Письма в ЖЭТФ, том 122, вып. 2, с. 103 – 108 © 2025 г. 25 июля

Механо-индуцированное локальное зарождение магнитных доменов в пленке феррита граната

А. А. Карпачева [+*], *Н. В. Митетело* [+], *М. А. Степанов* [+], *А. А. Гуськов* [+], *А. С. Каминский* [+*], *А. П. Пятаков* [*+1)]

[+] *Федеральное государственное бюджетное учреждение высшего образования "МИРЭА – Российский технологический университет", 119454 Москва, Россия*

[*] *Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 23 мая 2025 г.
После переработки 11 июня 2025 г.
Принята к публикации 13 июня 2025 г.

Обнаружена новая разновидность флексоэлектрического эффекта, проявляющаяся как зарождение цилиндрических магнитных доменов под действием локального давления на поверхность пленки феррита граната. На основании сравнения с аналогичным электроиндуцированным эффектом показана аналогия между физическими следствиями воздействия на магнитных образец электрического поля и градиента механических напряжений.

DOI: 10.31857/S0370274X25070159, EDN: CRXLVK

1. Введение. В последние 15 лет появились многочисленные сообщения о взаимосвязи микромагнитных структур и электрической поляризации: электроиндуцированное движение доменных границ [1–3] и линий Блоха [4, 5], зарождение магнитных доменов в поле точечного электрода [6–8], преломление полосовой доменной структуры на полосковом электроде [9]. Независимое свидетельство существования электрического поля, связанного с магнитными неоднородностями, было получено с помощью молекулярных флуоресцентных зондов [10].

Перечисленные эффекты обусловленны так называемым неоднородным магнитоэлектрическим взаимодействием [11], которое, в отличие от однородного магнитоэлектрического эффекта, порождается пространственной модуляцией намагниченности в доменных границах и на микроскопическом уровне сводится к взаимодействию Дзялошинского–Мории [12]. Важно отметить, что электрическая поляризация возникает в стенках неелевского типа, в которых векторное поле намагниченности образует "веерообразные" структуры, в то время как в стенках Блоха, поворот намагниченности в которых происходит в плоскости стенки, электрическая поляризация отсутствует (см. рис. 1). Это имеет простую геометрическую интерпретацию: в обоих случаях векторное поле намагниченности подвергается своего рода деформации: стенка Нееля аналогична изгибу, а стенка Блоха – деформации кручения. При этом полярное направление выделяет только деформация изгиба, что ставит неоднородное магнитоэлектрическое взаимодействие в один ряд с флексоэлектрическими явлениями – эффектами возникновения электрической поляризации, наведенной неоднородной деформацией. Аналогия с флексоэлектрическим эффектом в жидких кристаллах отмечалась в работе [13], в которой был введен термин "spin flexoelectricity", использованный также в серии работ [12, 14, 15]. Наряду с этим в литературе для статических и динамических эффектов, связанных с взаимодействием пространственно-модулированных спиновых структур и электрического поля, также использовались

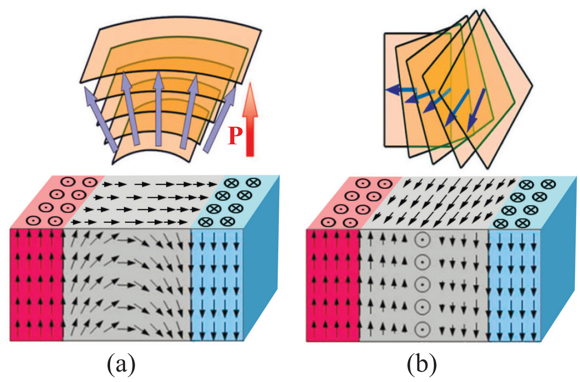

Рис. 1. (Цветной онлайн) Симметрийная аналогия механических деформаций и микромагнитной структуры: (a) – деформация изгиба и доменная стенка Нееля; (b) – деформация кручения и доменная стенка Блоха

1)e-mail: pyatakov@physics.msu.ru

термины “флексомагнитоэлектрический” [7, 16–19], либо просто “флексоэлектрический” [20–22].

В связи с этим возникает вопрос: ограничена ли данная аналогия чисто симметрийным аспектом или искажения в распределении намагниченности могут быть связаны с реальными изгибными деформациями кристалла? Здесь обращает на себя внимание тот факт, что магнитоэлектрические эффекты на доменных границах возникают в пленках ферритов гранатов, выращенных на подложках (110) и (210), в которых возникают эпитаксиальные напряжения. Как было показано в теоретической работе [23], величины взаимодействия Дзялошинского–Мории, возникающего за счет искажения кристаллической структуры вследствие градиента эпитаксиальных напряжений в пленке, достаточны для того, чтобы объяснить наблюдаемую в экспериментах на пленках ферритов гранатов зарядовую асимметрию: одинаковую электрическую полярность магнитных доменных границ в спонтанном состоянии. Однако прямых экспериментальных доказательств того, что неоднородная деформация оказывает на микромагнитную структуру пленок ферритов гранатов эффект, аналогичный воздействию электрического поля, до сих пор не было.

В данной работе на примере пленки феррита граната с кристаллографической ориентацией (210) показано, что локальное механическое воздействие иглой на поверхность пленки оказывает такой же эффект на доменные границы, что и воздействие электрического поля, наиболее ярким проявлением которого является зарождение новых магнитных доменов. Возникающие под действием давления иглы цилиндрические магнитные домены (ЦМД) имеют те же симметрийные свойства, что и домены, зарожденные электрическим полем при отрицательном потенциале иглы относительно подложки. На основании экспериментальных данных и численного моделирования в статье приведены количественные оценки градиента механических напряжений, возникающего при давлении на поверхность образца иглой, и эквивалентного ему электрического поля.

2. Описание эксперимента. В настоящей работе исследовался флексомагнитоэлектрический эффект, проявляющийся как зарождение магнитных доменов под действием локального давления на поверхность пленки феррита граната.

В работе использовался образец пленки феррита граната ($(BiLu)_3(FeGa)_5O_{12}$) толщиной 10 мкм, выращенной методом жидкофазной эпитаксии на подложке из гадолиний-галлиевого граната с кристаллографической ориентацией (210) [2]. (Параметры образца: намагниченность насыщения $M_s = 53$ Гс, одноосная анизотропия $K_u = 853$ эрг/см^3, орторомбическая анизотропия $K_{\rm orth} = 2440$ эрг/см^3, кубическая анизотропия $K_c = 1275$ эрг/см^3). Доменная структура пленки была визуализирована в белом свете светодиода с помощью магнитооптического эффекта в геометрии Фарадея. Схема эксперимента представлена на рис. 2.

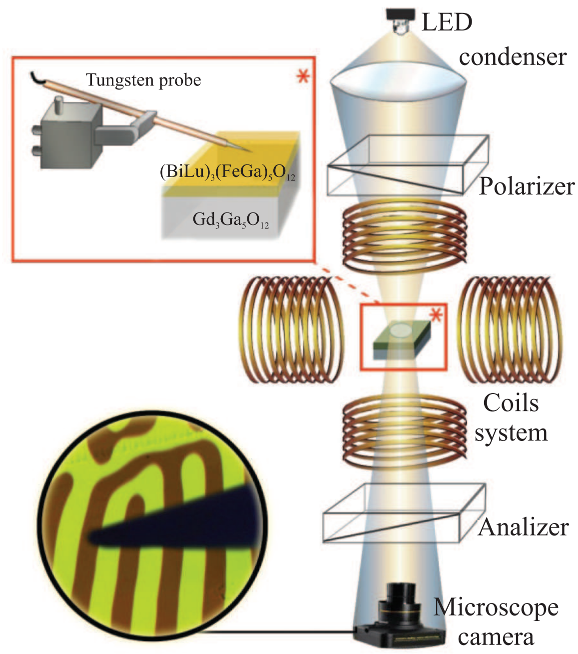

Рис. 2. (Цветной онлайн) Принципиальная схема эксперимента. Локальное давление создается зондом, который подводится к пленке феррита граната $(BiLu)_3(FeGa)_5O_{12}$, выращенного на подложке $Gd_3Ga_5O_{12}$. Система из двух пар медных катушек создает магнитное поле в плоскости образца и перпендикулярно ему

Микромагнитная структура доменных границ задавалась с помощью внешнего постоянного магнитного поля, направленного в плоскости пленки перпендикулярно границам. Чтобы управлять условиями зарождения цилиндрических магнитных доменов, дополнительно прикладывалось магнитное поле, нормальное к поверхности образца, в результате реализовывались различные доменные конфигурации: полосовая доменная структура, цилиндрические магнитные домены, монодоменное состояние (см. фазовую диаграмму на рис. 3).

Локальное давление на поверхность пленки производилось с помощью вольфрамового зонда. Давление зонда на поверхность пленки ($4 \cdot 10^8$ Па) было оценено по силе его давления на микровесы (11 мН) и радиусу кривизны острия зонда (3 мкм).

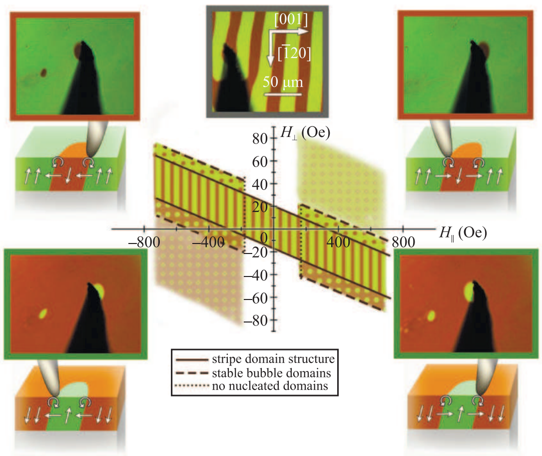

Рис. 3. (Цветной онлайн) Фазовая диаграмма, иллюстрирующая условия механоиндуцированного зарождения цилиндрических магнитных доменов в координатах магнитное поле в плоскости пленки/магнитное поле, нормальное к пленке. Внутри области с вертикальными полосами существует полосовая доменная структура, внутри областей с текстурой "в горошек" возникают ЦМД. Области, находящиеся между зоной полосовых доменов и штриховыми линиями (области стабилизации), соответствую ЦМД, остающимся после механического воздействия. В первой и третьей четвертях также присуствуют области, в которых ЦМД зарождаются при надавливании иглы на поверхность образца, но исчезают после снятия давления. На вставках приведены соответсвующие магнитооптические изображения и микромагнитные конфигурации: стрелками показана намагниченность, круговыми стрелками – направление разворота

3. Результаты и обсуждение. В отсутствие внешних магнитных полей в образце формировалась полосовая доменная структура (рис. 3, вставка вверху по центру), и эффекта механоиндуцированного зарождения цилиндрического магнитного домена (ЦМД) под действием давления иглы на поверхность пленки не наблюдалось. ЦМД возникали только при подаче поля в плоскости выше критического (180 Э, показано вертикальными пунктирными линиями на диаграмме рис. 3): сначала – при наличии в кадре остаточных полосовых доменов, затем (при превышении значения поля в плоскости 300 Э) – в монодоменном состоянии, при этом после снятия давления и отвода иглы домены сохранялись. Однако при дальнейшем увеличении магнитного поля в плоскости, существование ЦМД становилось энергетически невыгодным, и механоиндуцированные домены существовали только при наличии механического давления. Приложение дополнительного поля, перпендикулярного плоскости пленки, позволяло расширить область устойчивого существования доменов, зарожденных механическим давлением. Соответствующая фазовая диаграмма приведена на рис. 3.

Анализ различных сценариев зарождения ЦМД, соответствующих различным направлениям намагниченности в ЦМД и в окружающем его пространстве (показаны на вставках рис. 3), позволяет утверждать, что механоиндуцированный домен располагается относительно иглы всегда таким образом, чтобы под иглой находилась доменная граница с направлением вращения намагниченности по часовой стрелке (при движении взгляда слева направо). Примечательна разница данного механоиндуцированного эффекта с явлением образования "магнитной мишени" (системы концентрических магнитных доменов), возникающих под действием источника локального механического напряжения (индентора) [24, 25]: доменная структура из концентрических колец, вызванная локальным изменением магнитной анизотропии, располагалась симметрично относительно индентора. В нашем же случае имеет место явная асимметрия в расположении зародившегося домена относительно иглы, что также характерно для электроиндуцированных эффектов, вызванных флексомагнитоэлектрическим взаимодействием [6].

Сравнение с аналогичной диаграммой электроиндуцированного зарождения, наблюдавшегося при положительном электрическом напряжении на игле [7], показывает, что расположение доменов относительно иглы и, соответственно, направление вращения намагниченности в границе, противоположно для электроиндуцированного и механоиндуцированного способов зарождения. С целью выяснения соотношения двух эффектов – механоиндуцированного и ранее наблюдавшегося в тех же пленках электроиндуцированного зарождения ЦМД, нами были предприняты измерения размеров ЦМД при одновременном приложении механического давления и электрического напряжения с помощью одной и той же вольфрамовой иглы. На рисунке 4 приведена соответствующая зависимость: видно, что положительное напряжение на игле уменьшает размер зарожденного ЦМД, два эффекта скомпенсировали бы друг друга при напряжении 4.5 кВ. Напротив, отрицательное электрическое напряжение увеличивает размер зарожденного ЦМД, т.е. в этом случае два эффекта усиливают друг друга.

Для численных оценок градиента деформаций нами было проведено моделирование давления иглы на пленку феррита граната методом конечных элементов с квадратичной аппроксимацией решения в одном элементе. Игла представлялась вольфрамо-

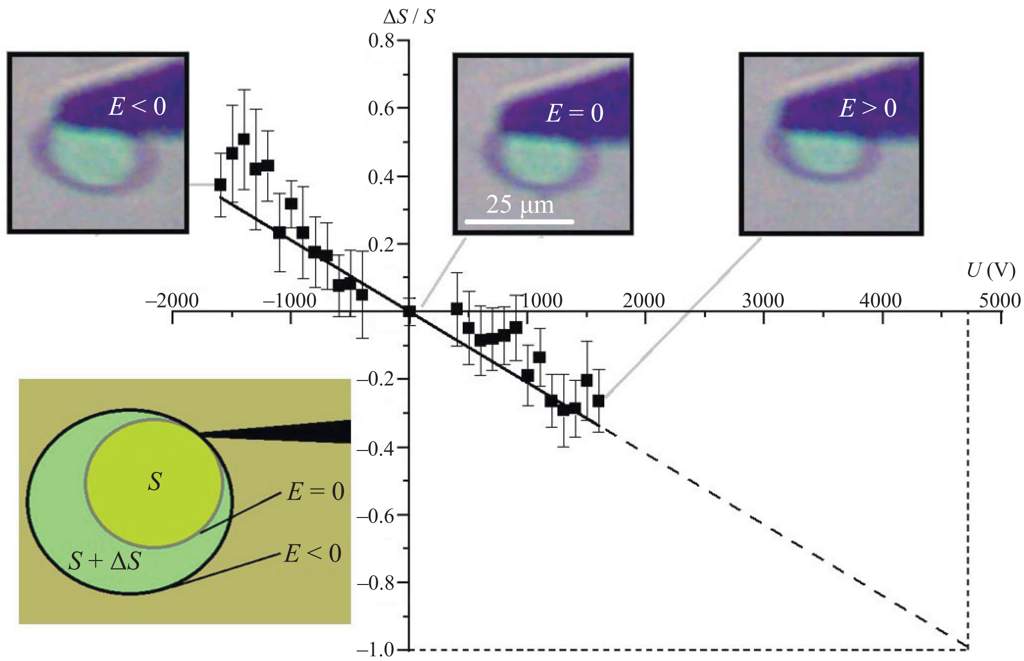

Рис. 4. (Цветной онлайн) Зависимость относительного изменения площади механоиндуцированного домена от приложенного к игле электрического напряжения относительно подложки пленки, создающего электрическое поле E в точке контакта. Давление иглы поддерживалось вблизи величины $4 \cdot 10^8$ Па

вым шариком диаметром 6 мкм, к верхней половине поверхности которого была приложена сила величиной 11 мН, направленная вертикально вниз. Модуль Юнга вольфрама полагался равным 360 ГПа, коэффициент Пуассона 0.28, плотность – 17.800 г/см^3. Тензор упругих постоянных граната имеет кубическую симметрию с компонентами $c_{11} = 328.1$ ГПа, $c_{12} = 106.4$ ГПа, $c_{44} = 113.7$ ГПа, плотность граната 4.56 г/см^3. Подробнее о методе расчета деформаций см. Приложение.

На рисунке 5 представлена контурная диаграмма градиента деформации сжатия вдоль вертикальной оси. Градиент деформаций в пленке граната непосредственно под местом контакта (на расстоянии 1 мкм и менее) составляет 10^5 м$^{-1}$, что по порядку величины совпадает с величиной эпитаксиальных напряжений за счет рассогласования постоянных решетки пленки и подложки, вызывающих спонтанную флексомагнитоэлектрическую поляризацию доменных границ в пленках феррита граната [23]. Данный градиент нарушает центрально-симметричную структуру кристалла и вызывает за счет взаимодействия Дзялошинского–Мории модуляцию намагниченности, т.е. зарождение нового домена под иглой.

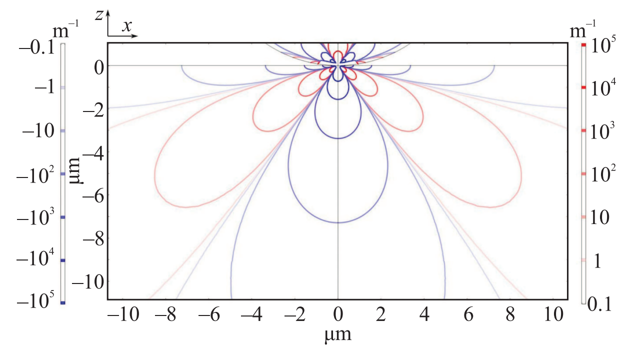

Рис. 5. (Цветной онлайн) z-Компонента градиента деформации вдоль оси z. Ось z направлена по нормали к пленке, точка касания иглы с пленкой находится в начале координат. Цветными линиями обозначен срез поверхностей с одинаковым значением градиента, соответствующим значению на цветовой шкале. Синий цвет означает отрицательный градиент, красный – положительный

4. Заключение. Таким образом, рассмотренная в работе разновидность флексомагнитоэлектрического эффекта – зарождение цилиндрических магнитных доменов под действием локального давления зонда – свидетельствует о сходстве эффектов воздействия неоднородной механической деформации и электрического поля на микромагнитную структуру. Оценка электрического поля, полностью компенсирующего эффект от неоднородной деформации, полученная экстраполяцией графика зависимости размера механоиндуцированного домена от приложенного напряжения, дает величину, сравнимую с величинами электрических полей (порядка МВ/см), используемых в экспериментах по электроиндуцированному зарождению магнитных доменов [6, 7]. Также расчет распределения деформаций под действием локального давления позволяет оценить градиент деформаций в эксперименте: полученная величина 10^5 м$^{-1}$ близка к величинам деформаций за счет эпитаксиальных напряжений из-за рассогласования постоянных решетки пленки и подложки.

Приложение

Решение задачи о деформациях осуществлялось с использованием подхода Лагранжа [26], т.е. положение точек тела можно задать в двух системах координат: лабораторной системе координат, обозначаемой в дальнейшем строчными буквами $(x_1, x_2, x_3; r, \phi, z)$, и в системе координат, жестко связанной с материалом (координаты точек тела до деформации), в дальнейшем обозначаемых заглавными буквами $(X_1, X_2, X_3; R, \Phi, Z)$. Смещение точек тела в результате деформации описывается векторами смещения $\mathbf{u}$. Тензор градиента деформации F определяется следующим соотношением: $F_{ij} = \frac{\partial x_i}{\partial X_j}$, т.е.:

$$F = \begin{pmatrix} 1 + \frac{\partial u}{\partial X} & \frac{\partial u}{\partial Y} & \frac{\partial u}{\partial Z} \\ \frac{\partial v}{\partial X} & 1 + \frac{\partial v}{\partial Y} & \frac{\partial v}{\partial Z} \\ \frac{\partial w}{\partial X} & \frac{\partial w}{\partial Y} & 1 + \frac{\partial w}{\partial Z} \end{pmatrix}, \qquad (A.1)$$

или

$$F = \nabla \mathbf{u} + I, \qquad (A.2)$$

где u, v, w – компоненты вектора смещения $\mathbf{u}$ в декартовой системе координат.

Посредством F определяется тензор Коши–Грина:

$$C = F^T F. \qquad (A.3)$$

Поскольку задача аксиально симметрична, то представим тензор градиента смещений в циллиндрических координатах:

$$\nabla \mathbf{u} = \begin{pmatrix} \frac{\partial u}{\partial R} & \frac{1}{R}\frac{\partial u}{\partial \Phi} - \frac{v}{R} & \frac{\partial u}{\partial Z} \\ \frac{\partial v}{\partial R} & \frac{1}{R}\frac{\partial v}{\partial \Phi} + \frac{u}{R} & \frac{\partial v}{\partial Z} \\ \frac{\partial w}{\partial R} & \frac{1}{R}\frac{\partial w}{\partial \Phi} & \frac{\partial w}{\partial Z} \end{pmatrix}. \qquad (A.4)$$

С использованием тензора (A.3) можно получить относительное изменение длин бесконечно малых вертикальных отрезков тела (т.е. предела относительного изменения длин вертикальных отрезков, связывающих две расположенные друг под другом точки тела, при стремлении точек друг к другу), которое происходит вследствие деформации:

$$\varepsilon_z = (\sqrt{C_{zz}} - 1). \qquad (A.5)$$

Пренебрегая сдвиговыми деформациями, величину (A.5) можно считать локальной деформацией вдоль z-направления. Градиент этой величины и будет сравниваться с градиентом деформации, возникающей от подложки.

Векторное поле смещений $\mathbf{u}$ находится при численном решении уравнения:

$$p_0 \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} = \nabla_X \cdot P^T + \mathbf{F}_V, \qquad (A.6)$$

где P – несимметричный первый тензор напряжений Пиолы–Кирхгофа [27, 28], а градиент ∇_X берется в системе координат, жестко связанной с материалом.

Для решения стационарной задачи уравнение (A.6) можно свести к виду:

$$0 = \nabla \cdot S + \mathbf{F}_v, \qquad (A.7)$$

где S – симметричный второй тензор напряжений Пиолы–Кирхгофа, $\mathbf{F}_v$ – сила, действующая на единицу объема.

Моделирование проводилось в программе COMSOL Multiphysics версии 6.1 с помощью модуля Solid Mechanics.

Авторы благодарны З. А. Пятаковой за помощь при оформлении рисунков.

Финансирование работы. Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда # 25-79-30019. Экспериментальная установка была создана в рамках работы над проектом Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (Мегагрант # 075-15-2022-1131).

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

1. A. S. Logginov, G. A. Meshkov, A. V. Nikolaev, and A. P. Pyatakov, JETP Lett. **86**(2), 115 (2007).
2. Г. В. Арзамасцева, А. М. Балбашов, Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова, А. Г. Темирязев, М. П. Темирязева, ЖЭТФ **147**(4), 793 (2015).
3. R. M. Vakhitov, R. V. Solonetsky, V. R. Gurjanova, A. R. Nizjamova, D. A. Sechin, T. T. Gareev, and A. P. Pyatakov, Phys. Rev. B **104**(14), 144407 (2021).
4. A. S. Logginov, G. A. Meshkov, A. V. Nikolaev, A. P. Pyatakov, V. A. Shust, A. G. Zhdanov, and A. K. Zvezdin, J. Magn. Magn. Mater. **310**(2), 2569 (2007).
5. A. P. Pyatakov, T. T. Gareev, A. S. Kaminskiy, K. S. Antipin, E. P. Nikolaeva, D. P. Kulikova, A. S. Sergeev, and A. V. Nikolaev, *Magnetoelectricity of chiral micromagnetic structures*, in E. Kamenetskii (editor), *Chirality, magnetism, and magnetoelectricity*, 1 edition, Springer, Cham, Switzerland (2021), ch. 6, p. 127.

6. D. P. Kulikova, A. P. Pyatakov, E. P. Nikolaeva, A. S. Sergeev, T. B. Kosykh, and Z. A. Pyatakova, JETP Lett. **104**(3), 197 (2016).
7. D. P. Kulikova, T. T. Gareev, E. P. Nikolaeva, T. B. Kosykh, A. V. Nikolaev, Z. A. Pyatakova, A. K. Zvezdin, and A. P. Pyatakov, Physica Status Solidi – Rapid Research Letters **12**, 1800066 (2018).
8. D. P. Kulikova, E. P. Nikolaeva, W. Ren, and A. P. Pyatakov, Journal of Superconductivity and Novel Magnetism **33**(8), 2415 (2020).
9. A. A. Podkletnova, M. A. Kolyushenkov, N. V. Myasnikov, E. P. Nikolaeva, A. S. Kaminskiy, A. V. Nikolaev, and A. P. Pyatakov, JETP Lett. **118**(4), 262 (2023).
10. I. S. Veshchunov, S. V. Mironov, W. Magrini, V. S. Stolyarov, A. N. Rossolenko, V. A. Skidanov, J.-B. Trebbia, A. I. Buzdin, Ph. Tamarat, and B. Lounis, Phys. Rev. Lett. **115**(2), 027601 (2015).
11. V. G. Bar'yakhtar, V. A. L'vov, and D. A. Yablonskii, JETP Lett. **37**(12), 673 (1983).
12. A. K. Zvezdin and A. P. Pyatakov, EPL **99**(5), 57003 (2012).
13. A. Sparavigna, A. Strigazzi, and A. Zvezdin, Phys. Rev. B **50**(5), 2953 (1994).
14. A. P. Pyatakov, G. A. Meshkov, and A. K. Zvezdin, J. Magn. Magn. Mater. **324**(21), 3551 (2012).
15. A. P. Pyatakov, A. S. Sergeev, F. A. Mikailzade, and A. K. Zvezdin, J. Magn. Magn. Mater. **383**, 255 (2015).
16. A. P. Pyatakov and A. K. Zvezdin, The European Physical Journal B **71**(3), 419 (2009).
17. A. K. Zvezdin and A. P. Pyatakov, Physica Status Solidi (B) Basic Research **246**(8), 1956 (2009).
18. A. K. Zvezdin and A. A. Mukhin, JETP Lett. **89**, 328 (2009).
19. A. P. Pyatakov, Physica B: Condensed Matter **542**, 59 (2018).
20. D. Mills and I. Dzyaloshinskii, Phys. Rev. B **78**(18), 184422 (2008).
21. I. Dzyaloshinskii, EPL **83**, 67001 (2008).
22. T. Liu and G. Vignale, J. Appl. Phys. **111**(8), 83907 (2012).
23. A. S. Kaminskiy, N. V. Myasnikov, and A. P. Pyatakov. Phys. Met. Metallogr. **124**(2), 181 (2023).
24. А. Б. Борисов, Е. С. Демина, Физика металлов и металловедение **115**, 242 (2014).
25. А. Б. Борисов, Е. С. Демина, С. А. Зыков, Физика металлов и металловедение **116**, 231 (2015).
26. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теория упругости*, Наука, М. (1987), т. 7.
27. С. Н. Коробейников, Прикладная механика и техническая физика **41**(3), 149 (2000).
28. С. Н. Коробейников, Прикладная механика и техническая физика **42**(6), 152 (2001).