05,07

Магнитоэлектрический эффект в области магнитоакустического резонанса в режиме толщинно-продольной моды в структуре ИЖГ/ниобат лития/кремний

© М.И. Бичурин, О.В. Соколов, И.Ю. Марков ¶

Политехнический Институт, Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого, Великий Новгород, Россия

¶E-mail: ivanmarckov02@mail.ru

Поступила в Редакцию 8 сентября 2025 г.
В окончательной редакции 8 сентября 2025 г.
Принята к публикации 12 ноября 2025 г.

Выполнено теоретическое исследование магнитоэлектрического взаимодействия в слоистой структуре феррит–пьезоэлектрик–подложка в режиме частотного совпадения ферромагнитного резонанса в феррите и одной из мод электромеханического резонанса пьезоэлектрика. Представлены результаты расчета магнитоэлектрического коэффициента в области магнитоакустического резонанса в структуре ИЖГ/ниобат лития/кремний в режиме толщинно-продольной моды. На частоте резонанса 1.7 GHz магнитоэлектрический коэффициент равен 32 V/(cm · Oe). Полученные результаты могут быть использованы при постановке экспериментального исследования.

Ключевые слова: магнитоэлектрический эффект, электромеханический резонанс, ферромагнитный резонанс, магнитоакустический резонанс, иттрий-железистый гранат, ниобат лития, слоистая магнитоэлектрическая структура.

DOI: 10.61011/FTT.2025.11.62152.3k-25

1. Введение

В последние годы большое внимание в научной периодике уделяется теоретическим и прикладным исследованиям магнитоэлектрического (МЭ) эффекта в композиционных материалах, состоящих из магнитных и пьезоэлектрических компонентов [1,2]. Основные усилия исследователей в этой области были направлены на поиск путей увеличения МЭ эффекта с тем, чтобы перейти к практическим применениям. После перехода исследований МЭ композитов в область электромеханического резонанса (ЭМР) [3–5] и использования простой клеевой технологии удалось получить величину МЭ эффекта, достаточную для практических применений. В дополнение к исследованиям ЭМР в работе [6] было предложено изучить МЭ эффект в области магнитоакустического резонанса (МАР), который может реализоваться при совпадении частот ЭМР и ферромагнитного резонанса (ФМР) в монокристаллическом феррит-пьезоэлектрическом бислое. Оценки показали эффективную передачу энергии между фононами и спиновыми волнами в исследуемой структуре и существенное увеличение МЭ коэффициентов до величин 80–480 V/(cm · Oe) на частотах 5–10 GHz для ортогонально-намагниченных бислоев феррита никеля/цирконата титаната свинца (ЦТС) и иттрий-железистого граната (ИЖГ)/ЦТС. В связи со сложностью совмещения частот ЭМР и ФМР до настоящего времени не удалось экспериментально наблюдать МЭ эффект в области МАР, поэтому все последующие исследования были направлены на учет особенностей эффекта и поиск удобных конфигураций электрических и магнитных полей для выполнения эксперимента [7–13]. В работе [7] проведено сравнение эффекта в касательно и ортогонально намагниченных двухслойных МЭ структурах ИЖГ/ЦТС. Показано, что использование ортогонально намагниченного образца позволяет достигать большего МЭ эффекта в сравнении с касательно намагниченным. Проведен учет влияния обменного взаимодействия в ИЖГ [8] на эффект и показано, что при включении в рассмотрение обменного поля форма резонансного пика МЭ эффекта существенно меняется. Проведена оценка влияния подложки на величину МЭ эффекта. В работе [9] рассмотрен эффект в МЭ структуре ЦТС/ИЖГ на подложке из гадолиний-галлиевого граната (ГГГ). Показано, что величина МЭ взаимодействия существенно уменьшается с увеличением толщины подложки. Оценки для ЦТС/ИЖГ/ГГГ для номинальных параметров пленки предсказывают МАР на частоте 5 GHz с МЭ коэффициентами порядка 5–70 V/(cm · Oe). Очевидно, для решения проблемы совпадения резонансов ЭМР и ФМР необходимо либо повышать частоту ЭМР, либо уменьшать частоту ФМР. Использование пьезоэлектрического биморфа на основе лангатата [10] приводит к возбуждению гармоник высшего порядка, которые по-разному подавляются в бислоях феррит/пьезоэлектрик. МЭ коэффициент величиной 470 V/(cm · Oe) на частоте 5 GHz предсказан для третьей гармоники в слоистой структуре ИЖГ и биморфа лангатата. МАР на толщинно-сдвиговой моде рассмотрен в работе [11]. Показано, что полученная расчетная величина МЭ коэффициента существенно пре-

восходит значения низкочастотных МЭ коэффициентов: на частоте резонанса 1.72 GHz МЭ коэффициент равен 64 V/(cm · Oe) для толщинно-сдвиговой моды. Еще одна возможность наблюдения эффекта в области МАР в режиме крутильной моды изучена в работах [12,13]. Как отмечалось выше, в настоящее время продолжаются поиски приемлемых вариантов для экспериментального наблюдения МЭ эффекта в области МАР. В данной статье авторы представили результаты теоретического исследования частотной зависимости МЭ коэффициента для композита ИЖГ/ниобат лития/кремний в режиме толщинно-продольной моды.

2. Расчет толщинно-продольной моды МЭ эффекта

Структура исследуемого МЭ композита (см. рис. 1): на подложке из кремния толщиной 300 μm размещается слой ниобата лития толщиной 600 nm, сверху слоя ниобата лития приклеена пластина ИЖГ толщиной 50 μm. Ось Z перпендикулярна плоскости ИЖГ, подмагничивающее поле H_0 направлено под углом β к оси Z в плоскости ZY, чтобы обеспечить толщинно-продольную моду МАР. Переменное СВЧ магнитное поле направлено по оси X в плоскости ИЖГ. Посредством ФМР возбуждается толщинно-продольная мода механической деформации, которая, переходя в пьезоэлектрик, создает на электродах сверху и снизу ниобата лития электрическое напряжение за счет МАР.

Запишем уравнения движения для сферических углов направления намагниченности в ИЖГ [14]:

$$\frac{\partial\theta}{\partial t} = -\frac{\gamma}{\mu_0 M_s \sin(\theta)}\frac{\partial W}{\partial\varphi},$$
$$\frac{\partial\varphi}{\partial t} = \frac{\gamma}{\mu_0 M_s \sin(\theta)}\frac{\partial W}{\partial\theta}, \qquad (1)$$

где γ — гиромагнитное отношение для ИЖГ, $\mu_0 = 4\pi\cdot 10^{-7}$ H/m — магнитная постоянная, M_s — намагниченность насыщения ИЖГ.

Запишем плотность свободной энергии ИЖГ при наличии подмагничивающего поля H_0 и переменного СВЧ магнитного поля в соответствии с рис. 1:

$$W = -\mu_0 H_0 M_s\big(\cos(\theta)\cos(\beta) + \sin(\theta)\sin(\varphi)\sin(\beta)\big) + \mu_0 M_s^2\cos^2(\theta)/2 + B_1{}^m S_3\cos^2(\theta) + {}^m c_{33}\,{}^m S_3^2/2 - \mu_0 h_1 M_s\sin(\theta)\cos(\varphi), \qquad (2)$$

где B_1 — первая магнитоупругая константа для ИЖГ, ${}^m c_{33}$ — продольный компонент тензора жесткости ИЖГ, ${}^m S_3$ — продольная компонента тензора деформаций ИЖГ, которая определяется как

$${}^m S_3 = \partial {}^m u_3/\partial z, \qquad (3)$$

где ${}^m u_3$ — продольная компонента вектора деформаций ИЖГ.

Продольная компонента тензора напряжений ИЖГ:

$${}^m T_3 = \partial W/\partial {}^m S_3 = B_1\cos^2(\theta) + {}^m c_{33}\,{}^m S_3. \qquad (4)$$

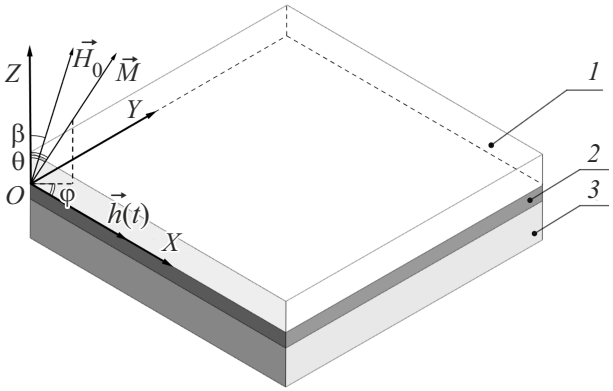


Рис. 1. Структура исследуемого МЭ композита: *1* — ИЖГ, *2* — ниобат лития, *3* — кремний

Для определения равновесных углов намагниченности φ_0 и θ_0 запишем уравнения (1) для плотности свободной энергии ИЖГ W_0 без учета членов, связанных с магнитоупругостью и переменным СВЧ магнитным полем:

$$W_0 = -\mu_0 H_0 M_s\big(\cos(\theta)\cos(\beta) + \sin(\theta)\sin(\varphi)\sin(\beta)\big) + \mu_0 M_s^2\cos^2(\theta)/2 + {}^m c_{33}\,{}^m S_3^2/2,$$
$$\partial W_0/\partial\varphi = 0,$$
$$\partial W_0/\partial\theta = 0. \qquad (5)$$

Определим из (5) равновесные углы $\varphi_0 = 90^\circ$ и $\theta_0 = 74.5^\circ$ при $\beta = 20^\circ$, используя значение намагниченности насыщения ИЖГ $M_s = 11.15$ kA/m [2] и величину постоянного магнитного поля $H_0 = 44.9$ kA/m, обеспечивающую условие существования МАР. Далее линеаризуем уравнения движения намагниченности (1) при равновесных углах направления намагниченности $\varphi_0 = 90^\circ$ и $\theta_0 = 74.5^\circ$, оставив только члены первого порядка малости. Тогда получим следующую систему линейных неоднородных уравнений:

$$i\omega\delta\theta = -\gamma\sin(\beta)H_0\delta\varphi - \gamma h_1,$$
$$i\omega\delta\varphi = -\gamma/(\mu_0 M_s)\big(-2B_1{}^m S_3\cos(\theta_0)\big) + \big[\mu_0 M_s^2\sin(\theta_0) + \mu_0 H_0 M_s\sin(\beta)/\sin^2(\theta_0)\big]\delta\theta. \qquad (6)$$

Решение системы уравнений (6):

$$\delta\varphi = -\frac{\gamma\big(\gamma\mu_0 M_s^2\sin^3(\theta_0)h_1 + \gamma\mu_0 H_0 M_s\sin(\beta)h_1 + 2iB_1\omega\cos(\theta_0)\sin^2(\theta_0)\big)}{\mu_0 M_s\big(\gamma^2 H_0^2\sin^2(\beta) + \gamma^2 H_0 M_s\sin(\beta)\sin^3(\theta_0) - \sin^2(\theta_0)\omega^2\big)},$$
$$\delta\theta = \frac{\gamma\big(2B_1\gamma H_0\sin(\beta)\cos(\theta_0)^m S_3 - i\mu_0 M_s\omega h_1\sin^2(\theta_0)\big)}{\mu_0 M_s\big(\gamma^2 H_0^2\sin^2(\beta) + \gamma^2 H_0 M_s\sin(\beta)\sin^3(\theta_0) - \sin^2(\theta_0)\omega^2\big)} \qquad (7)$$

Разложим выражение для продольной компоненты тензора напряжений ИЖГ (4) в ряд вокруг равновесного значения угла θ_0, ограничившись членами первого порядка. Уберем постоянный член, так как нас интересуют только гармонически зависящие от времени величины:

$$ {}^{m}T_3 = {}^{m}c_{33}\,{}^{m}S_3 - 2B_1\cos(\theta_0)\sin(\theta_0)\delta\theta. \tag{8}$$

Подставим (7) в (8) и получим

$$ {}^{m}T_3 = {}^{m}c_{33\text{eff}}\,{}^{m}S_3 + T, $$

$$ {}^{m}c_{33\text{eff}} = {}^{m}c_{33} - \frac{4\gamma^2 B_1^2 H_0 \sin(\beta)\cos^2(\theta_0)\sin^3(\theta_0)}{\mu_0 M_s\left(\gamma^2 H_0^2\sin^2(\beta) + \gamma^2 H_0 M_s \sin(\beta)\times\right.} , $$

$$ \left.\times \sin^3(\theta_0) - \sin^2(\theta_0)\omega^2\right) $$

$$ T = \frac{2i\gamma\omega B_1\cos(\theta_0)\sin^3(\theta_0)}{\gamma^2 H_0^2\sin^2(\beta) + \gamma^2 H_0 M_s\sin(\beta)\sin^3(\theta_0) - \sin^2(\theta_0)\omega^2}. \tag{9}$$

Запишем уравнение движения для продольной деформации в ИЖГ:

$$ {}^{m}\rho\,\frac{\partial^2\,{}^{m}u_3}{\partial t^2} = \frac{\partial\,{}^{m}T_3}{\partial z}, \tag{10}$$

где ${}^{m}\rho$ — плотность ИЖГ.

Найдя частные производные в обеих частях уравнения (10), получим

$$ -{}^{m}\rho\omega^2\,{}^{m}u_3 = {}^{m}c_{33\text{eff}}\frac{\partial^2\,{}^{m}u_3}{\partial z^2}. \tag{11}$$

Поделив обе части уравнения (11) на ${}^{m}c_{33\text{eff}}$ и переместив левую часть полученного уравнения вправо, получим следующее гармоническое уравнение:

$$ \frac{\partial^2\,{}^{m}u_3}{\partial z^2} + k_1^2\,{}^{m}u_3 = 0, \tag{12}$$

где $k_1 = \omega\sqrt{{}^{m}\rho/{}^{m}c_{33\text{eff}}}$ — волновое число для ИЖГ.

Общее решение уравнения (12) дает формулу для продольной компоненты вектора деформаций ИЖГ:

$$ {}^{m}u_3 = A_1\cos(k_1 z) + B_1\sin(k_1 z). \tag{13}$$

Теперь рассмотрим уравнение движения для продольной деформации в ниобате лития. Продольная компонента тензора деформации ${}^{p}S_3$ определяется аналогично формуле (3), а продольная компонента механических напряжений определяется с учетом условия разомкнутого контура ($D_3 = 0$) по формуле

$$ {}^{p}T_3 = {}^{p}c_{33}^{D}\,{}^{p}S_3, $$

$$ {}^{p}c_{33}^{D} = \frac{\varepsilon_{33}\varepsilon_0}{{}^{p}s_{33}\,\varepsilon_{33}\varepsilon_0 - d_{33}^2}, \tag{14}$$

где d_{33} — продольный пьезоэлектрический коэффициент ниобата лития, $\varepsilon_0 = 8.85\cdot 10^{-12}$ F/m — электрическая постоянная, ε_{33} — необходимый компонент тензора диэлектрической проницаемости ниобата лития, ${}^{p}s_{33}$ — продольная механическая податливость ниобата лития.

Аналогично расчетам с ИЖГ, получим уравнение движения для продольной деформации в ниобате лития:

$$ \frac{\partial^2\,{}^{p}u_3}{\partial z^2} + k_2^2\,{}^{p}u_3 = 0, \tag{15}$$

где $k_2 = \omega\sqrt{{}^{p}\rho/{}^{p}c_{33}^{D}}$ — волновое число для ниобата лития, ${}^{p}\rho$ — плотность ниобата лития.

Из (15) получаем общее решение гармонического уравнения для ниобата лития:

$$ {}^{p}u_3 = A_2\cos(k_2 z) + B_2\sin(k_2 z). \tag{16}$$

Теперь рассмотрим уравнение движения для продольной деформации в кремнии. Продольная компонента тензора деформации ${}^{s}S_3$ определяется аналогично формуле (3), а продольная компонента тензора механических напряжений кремния определяется по формуле

$$ {}^{s}T_3 = {}^{s}S_3/{}^{s}s_{33}, \tag{17}$$

где ${}^{s}s_{33}$ — продольный компонент тензора механической податливости кремния.

Аналогично предыдущим расчетам получаем общее решение гармонического уравнения для кремния:

$$ {}^{s}u_3 = A_3\cos(k_3 z) + B_3\sin(k_3 z), \tag{18}$$

где $k_3 = \omega\sqrt{{}^{s}\rho\,{}^{s}s_{33}}$ — волновое число для кремния, ${}^{s}\rho$ — плотность кремния.

Для определения неизвестных постоянных A_1, A_2, A_3, B_1, B_2, B_3 составим систему из 6 уравнений в соответствии с граничными условиями для свободного МЭ композита. Определив из системы уравнений неизвестные постоянные A_2 и B_2, найдем электрическое напряжение в слое ниобата лития, проинтегрировав напряженность электрического поля, определяемую по формуле

$$ E_3 = -h_{33}\,{}^{p}S_3, $$

$$ h_{33} = \frac{d_{33}}{({}^{p}s_{33}\varepsilon_0\varepsilon_{33} - d_{33}^2)}, \tag{19}$$

по толщине ниобата лития с учетом условия разомкнутого контура. Разделив электрическое напряжение на толщину ниобата лития и на амплитуду СВЧ магнитного поля, получим МЭ коэффициент по напряжению при МАР для исследуемого МЭ композита при толщинно-продольной моде:

$$ \alpha = 2i\gamma B_1\cos(\theta_0)\sin^3(\theta_0)h_{33}\big(\cos(\eta_m) - 1\big) $$

$$ \times\Big(\big(\cos(\eta_p) - 1\big)k_2\,{}^{p}c_{33}^{D}\,{}^{s}s_{33}\cos(\eta_s) - k_3\sin(\eta_p)\sin(\eta_s)\Big)\Big/ $$

$$ \Big(\Big[{}^{s}s_{33}\,{}^{p}c_{33}^{D}k_2\big(\sin(\eta_p)\cos(\eta_m)\,{}^{p}c_{33}^{D}k_2 + \cos(\eta_p)\Big) $$

$$ \times\sin(\eta_m)k_1\,{}^{m}c_{33\text{eff}}\big)\cos(\eta_s) + k_3\sin(\eta_s)\big({}^{p}c_{33}^{D}k_2\cos(\eta_m)\Big) $$

$$ \times\cos(\eta_p) - k_1\,{}^{m}c_{33\text{eff}}\sin(\eta_m)\sin(\eta_p)\big)\Big]\Big[{}^{p}t\big(\gamma^2 H_0^2\sin^2(\beta)\Big) $$

$$ + \gamma^2 H_0 M_s\sin(\beta)\sin^3(\theta_0) - \sin^2(\theta_0)\omega^2\big)\Big]\Big), \tag{20}$$

где $\eta_m = k_1\,{}^{m}t$, $\eta_p = k_2\,{}^{p}t$, $\eta_s = k_3\,{}^{s}t$, ${}^{m}t$ — толщина ИЖГ, ${}^{p}t$ — толщина ниобата лития, ${}^{s}t$ — толщина кремния.

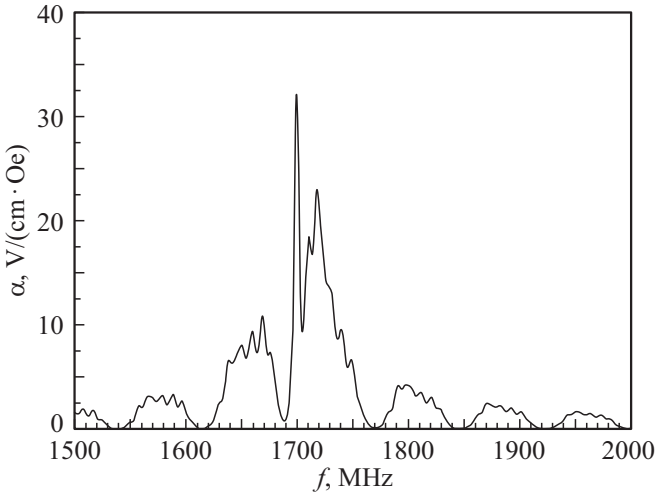


Рис. 2. Частотная зависимость МЭ коэффициента по напряжению исследуемого МЭ композита ИЖГ/ниобат лития/кремний при толщинно-продольной моде МАР.

3. Результаты вычислений

На рис. 2 показан теоретический график частотной зависимости МЭ коэффициента по напряжению, полученный по формуле (20) для исследуемого МЭ композита ИЖГ/ниобат лития/ кремний при МАР в случае толщинно-продольной моды МАР. В расчетах была принята добротность ЭМР $Q = 500$, добротность ФМР $Q_H = 564$.

Парамеры ИЖГ:

$$ {}^m c_{33} = 76.4\,\text{GPa},\ {}^m\rho = 5170\,\text{kg/m}^3, $$

$$ B_1 = 564900\,\text{J/m}^3,\ {}^m t = 50\,\mu\text{m},\ \gamma = 2.2 \cdot 10^5\,\text{m/(A} \cdot \text{s)}, $$

$$ M_s = 11.15\,\text{kA/m},\ H_0 = 44.9\,\text{kA/m}. $$

Параметры ниобата лития:

$$ {}^p s_{33} = 4.94 \cdot 10^{-12}\,\text{m}^2/\text{N},\ {}^p\rho = 4700\,\text{kg/m}^3,\ \varepsilon_{33} = 43.6, $$

$$ d_{33} = 16.1\,\text{pm/V},\ {}^p t = 600\,\text{nm}. $$

Параметры кремния:

$$ {}^s s_{33} = 7.7 \cdot 10^{-12}\,\text{m}^2/\text{N},\ {}^p\rho = 2330\,\text{kg/m}^3,\ {}^s t = 0.3\,\text{mm}. $$

Материальные параметры ИЖГ взяты из [2], ниобата лития — из [15], кремния — из [16].

Магнитоэлектрический коэффициент по напряжению равен $32\,\text{V/(cm} \cdot \text{Oe)}$ на частоте резонанса 1.7 GHz.

4. Заключение

В результате проведенного теоретического исследования получены следующие выводы: 1) проводимые расчеты позволят сравнить величину МАР для разных мод ЭМР и различных подложек с тем, чтобы выбрать наиболее эффективные сочетания для выполнения экспериментального исследования; 2) сравнение с прежними оценками МЭ эффекта в области МАР показало меньшие значения МЭ коэффициентов, что обусловлено учетом подложки из кремния и выбранного расположения электродов на верхней и нижней плоскости пленки ниобата лития. Следует отметить, что такой подход практически более реализуем в случае экспериментального исследования; 3) по сравнению со значениями низкочастотных МЭ коэффициентов полученная расчетная величина МЭ коэффициента существенно их превосходит: на частоте резонанса 1.7 GHz МЭ коэффициент равен $32\,\text{V/(cm} \cdot \text{Oe)}$ для толщинно-продольной моды, но в два раза меньше МЭ коэффициента для толщинно-сдвиговой моды.

Финансирование работы

Исследования были выполнены за счет гранта Российского научного фонда № 24-15-20044, https://rscf.ru/project/24-15-20044/.

Конфликт интересов

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Список литературы

[1] G. Srinivasan, S. Priya, N.X. Sun (eds.). Magnetoelectric Composites: Materials, structures, and applications. Second edition. Woodhead Publishing, Cambridge. (2025). 564 p.
[2] M.I. Bichurin, V.M. Petrov, R.V. Petrov, A.S. Tatarenko. Magnetoelectric composites. Jenny Stanford Publ. (2019). 296 p.
[3] J. van Suchtelen. Philips Res. Rep. **27**, *1*, 28 (1972).
[4] M.I. Bichurin, D.A. Filippov, V.M. Petrov, V.M. Laletsin, N. Paddubnaya, G. Srinivasan. Phys. Rev. B **68**, *13*, 132408 (2003).
[5] C.-W. Nan, M.I. Bichurin, S. Dong, D. Viehland, G. Srinivasan. J. Appl. Phys. **103**, *3*, 31101 (2008).
[6] M.I. Bichurin, V. Petrov, O.V. Ryabkov, S.V. Averkin, G. Srinivasan. Phys. Rev. B **72**, *6*, 060408 (2005).
[7] О.В. Рябков, В.М. Петров, М.И. Бичурин, С.В. Аверкин, Г. Сринивасан. Вестн. Новгород. гос. ун-та **36**, 30 (2006).
[8] О.В. Рябков, В.М. Петров, М.И. Бичурин, Г. Сринивасан. Письма в ЖТФ **32**, *23*, 48 (2006).
[9] M.I. Bichurin, V.M. Petrov, S.V. Averkin, A.V. Filippov, E. Liverts, S. Mandal, G. Srinivasan. J. Phys. D: Appl. Phys. **42**, 215001 (2009).
[10] V.M. Petrov, A.F. Saplev, G. Srinivasan. Ferroelectrics **569**, 196 (2020).
[11] М.И. Бичурин, О.В. Соколов, С.В. Иванов, И.Ю. Марков. Челябинский физико-математический журнал **10**, *2*, 207 (2025).
[12] M.I. Bichurin, O.V. Sokolov, V.N. Lobekin. IEEE Magn. Lett. **13**, *1*, 1 (2021).
[13] I.Yu. Markov, O.V. Sokolov, M.I. Bichurin. IBCM 2025 Abstract Book. BFU Kaliningrad. (2025). P. 95.
[14] А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков. Магнитные колебания и волны. Физматлит, М. (1994). 464 с.
[15] G. Xu, S. Xiao, Y. Li, Y. Long. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, **616**, 172833 (2025).
[16] А.А. Блистанов, В.С. Бондаренко, Н.В. Переломова, Ф.Н. Стрижевская, В.В. Чкалова, М.П. Шаскольская. Акустические кристаллы. Наука, М. (1982). 632 с.

Редактор А.Н Смирнов