОДИКА РАСЧЕТА

На первом этапе численно решали задачу нахождения равновесного состояния системы. Расчеты производили в пакете программ трехмерного моделирования ООММФ [16] с дискретизацией на прямоугольной сетке с шагом 5 нм по координатам x и y и шагом 3 нм по координате z . Расчет выполнен для материальных параметров двухслойной пленки, см. [17]: $M_1 \approx 30$ Гс, $M_2 \approx 70$ Гс, $\alpha \approx 10^7$ эрг/см, $K_1 \approx 2 \times 10^4$ эрг/см³, $K_2 \approx -7 \times 10^4$ эрг/см³, $J = 1$ см. Поперечные размеры исследованных пленок варьировали от 200 до 500 нм, толщины слоев равны и изменяли от 10 до 50 нм.

Расчет показал, что в основном состоянии распределение намагниченности близко к вихрю, при приближении к полю насыщения становится однородным. После расчета основного состояния были определены основные частоты ферромагнитного резонанса и соответствующее им возбуждение намагниченности в пленке.

К пленке перпендикулярно ее плоскости прикладывали внешнее постоянное магнитное поле различной напряженности от насыщающего до нулевого значения. Затем система выводится из равновесного состояния путем бесконечно короткого импульсного возбуждения магнитного поля, что вызывает колебание намагниченности образца. Каждые 5 пикосекунд производилась запись на диск значений намагниченности всех ячеек. Всего было сделано $N=4000$ таких записей, таким образом импульс спадал по закону уменьшающейся экспоненты 20000 пикосекунд. Для каждой i -й ячейки было произведено преобразование Фурье временного ряда игриковой компоненты намагниченности:

$$F_y^i(\omega) = \sum_{k=1}^N M_y^i(t_k) e^{-i2\pi\omega t_k}. \quad (2)$$

Затем была рассчитана спектральная плотность мощности для отдельных ячеек:

$$S_y^i(\omega) = |F_y^i(\omega)|^2, \quad (3)$$

которую усредняли по числу всех ячеек L :

$$\langle S_y(\omega) \rangle = \frac{1}{L} \sum_{i=1}^L S_y^i(\omega). \quad (4)$$

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для однородно намагниченной вдоль оси z пленки, когда возбуждение магнитного поля находится в плоскости пленки, можно выделить основной максимум сигнала. В тонких пленках он на несколько порядков больше амплитуд других сигналов (рис. 1), при этом возбуждение плоскостной компоненты намагниченности является однородным и охватывает всю плоскость пленки.

Для выбранного параметра межслойного обмена картина распределения возбуждения намагниченности в верхнем и нижнем слоях пленки не отличается. При уменьшении этого параметра они будут различаться. Частота, на которой наблюдается этот сигнал при заданной толщине пленки, слабо зависит от ее поперечных размеров и в данном случае составляет 2.15 ГГц.

С увеличением толщины пленки происходит его смещение в область низких частот и появляется второй сигнал (рис. 2). На данном рисунке ему соответствует частота 2.3 ГГц. Амплитуда этого сигнала растет с увеличением толщины пленки. Для него характерно возбуждение плоскостной компоненты намагниченности на границах и практически во всей пленке и отсутствие возбуждения в ее центре (рис. 2).

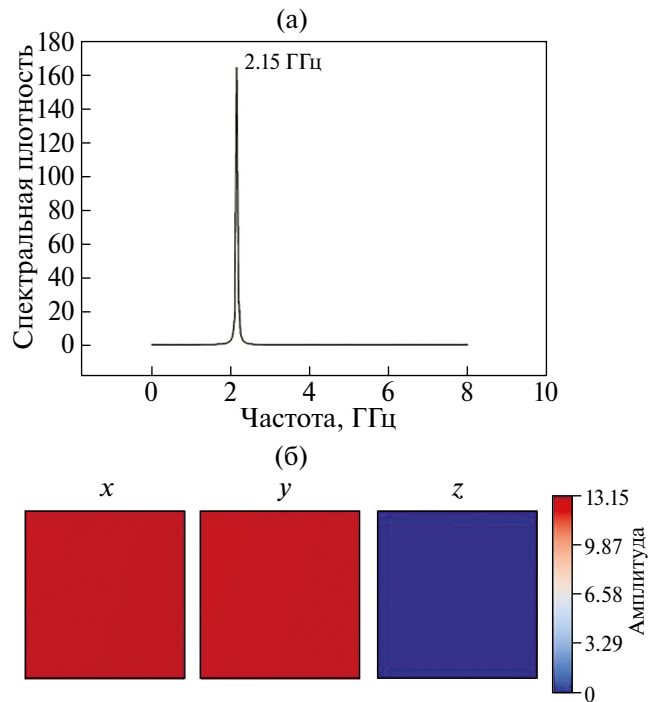


Рис. 1. Зависимость спектральной плотности от частоты (а). Распределение амплитуды колебания по поверхности плёнки для соответствующей моды (б). Плёнка $500 \times 500 \times 12$ нм.

Отметим, что часть мод можно наблюдать только в логарифмическом масштабе. В настоящей работе они не приводятся.

Рассмотрим теперь ферромагнитный резонанс при различных напряженностях магнитного поля, от насыщающего до нуля. Все дальнейшие расчеты проведены для пленки $200 \times 200 \times 48$ нм.

Вначале при уменьшении напряженности поля изменяется однородность намагниченности нижнего слоя. Затем постепенно образуется вихревое распределение намагниченности и в этот процесс вовлекается намагниченность верхнего слоя. При уменьшении напряженности внешнего поля происходит смещение основных мод ферромагнитного резонанса в область низких частот, порядок следования двух основных мод друг за другом не меняется, а их амплитуды возрастают (рис. 3). При этом соотношение амплитуд сигналов двух главных мод меняется.

Вместе с тем возбуждение намагниченности, соответствующее высокочастотным модам, является неоднородным. Например, на рис. 3б отмечена мода с частотой 2.1 ГГц. Распределение амплитуды колебания показывает, что это так называемая угловая мода. Когда напряженность внешнего поля приближается к нулевому значению, вихревое распределение намагниченности охватывает оба слоя образца, за исключением небольшого участка в центре, образованного намагниченностью, направленной нормально по

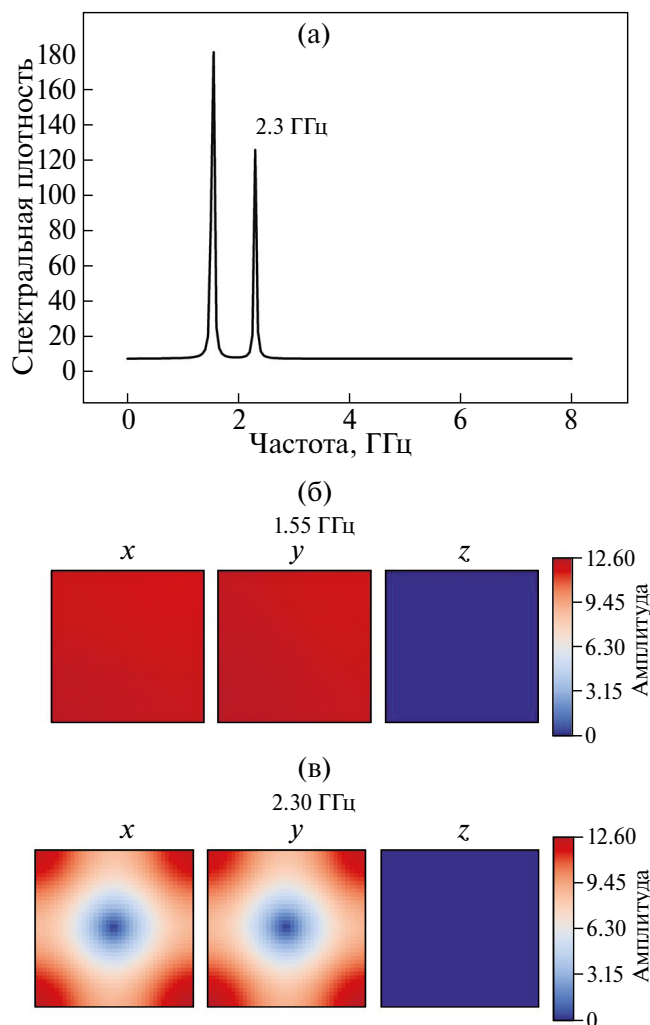


Рис. 2. Зависимость спектральной плотности от частоты (а). Распределение амплитуды колебания по поверхности плёнки для соответствующей моды (б, в). Плёнка $200 \times 200 \times 48$ нм.

отношению к плоскости пленки. При такой напряженности внешнего поля остаются только неоднородные моды ФМР (рис. 3г) – моды более низких порядков. В отсутствие внешнего поля распределение возбуждения намагниченности для моды 0.15 ГГц максимально на границах пленки и отсутствует в ее центре (аналогично второй моде на рис. 2). Кроме того, появляется мода 0.5 ГГц, чье распределение амплитуды возбужденной намагниченности имеет вид, представленный на рис. 4б – оно напоминает распределение амплитуды для низкочастотной моды за исключением того, что в центре теперь обнаруживается два минимума сигнала намагниченности.

Проведен расчет изменения амплитуды спектральной плотности мощности при намагничивании образца. Вместе со смещением частоты в высокочастотную область происходит плавное

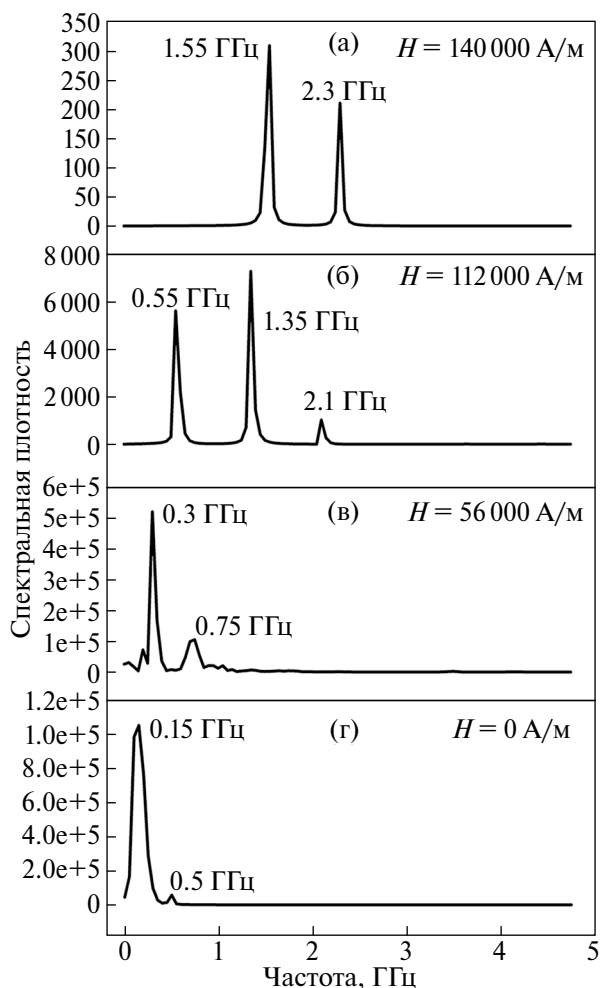


Рис. 3. Зависимость амплитуды спектральной плотности мощности от частоты при различных значениях напряженности магнитного поля. Цифрами у кривых обозначены частоты соответствующих мод. Пластина $200 \times 200 \times 48$ нм.

уменьшение амплитуды вплоть до точки насыщения образца. При этом кривые для пленок больших поперечных размеров оказываются выше (рис. 5).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Методом численного расчета исследован ферромагнитный резонанс в двухслойной ограниченной пленке, верхний слой которой обладает анизотропией типа “легкая ось”, а нижний – “легкая плоскость”. Расчет позволил не только найти основные частоты ФМР, но и получить соответствующую им картину распределения возбуждения намагниченности в пленке. В насыщенном состоянии для пленок исследованных размеров выделяется низкочастотная мода. Часто она является единственной модой, видимой в обычном масштабе графиков. Возбуждение нижней моды

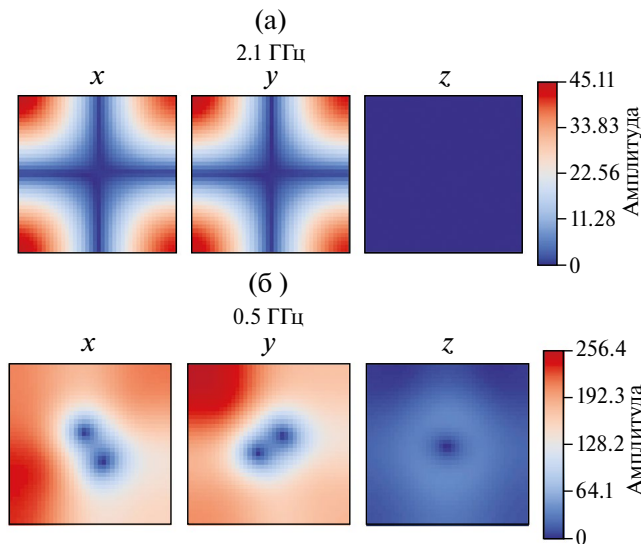


Рис. 4. Распределение амплитуды колебания по поверхности плёнки для соответствующей моды рис. 4а для рис. 3б и рис. 4б для рис. 3г. Пластина $200 \times 200 \times 48$ нм.

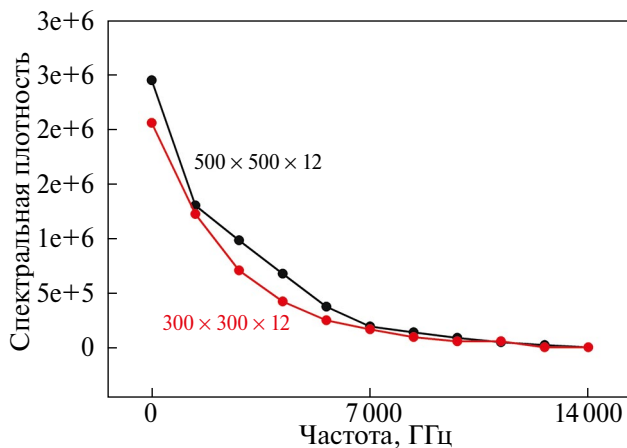


Рис. 5. Зависимость амплитуды спектральной плотности мощности от напряженности магнитного поля. Цифрами около кривых обозначены размеры соответствующих плёнок.

охватывает всю плоскость пленки. Для более высоких мод возбуждение становится неоднородным и соответствует геометрии вихря. Когда напряженность внешнего поля приближается к нулевому значению, вихревое распределение намагниченности охватывает оба слоя образца, за исключением небольшого участка в центре, образованного намагниченностью, направленной нормально к плоскости пленки. При этом основная мода смещается в низкочастотную область.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 23–22–00225, ФГБНУ Уфимский федеральный

исследовательский центр РАН, Республика Башкортостан).

Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Prokashnikova A.V., Paporkov V.A. Study of the magneto-optical properties of structures on curved surfaces for creating memory elements on magnetic vortices // Russian Microelectronics. 2020, V. 49. № 5. P. 358–371.
2. Пятаков А.П., Сергеев А.С., Николаева Е.П., Косых Т.Б., Николаев А.В., Звездин К.А., Звездин А.К. Микромагнетизм и топологические дефекты в магнитоэлектрических средах // УФН. 2015. Т. 185. № 10. С. 1077–1088.
3. Farle M., Silva T., Woltersdorf G. Spin dynamics in the time and frequency domain // Magnetic Nanostructures. Springer Tracts in Modern Physics. 2013. V. 246. P. 37–83.
4. Носов А.П., Дубинин С.С., Стариченко Д.В., Иванов Д.В., Кобелев А.В., Кравцов Е.А., Рябухина М.В., Антропов Н.О., Бессонов В.Д., Наумов С.В., Устинов В.В. Особенности магнитной анизотропии тонких пленок железоиттриевого граната, полученных методом импульсного лазерного осаждения // ФММ. 2018. Т. 119. № 11. С. 1121–1126.
5. Куприянова Г.С., Орлова А.Н., Зюбин А.Ю., Асташенков А.В. Ферромагнитный резонанс как метод диагностики качества многослойных структур и их функциональных свойств // Вестник СПбГУ. Сер. 4. 2016. Т. 3 (61). № 3. С. 256–266.
6. Thiele A.A. Steady-State Motion of Magnetic Domains // Phys. Rev. Lett. 1973. V.30. № 6. P. 230–233.
7. Guslienko K.Yu., Ivanov B.A., Novosad V., Shima H., Otani Y., Fukamichi K. Eigenfrequencies of vortex state excitations in magnetic submicron-size disks // J. Appl. Phys. 2002. V. 9. № 10. P. 8037–8039.
8. Guslienko K.Yu., Scholz W., Chantrell R.W., Novosad V. Vortex-state oscillations in soft magnetic cylindrical dots // Phys. Rev. B. 2005. V. 71. P. 144407–1–144407–8.
9. Giovannini L., Montoncello F., Nizzoli F., Gubbiotti G., Carlotti G., Okuno T., Shinjo T., Grimsditch M. Spin excitations of nanometric cylindrical dots in vortex and saturated magnetic states // Phys. Rev. B. 2004. V. 70. P. 172404–1–172404–8.
10. De Loubens G., Riegler A., Pigeau B., Lochner F., Boust F., Guslienko K.Y., Hurdequint H., Molenkamp L.W., Schmidt G., Slavin A.N., Tiberkevich V.S., Vukadinovic N., Klein O. Bistability of Vortex Core Dynamics in a Single Perpendicularly Magnetized Nanodisk // Phys. Rev. Letters. 2009. V. 102. Issue 17. P. 177602(4).
11. Baker A., Beg M., Ashton G., Albert M., Chernyshenko D., Wang W., Zhang S., Bisotti M.-A., Franchin M., Hu C.L., Stamps R., Hesjedal T., Fangohr H. Proposal of a micro-magnetic standard problem for ferromagnetic resonance simulations // JMMM. 2017. V. 421. P. 428–439.

12. *Labbe S., Bertin P.-Y.* Microwave polarizability of ferrite particles with non-uniform magnetization // *J. Magn. Magn. Mater.* 1999. V. 206. P. 93–105.
13. *d'Aquino M., Serpico C., Miano G., Forestiere C.* A novel formulation for the numerical computation of magnetization modes in complex micromagnetic systems // *JMMM*. 2009. V. 228. № 17. P. 6130–6149.
14. *McMichael R.D., Stiles M.D.* Magnetic normal modes of nanoelements // *J. Appl. Phys.* 2005. V. 97. P. 10J901–1–10J901–3.
15. *Шульга Н.В., Дорошенко Р.А.* Резонансные моды двухслойной обменно-связанной ферромагнитной пленки при наклонном намагничивании // *ФММ*. 2015. Т. 116. № 2. С. 150–155.
16. *Donahue M.J., Porter D.G.* OOMMF User's Guide. Version 1.0 NISTIR6376. National institute of standards and technology. Gaithersburg, MD. 1999.
17. *Сукстанский А.Л., Ямпольская Г.И.* Динамическая магнитная восприимчивость двухслойной пленки в сильном магнитном поле. // *ФТТ*. 2000. Т. 42. № 5. С. 866–872.