Письма в ЖЭТФ, том 106, вып. 7, с. 445 – 450

Связанные спиновые волны в индуцированных упругими деформациями магнитных волноводах в структуре ЖИГ-пьезоэлектрик

А. В. Садовников[+*1)], *А. А. Грачев*[+], *Е. Н. Бегинин*[+], *С. А. Одинцов*[+], *С. Е. Шешукова*[+], *Ю. П. Шараевский*[+], *А. А. Сердобинцев*[+], *Д. М. Митин*[+], *С. А. Никитов*[+,*]

[+]*Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, 410012 Саратов, Россия*

[*]*Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова, 125009 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 9 августа 2017 г.

После переработки 11 сентября 2017 г.

Методом численного моделирования и экспериментальным методом Мандельштам–Бриллюэновской спектроскопии продемонстрирована возможность управления свойствами спиновых волн, распространяющихся в ограниченной в поперечном направлении слоистой структуре ЖИГ-пьезоэлектрика. Показано, что электрическое поле, приложенное к слою пьезоэлектрика, индуцирует неоднородное распределение внутреннего магнитного поля в ферромагнитном слое, что приводит к формированию волноводных каналов для спиновых магнитостатических волн. При этом изменение угла подмагничивания структуры позволяет эффективно управлять свойствами связанных спиновых волн. Полученные результаты демонстрируют возможность интеграции стрейнтроники и магноники для создания управляемых электрическим и магнитным полем делителей мощности, мультиплексеров и ответвителей СВЧ-сигнала.

DOI: 10.7868/S0370274X17190092

В последнее время актуальной задачей является исследование свойств электромагнитных волн, распространяющихся в композитных микроструктурах, свойствами которых можно управлять путем изменения статических магнитных и электрических полей [1–8]. Особый интерес представляют магнитные волноведущие структуры на основе тонких пленок железо-иттриевого граната (ЖИГ) [2]. В этих структурах благодаря низкому коэффициенту затухания возможно распространение спиновых волн (СВ) с различными типами дисперсионных характеристик [9, 10]. Микроструктуры конечной ширины на основе пленок ЖИГ являются ключевыми элементами "магнонных сетей", находящих широкое применение в планарных устройствах для обработки сигналов, в которых информация передается с помощью СВ, а логические операции реализованы на основе принципов спин-волновой интерференции [11–14]. В тоже время в рамках научного направления стрейнтроники представляется важным создать новое поколение устройств обработки сигналов микроволнового и терагерцового диапазонов на основе эффектов изменения магнитных и электрических свойств материалов с помощью воздействия управляющих полей. В композитных структурах, состоящих из пленки ЖИГ и слоя сегнетоэлектрика или пьезоэлектрика, оказывается возможным управлять спектром магнитостатических спиновых волн (МСВ) с помощью изменения как магнитного, так и электрического полей [7, 8, 15]. Перестройка рабочего диапазона частот с помощью магнитного поля для устройств магноники [2] происходит значительно медленнее и требует большего расхода энергии, в отличие от электрической перестройки. Использование пьезоэлектрических слоев в латеральных топологиях магнитных микроструктур [12] позволяет существенно расширить функциональность последних за счет возможности создания управляемых волноведущих каналов [16]. В то же время остается не ясным, как изменение угла подмагничивания композитной микроструктуры ЖИГ-пьезоэлектрика влияет на свойства динамически индуцированных деформациями волноводных каналов и, следовательно, на спектр СВ. В настоящей работе проведено теоретическое и экспериментальное исследование механизмов трансформации спектра собственных мод касательно намагниченной слоистой микроструктуры ЖИГ-пьезоэлектрика при изменении значения электрического поля и направления внешнего магнитного поля

1)e-mail: SadovnikovAV@gmail.com

с учетом влияния размагничивающих полей в магнитном микроволноводе.

Спектром собственных мод ЖИГ-пьезоэлектрических микроволноводов в случае касательного намагничивания в геометрии поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) [9, 17–20] возможно управлять электрическим полем [3, 4, 21–23] за счет деформации слоя пьезоэлектрика вследствие обратного пьезоэффекта. Деформация передается ЖИГ-пленке, которая механически связана с пьезоэлектрическим слоем. Из-за обратного эффекта магнитострикции (эффект Виллари) в ЖИГ-пленке изменяется внутреннее магнитное поле [3, 23, 24]. На рис. 1a схематически показана рассматриваемая структура,

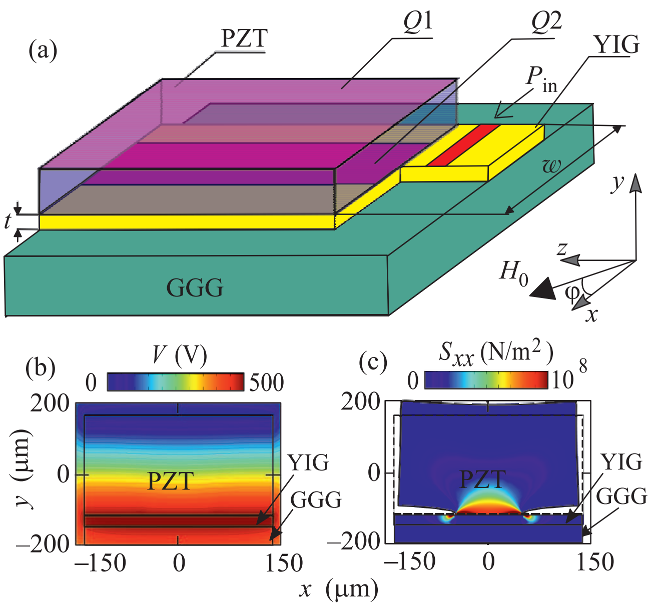

Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Схема рассматриваемой структуры ЖИГ-пьезоэлектрика. (b) – Распределение электрического потенциала при приложении к электроду $Q2$ напряжения 500 В. (c) – Распределение компоненты тензора упругих деформаций S_{xx} в случае приложения внешнего электрического поля к пьезоэлектрическому слою. Пунктиром отмечены границы слоя ЦТС в случае $E_0 = 0$ кВ/см

представляющая собой нерегулярный микроволновод из пленки ЖИГ (111), толщиной $t = 10$ мкм, шириной $w = 200$ мкм и намагниченностью насыщения $M_0 = 139$ Гс, находящийся на подложке из галлий-гадолиниевого граната (ГГГ (111)) толщиной 200 мкм. На микроволноводе расположен пьезоэлектрический слой цирконата-титаната свинца (ЦТС) [25] толщиной 300 мкм и шириной 200 мкм с нанесенными на него электродами из никеля. Ширина верхнего электрода $Q1$ составляла 200 мкм, толщина 250 нм. Нижний электрод $Q2$, расположенный на границе ЖИГ-пьезоэлектрика, шириной 100 мкм и толщиной 50 нм использовался для создания эффективной локальной деформации поверхности ЖИГ-микроволновода. Структура помещена в однородное статическое магнитное поле $H_0 = 1200$ Э, направленное под углом φ к оси x. Данная конфигурация позволяет эффективно возбуждать ПМСВ при изменении угла внешнего магнитного поля в диапазоне от $\varphi = 0°...20°$ [26]. При приложении напряжение $V_c = -500...500$ В к электроду $Q2$ внешнее электрическое поле в пьезоэлектрическом слое будет составлять $E_0 = -16.6...16.6$ кВ/см. Распределение электрического потенциала показано на рис. 1b для случая $E_0 = 16.6$ кВ/см. Численное моделирование было проведено методом конечных элементов (МКЭ) [27]. На *первом этапе* выполнен расчет упругой деформации, вызываемой внешним электрическим полем E_0 в слое пьезоэлектрика. Расчетная область была разбита на конечные элементы в виде треугольников с наименьшим размером элемента, 25 нм, в области электродов. Для расчетов были использованы следующие параметры пьезоэлектрического слоя: плотность $\rho = 7.8$ г/см^3, диэлектрическая проницаемость $\varepsilon = 2400$, магнитная проницаемость $\mu = 1$, компоненты пьезоэлектрического модуля $d_{31} = -210 \cdot 10^{-12}$ Кл/Н, $d_{33} = 500 \cdot 10^{-12}$ Кл/Н. Относительное изменение размеров слоя ЦТС показано на рис. 1c, где градациями цвета изображено распределение значений компоненты тензора упругой деформации S_{xx} в случае приложения положительного напряжения $V_c = 500$ В к электроду $Q2$. Из рис. 1c следует, что деформация пьезоэлектрического слоя возникает в области электрода.

На *втором этапе* была решена статическая задача и оценено влияние деформации пьезоэлектрического слоя на ЖИГ-микроволновод. Далее были получены профили внутреннего магнитного поля ЖИГ-микроволновода с учетом изменения угла внешнего магнитного поля φ, и исследован спектр собственных мод слоистой структуры с учетом полученного статического магнитного потенциала. В численной модели использовались линейные уравнения магнитострикции, записанные в следующей форме [28]:

$$\begin{cases} T = c^B S - h_t B, \\ H = -hS + \gamma^S B, \end{cases} \tag{1}$$

где T – тензор механического напряжения, c^B – матрица податливости, S – тензор деформации, h и h_t – пьезомагнитные константы, H – напряженность магнитного поля, B – магнитная индукция, γ^S – величина обратной проницаемости магнитного материала. Вследствие обратного пьезоэффекта ЖИГ-микроволновод деформируется, что приводит к изменению внутреннего магнитного поля. При расчетах были использованы следующие магнитострикционные константы для ЖИГ при комнатной температуре: $\lambda_{100} = -1.4 \cdot 10^{-6}$ и $\lambda_{111} = -2.4 \cdot 10^{-6}$, равные относительным магнитострикционным удлинениям вдоль соответствующих осей $\langle 100\rangle$ и $\langle 111\rangle$; при этом магнитострикция насыщения $\lambda_S = -2.2 \cdot 10^{-6}$ [9, 29].

На рис. 2a показано распределение внутреннего магнитного поля вдоль оси x при изменении угла

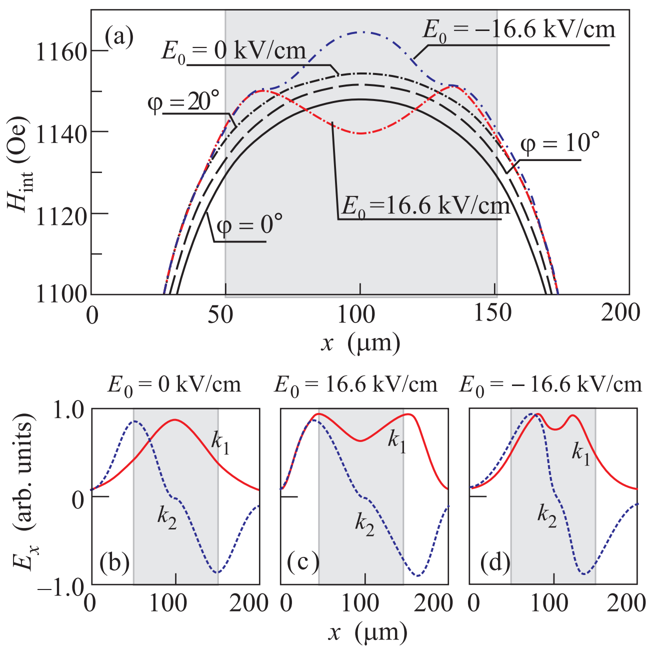

Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – Профили внутреннего магнитного поля ЖИГ-микроволновода в случае изменения угла подмагничивания φ и в случае приложения напряжения к электроду. (b) – Распределение компоненты E_x электрического поля для первой k_1 и второй k_2 низших мод одиночного микроволновода и (c) – симметричной и антисимметричной низших мод слоистой структуры ЖИГ-пьезоэлектрика в случае, когда $E_0 = 16.6$ кВ/см и $E_0 = -16.6$ кВ/см (d). Серым цветом отмечена область, ширина которой соответствует ширине электрода $Q2$

подмагничивания ($\varphi = 0°, 10°, 20°$). Стоит отметить, что для случая $\varphi = 0°$ результат расчета совпадает с аналитическим результатом, полученным в работе [30]. Результаты приведены для случаев $E_0 = 0$, 16.6 и -16.6 кВ/см. При изменении угла направления внешнего магнитного поля от 0° до 20° значение внутреннего магнитного поля H_{int} в центре ЖИГ-микроволновода увеличивается на 10 Э. Приложение напряжения к слою пьезоэлектрика приводит к трансформации величины внутреннего магнитного поля. В случае, когда электрическое поле в пьезоэлектрическом слое составляет $E_0 = 16.6$ кВ/см, профиль внутреннего магнитного поля трансформируется и значение H_{int} в центре структуры уменьшается на 15 Э. Можно отметить, что результаты численного расчета МКЭ хорошо согласуются как с теоретическим исследованиями сдвига магнитного поля в структуре ЖИГ-пьезоэлектрика [21, 22], так и с экспериментальными результатами измерений сдвига частоты в резонаторе на основе ЖИГ [3]. В случае, когда $E_0 = -16.6$ кВ/см, наблюдается локальное увеличение H_{int}. Таким образом, при изменении статического электрического поля, ПМСВ распространяется в неоднородном потенциале внутреннего магнитного поля.

На *третьем этапе* численного моделирования выполнялись оценка влияния деформации на внутренне магнитное поле $H_{\text{int}}(x)$ и расчет электродинамических характеристик слоистой структуры. Поскольку моделирование проводится в частотной области, то предполагаем, что все компоненты электромагнитного поля поля зависят от частоты по закону $e^{j\omega t}$. В этом случае из уравнений Максвелла для вектора напряженности электрического поля $\mathbf{E}$ следует известное уравнение второго порядка:

$$\nabla \times (\hat{\mu}^{-1} \nabla \times \mathbf{E}) - k^2 \varepsilon \mathbf{E} = 0, \tag{2}$$

где $k = \omega/c$ – волновое число в вакууме, $\omega = 2\pi/f$ – круговая частота, f – частота электромагнитной волны, $\varepsilon = 14$ – эффективное значение диэлектрической проницаемости для ЖИГ-микроволновода.

Тензор магнитной проницаемости в приближении безграничной тонкой пленки ЖИГ для произвольного угла намагничивания φ по отношению к оси x может быть записан в виде (3) [18, 19, 31, 32]:

$$\hat{\mu} = \begin{vmatrix} \mu(f)\sin^2\varphi + \cos^2\varphi & \mathrm{i}\mu_a(f)\sin\varphi & (1-\mu(f))\sin\varphi\cos\varphi \\ -\mathrm{i}\mu_a(f)\sin\varphi & \mu(f) & \mathrm{i}\mu_a(f)\cos\varphi \\ (1-\mu(f))\sin\varphi\cos\varphi & -\mathrm{i}\mu_a(f)\cos\varphi & \mu(f)\cos^2\varphi + \sin^2\varphi \end{vmatrix}, \tag{3}$$

$$\mu(f) = \frac{f_H(f_H + f_M) - f^2}{f_H^2 - f^2}, \qquad \mu_a(f) = \frac{f_M f}{f_H^2 - f^2},$$

где $f_M = \gamma 4\pi M_0 = 4.9$ ГГц, $f_H = \gamma H_{\text{int}}(x)$, $\gamma = 2.8$ МГц/Э – гиромагнитное отношение в ЖИГ-пленке.

Отметим, что распределение внутреннего магнитного поля $H_{\text{int}}(x)$ определяется двумя факторами – углом намагничивания φ и решением системы (1).

С помощью МКЭ были рассчитаны электродинамические характеристики слоистой структуры. Стоит отметить, что в ЖИГ-микроволноводах конечной ширины спектр собственных мод ПМСВ представляет собой набор "ширинных" мод [20] с поперечными волновыми числами $k_x = n\pi/w$, $(n = 1, 2, 3...)$. На рис. 2b показаны распределения компоненты E_x электрического поля, соответствующие первой (с продольным волновым числом $k_1 = 175\,\text{см}^{-1}$) и второй ($k_2 = 320\,\text{см}^{-1}$) "ширинным" модам магнитного микроволновода [20] на частоте $f = 5.35$ ГГц. В случае положительного значения поля $E_0 = 16.6$ кВ/см профили первой и второй моды (см. рис. 2c) трансформируются в профили симметричной (с волновым числом k_S) и антисимметричной моды (с волновым числом k_{AS}) системы латеральных магнитных каналов, образованных неоднородным внутренним полем в магнитном микроволноводе [12, 33, 34]. При этом выполнятся условие $k_1 \approx k_S$, $k_2 \approx k_{AS}$. Приложение отрицательного значения электрического поля также приводит к трансформации распределений полей собственных мод ЖИГ-микроволновода (см. рис. 2d), причем, в отличие от случая положительного значения E_0, электрическое поле электромагнитной волны локализуется в области контакта пленки ЖИГ и пьезоэлектрического слоя.

На рис. 3a показаны дисперсионные характеристики первой ($n = 1$) и второй ($n = 2$) поперечной мод одиночного ЖИГ-микроволновода в случае изменения угла подмагничивания φ. Видно, что для фиксированной частоты значения продольных волновых чисел k_1 и k_2 уменьшаются. Важным параметром, описывающим связь СВ, распространяющихся вдоль индуцированных деформациями волноводных каналов, является пространственная длина биения $L = 2\pi/|k_S - k_{AS}|$, численно равная расстоянию вдоль оси z, на котором энергия волны перекачивается из одного волноводного канала в другой и возвращается обратно [12, 33, 34]. На рис. 3b приведена зависимость длины биения от приложенного к слою пьезоэлектрика напряжения для различных углов подмагничивания структуры. Видно, что при увеличении E_0 или значения φ длина биения монотонно возрастает. При этом увеличение магнитного поля H_0 также приводит к росту длины биений, что демонстрирует рис. 3c. Стоит отметить, что величина $|dL/dH|$ максимальна в случае угла подмагничивания $\varphi = 20°$.

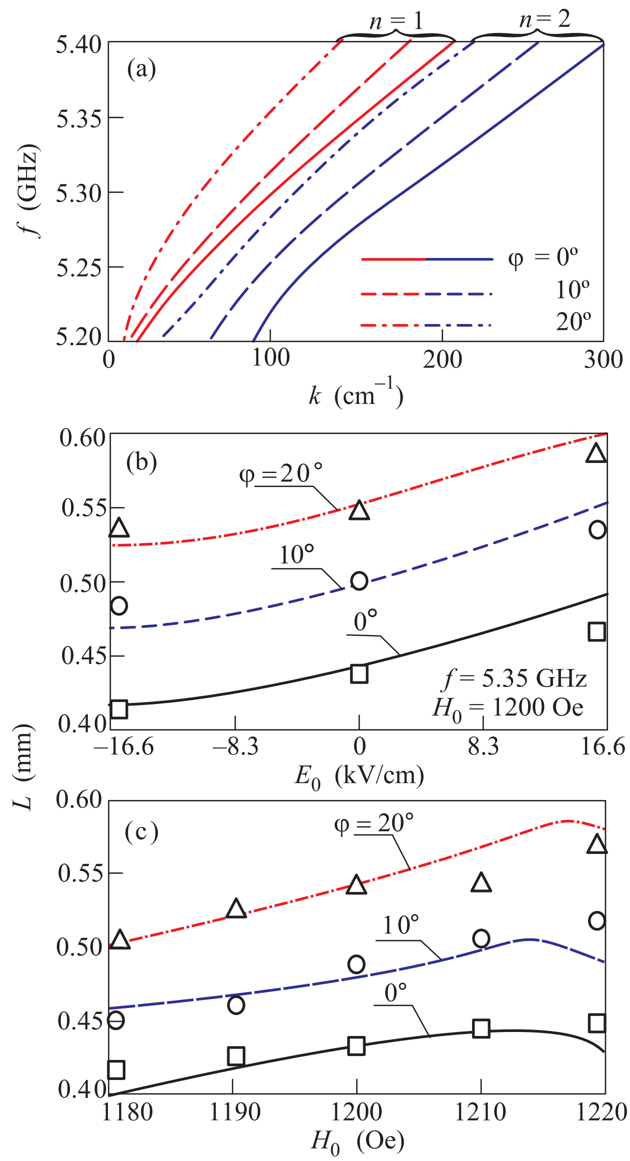

Рис. 3. (Цветной онлайн) (a) – Дисперсионные характеристики для первой ($n = 1$) и второй ($n = 2$) мод ЖИГ-микроволновода в случае изменения угла подмагничивания φ. (b) – Зависимость длины биения от внешнего электрического поля при различных углах подмагничивания φ. (c) – Зависимость длины биения L от приложенного магнитного поля H_0 при различных углах подмагничивания φ. Линиями указаны результаты численного расчета, символами – результаты экспериментального исследования

Экспериментальное исследование пространственной динамики ПМСВ проводилось методом Мандельштам–Бриллюэновской спектроскопии (МБС) магнитных материалов [34–36]. Для возбуждения ПМСВ была использована антенна шириной 30 мкм в виде закороченного отрезка микрополосковой линии передачи на поликоровой подложке. Область входного СВЧ-сигнала обозначена как P_{in} на рис. 1a, при этом нерегулярный участок в области возбуждения СВ, изображенный на рис. 1a, обеспечивает эффективное возбуждение первой и второй "ширинных" мод [37] в случае

$E_0 = 0\,$кВ/см и возбуждение как симметричной, так и антисимметричной мод в случае $E_0 \neq 0\,$кВ/см. С помощью сканирования поверхности структуры со стороны оптически отполированного слоя ГГГ было проведено измерение квадрата динамической намагниченности m^2 вдоль области каждого магнитного канала. Поскольку результирующее распределение m^2 является результатом интерференции первой и второй мод в случае $E_0 = 0\,$кВ/см и симметричной и антисимметричной мод для случая $E_0 \neq 0\,$кВ/см, то оказывается возможным провести определение [34] длины биения L. Результаты экспериментального исследования методом МБС изображены на рис. 3b и рис. 3c символами для различных значений угла φ. Получено достаточно хорошее согласование результатов экспериментального и численного исследований, что подтверждает возможность использования рассматриваемой структуры как спин-волнового элемента с двойным управлением свойствами спиновых волн путем как изменения угла поля подмагничивания, так и приложенного к слою PZT электрического напряжения. При этом из сравнения рис. 3b и рис. 3c следует, что в рассматриваемых областях изменения параметров E_0, H_0 и φ оказывается возможным изменение длины биения L в 1.5 раза, что позволяет рассматривать предложенную структуру в качестве направленного спин-волнового ответвителя, аналогично более сложной системе латеральных ЖИГ-микроволноводов [12].

Таким образом, с помощью численного моделирования и эксперимента МБС проведено исследование свойств связанных спиновых волн, распространяющихся в ограниченных по ширине композитных микроструктурах ЖИГ-пьезоэлектриков. Показано, что в такой структуре оказывается возможным управление спектром собственных мод спиновых волн при изменении приложенного к пьезоэлектрику электрического напряжения и путем изменения угла подмагничивания. Использование пьезоэлектрических слоев позволяет существенно расширить функциональность латеральных микроструктур за счет дополнительной возможности двойного управления их характеристиками. При этом пьезоэлектрический слой индуцирует неоднородное распределение внутреннего магнитного поля, приводящего к формированию двух латеральных волноводных каналов, вдоль которых распространяются спиновые волны. Предложенная нерегулярная композитная микроструктура может быть использована при создании управляемых делителей мощности, мультиплексеров и ответвителей СВЧ-сигнала.

Работа поддержана грантами РФФИ (# 16-29-14021, # 16-37-00217), стипендией (СП-313.2015.5) и грантом Президента РФ (МК-5837.2016.9). Экспериментальное исследование методом Мандельштам–Бриллюэновской спектроскопии свойств связанных спиновых волн выполнено в рамках гранта РНФ # 14-19-00760.

1. V. B. Anfinogenov, T. N. Verbitskaya, P. E. Zil'berman, G. T. Kazakov, S. V. Meriakri, and V. V. Tikhonov, Sov. Phys. Tech. Phys. **35**, 1068 (1990).
2. 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, and E. S. Pavlov, Phys. Usp. **58**, 1099 (2015).
3. Y. K. Fetisov and G. Srinivasan, Appl. Phys. Lett. **88**, 143503 (2006).
4. G. Srinivasan and Y. K. Fetisov, Ferroelectrics **342**, 65 (2006).
5. A. V. Sadovnikov, A. A. Grachev, E. N. Beginin, S. E. Sheshukova, Yu. P. Sharaevskii, and S. A. Nikitov, Phys. Rev. Appl. **7**, 014013 (2017).
6. V. E. Demidov, B. A. Kalinikos, and P. Edenhofer, J. Appl. Phys. **91**, 10007 (2002).
7. A. V. Sadovnikov, E. N. Beginin, K. V. Bublikov, S. V. Grishin, S. E. Sheshukova, Yu. P. Sharaevskii, and S. A. Nikitov, J. Appl. Phys. **118**, 203906 (2015).
8. V. E. Demidov, B. A. Kalinikos, S. F. Karmanenko, A. A. Semenov, and P. Edenhofer, IEEE Trans. Microwave Theory Tech. **51**, 2090 (2003).
9. A. G. Gurevich and G. A. Melkov, *Magnetization Oscillations and Waves*, CRC-Press, London, New York (1996).
10. А. В. Вашковский, В. С. Стальмахов, Ю. П. Шараевский, *Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот*, СГУ, Саратов (1993).
11. A. V. Chumak, V. I. Vasyuchka, A. A. Serga, and B. Hillebrands, Nat. Phys. **11**, 453 (2015).
12. A. V. Sadovnikov, E. N. Beginin, S. E. Sheshukova, D. V. Romanenko, Yu. P. Sharaevskii, and S. A. Nikitov, Appl. Phys. Lett. **107**, 202405 (2015).
13. A. Khitun, M. Bao, and K. L. Wang, J. Phys. D **43**, 264005 (2010).
14. V. V. Kruglyak, S. O. Demokritov, and D. Grundler, J. Phys. D **43**, 264001 (2010).
15. A. B. Ustinov, G. Srinivasan, and B. A. Kalinikos, Appl. Phys. Lett. **90**, 031913 (2007).
16. A. V. Sadovnikov, A. A. Grachev, E. N. Beginin, S. E. Sheshukova, Yu. P. Sharaevsky, A. A. Serdobintsev, D. M. Mitin, and S. A. Nikitov, IEEE Transactions on Magnetics **PP**, 1 (2017).

17. R. W. Damon and J. Eschbach, J. Phys. Chem. Solids **19**, 308 (1961).
18. R. E. Camley, Surface Science Reports **7**, 103 (1987).
19. M. S. Sodha and N. C. Srivastava, *Microwave Propagation in Ferrimagnetics Springer*, Springer US, N.Y. (1981).
20. T. W. O'Keefe and R. W. Patterson, J. Appl. Phys. **49**, 4886 (1978).
21. M. I. Bichurin, I. A. Kornev, V. M. Petrov, A. S. Tatarenko, Yu. V. Kiliba, and G. Srinivasan, Phys. Rev. B **64**, 094409 (2001).
22. M. I. Bichurin, V. M. Petrov, Yu. V. Kiliba, and G. Srinivasan, Phys. Rev. B **66**, 134404 (2002).
23. A. B. Ustinov, G. Srinivasan, and Y. K. Fetisov, J. Appl. Phys. **103**, 063901 (2008).
24. A. B. Ustinov and G. Srinivasan, Appl. Phys. Lett. **93**, 142503 (2008).
25. Ceramics Piezo Materials Piezo Technology Catalog-PIC.pdf. [Electronic resours] http://www.eurotek-general.com/upload/PDF/PICeramic/Piezo (Date of downloads 9.05.2017).
26. A. V. Sadovnikov, C. S. Davies, V. V. Kruglyak, D. V. Romanenko, S. V. Grishin, E. N. Beginin, Y. P. Sharaevskii, and S. A. Nikitov, Phys. Rev. B, in press (2017).
27. А. В. Садовников, А. Г. Рожнев, Известия высших учебных заведений. Прикладная нелинейная динамика **20**, 143 (2012).
28. C. Slaughter, *Excerpt from the Proceedings of the COMSOL Conference*, Boston (2009).
29. Г. С. Кринчик, *Физика магнитных явлений*, Изд. МГУ, М. (1976).
30. O. Karlqvist, Trans. Roy. Inst. Techno **86**, 3 (1954).
31. M. J. Hurben and C. E. Patton, J. Magnetism and Magnetic Mater. **163**, 39 (1996).
32. С. В. Гришин, А. В. Садовников, Д. В. Романенко, Матер. XXIV Междунар. конф. "Электромагнитное поле и материалы (Фундаментальные физические исследования)" (2016), 128 с.
33. A. Y. Annenkov, S. V. Gerus, and S. I. Kovalev, J. Comm. Technology and Electronics **41**, 196 (1996).
34. А. В. Садовников, А. А. Грачев, Е. Н. Бегинин, С. А. Одинцов, С. Е. Шешукова, Ю. П. Шараевский, С. А. Никитов, Письма в ЖЭТФ **105**, 6 (2017).
35. S. O. Demokritov, B. Hillebands, and A. N. Slavin, Phys. Rep. **348**, 441 (2001).
36. V. E. Demidov, S. Urazhdin, A. Zholud, A. V. Sadovnikov, A. N. Slavin, and S. O. Demokritov, Sci. Rep. **5**, 8578 (2015).
37. S. N. Bajpai, J. Appl. Phys. **58**, 910 (1985).