

07

## Функциональное преобразование сигналов в стрейнтронной наноструктуре антиферромагнетик—пьезоэлектрик

© Л.М. Крутянский<sup>1,2</sup>, В.Л. Преображенский<sup>1,2</sup><sup>1</sup> Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия<sup>2</sup> МИРЭА — Российский технологический университет, Москва, Россия

E-mail: leonid.krut@kapella.gpi.ru

Поступило в Редакцию 26 марта 2026 г.

В окончательной редакции 28 апреля 2026 г.

Принято к публикации 30 апреля 2026 г.

Численно-аналитическим методом исследуется функциональное преобразование сигналов в наноразмерной композитной стрейнтронной ячейке  $PZT/\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3/\text{LiNbO}_3$  на основе диэлектрического антиферромагнетика с анизотропией типа „легкая плоскость“. Определяются квазистатические и импульсные передаточные характеристики ячейки. Демонстрируются пороговые режимы формирования униполярных spike-импульсов в условиях стохастического воздействия, представляющие интерес для приложений в нейроморфных системах.

**Ключевые слова:** стрейнтронная ячейка, антиферромагнитный диэлектрик, стохастические spike-импульсы, спин-переориентационная неустойчивость, порог срабатывания.

DOI: 10.61011/PJTF.2026.15.63397.20698

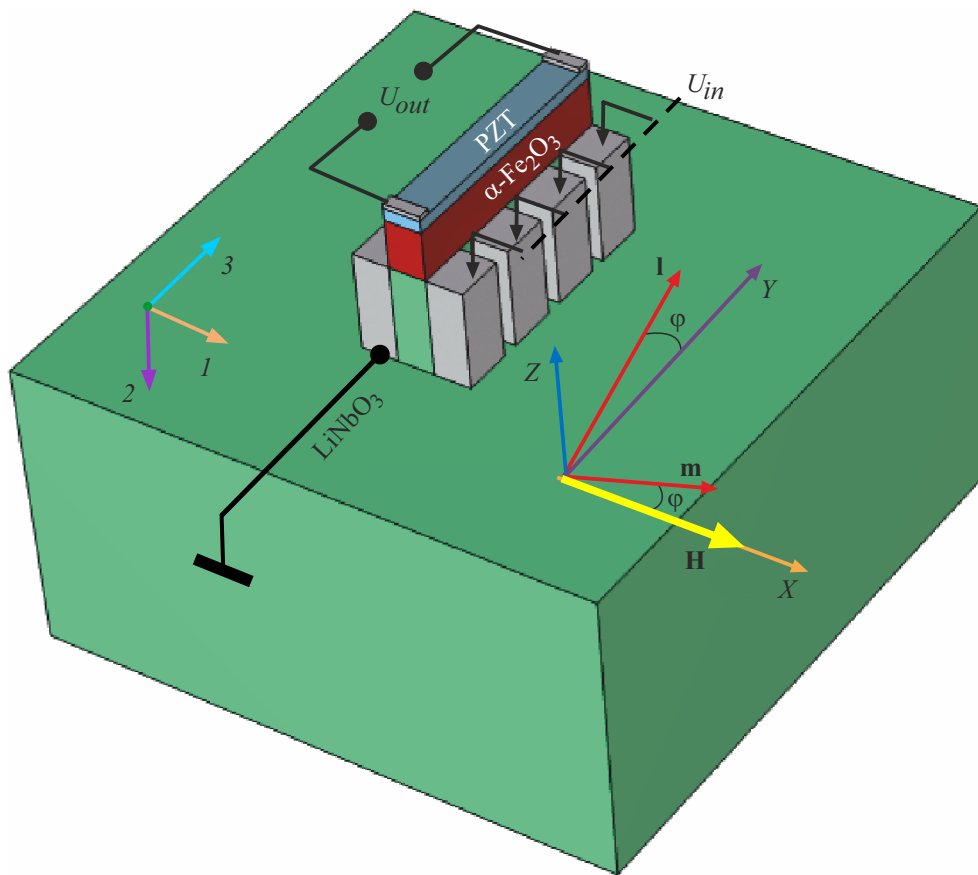
Стрейнтронные элементы функциональной электроники представляют собой композитные структуры, взаимодействие физических подсистем в которых реализуется за счет совместного упругого деформирования структурных компонентов [1]. Разнообразные варианты стрейнтронных структур основаны на пьезоэлектрически активных и магнитных компонентах, деформационная связь которых обеспечивает эффективное магнитоэлектрическое взаимодействие [1,2]. В качестве магнитных материалов в магнитоэлектрических композитах, как правило, используются магнитоэлектрические ферро- и ферримагнетики. В то же время известно, что антиферромагнитные диэлектрики с магнитной анизотропией типа „легкая плоскость“ (АФЛП) отличаются обменно-усиленной магнитоупругой связью [3] и гигантской магнитоакустической нелинейностью [4]. В работе [5] продемонстрирован резонансный магнитоэлектрический эффект в структуре пьезоэлектрик—антиферромагнетик на основе объемного кристалла  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  и пьезополимера PVDF. При комнатных температурах, превышающих температуру ориентационного фазового перехода Морина ( $T_M = 260$  К), кристалл  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  является типичным АФЛП с магнитными моментами подрешеток, фиксированными в базисной плоскости полем одноосной анизотропии  $H_A = 200$  Ое. Недавно полученные результаты в технологии роста пленок  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  на пьезоэлектрической подложке  $\text{LiNbO}_3$  [6] стимулируют исследование перспектив применения таких структур в наноразмерных стрейнтронных устройствах. Применение в качестве нейроморфных элементов предполагает возможность имитации таких функций нейронов, как взвешенное суммирование сигналов, поступающих от синапсов через дендриты в тело нейрона, и после-

дующее нелинейное преобразование суммы в сигнал активации, передаваемый в нейросеть через аксон [7]. Для приложений в нейроморфных сетях Spiking neural networks (SNN), оперирующих импульсными сигналами, включая стохастические импульсные последовательности [8–10], представляют интерес импульсные характеристики стрейнтронных элементов.

Ранее методами численно-аналитического моделирования была показана возможность реализации стрейнтронной ячейки, выполняющей суммирование и нелинейное преобразование сигналов как в виде квазистатической нелинейной реакции, так и в виде импульсных сигналов типа „Spike“ и „Integrate and Fire“ [11]. В качестве магнитного компонента рассматривалось наноструктурированное ферримагнитное интерметаллическое соединение  $\text{TbCo}_2/\text{FeCo}$  с гигантской магнитоэлектрической связью и наведенной магнитной анизотропией [12].

В настоящей работе моделируется функциональное преобразование сигналов в наноразмерной композитной стрейнтронной ячейке на основе пьезоэлектриков и диэлектрической пленки АФЛП:  $PZT/\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3/\text{LiNbO}_3$ . Исследуются квазистатические и импульсные характеристики ячейки.

На рис. 1 приведена схема ячейки в виде столбика  $\text{LiNbO}_3$  размером  $500 \times 75 \times 200$  нм на монолитной подложке  $\text{LiNbO}_3$ , покрытого слоем антиферромагнетика  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  размером  $500 \times 75 \times 100$  нм. В данном случае магнетик и пьезоэлектрик относятся к одной кристаллографической группе  $D_{3d}$  и их кристаллографические оси предполагаются ориентированными одинаково. При этом ось  $C_3$  направлена по нормали к поверхности подложки, а бинарная ось  $U_2$  параллельна оси  $y$ . На одной из боковых сторон столбика располагаются входные электроды, имитирующие дендриты. На противопо-



**Рис. 1.** Геометрия модели стрейнтронной ячейки антиферромагнетик/пьезоэлектрик: столбик  $\text{LiNbO}_3$  ( $500 \times 75 \times 200 \text{ nm}$ ), слой  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  ( $500 \times 75 \times 100 \text{ nm}$ ), слой PZT ( $500 \times 75 \times 25 \text{ nm}$ ). Стрелки  $Y \parallel U_2$ ,  $Z \parallel C_3$  указывают кристаллографические направления в  $\text{LiNbO}_3$  и в слое  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ , а стрелки  $1-3$  — в слое PZT. Векторы  $\mathbf{H}$ ,  $\mathbf{l}$  и  $\mathbf{m}$  указывают ориентацию векторов магнитного поля, антиферромагнитного и ферромагнитного моментов соответственно. Входные электроды способны выполнять функцию суммирования сигналов [11].

ложной стороне расположен общий электрод, играющий роль массы. Поверхность антиферромагнетика покрыта слоем пьезоэлектрика PZT ( $500 \times 75 \times 25 \text{ nm}$ ), выполняющего функцию детектора совместных деформаций магнетика и подложки. На внешнюю поверхность слоя PZT нанесены два выходных электрода, расположение которых по краям длинной стороны обеспечивает пьезотрансформаторный эффект при преобразовании электрических напряжений. На рис. 1 указана взаимная ориентация намагничивающего поля  $\mathbf{H}$ , нормированных антиферромагнитного  $\mathbf{l}$  и ферромагнитного  $\mathbf{m}$  векторов относительно кристаллографических осей.

С помощью программного пакета COMSOL Multiphysics выполнены расчеты зависимости средних деформаций в слоях  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  и PZT и выходного напряжения между выходными электродами от угла поворота магнитного момента при приложении и в отсутствие напряжения на входных электродах. В расчетах использованы известные упругие, магнитоупругие и пьезоэлектрические параметры всех компонентов структуры [13–16].

Результаты расчетов позволили установить следующие зависимости деформаций в слое  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  и выходного напряжения  $U_{out}$  от угла  $\varphi$  ориентации антиферромагнитного вектора относительно бинарной оси:

$$\langle u_{xx} \rangle = -a_1 \cos 2\varphi + b_1 U_{in},$$

$$\langle u_{yy} \rangle = a_2 \cos 2\varphi + b_2 U_{in},$$

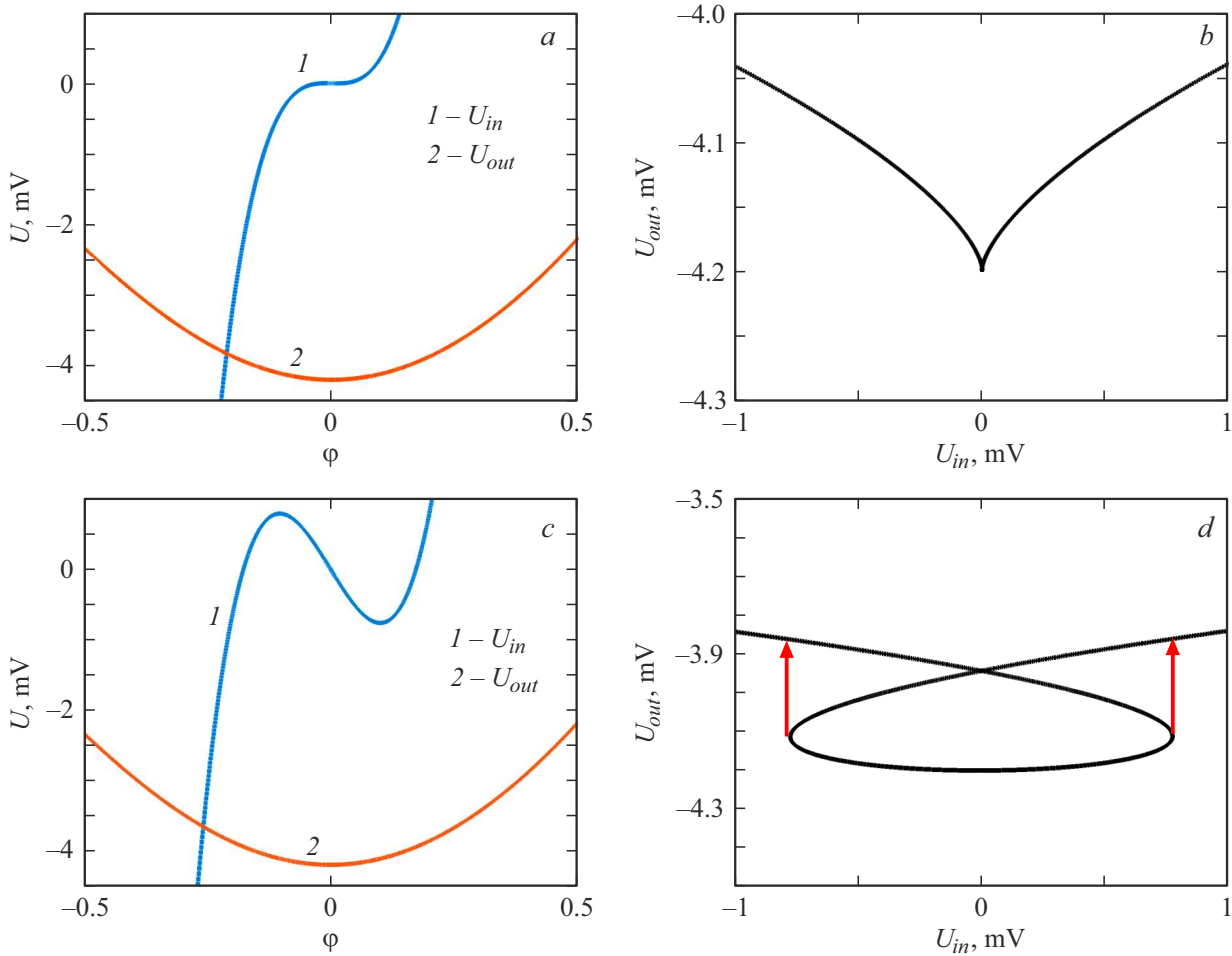
$$\langle u_{yz} \rangle = -a_4 \cos 2\varphi + b_4 U_{in},$$

$$\langle u_{xz} \rangle = -a_5 \sin 2\varphi + b_5 U_{in},$$

$$\langle u_{xy} \rangle = -a_6 \sin 2\varphi + b_6 U_{in}, \quad (1)$$

$$U_{out} = g_0 U_{in} - g_3 \cos 2\varphi, \quad (2)$$

где  $U_{in}$  — напряжение, приложенное одновременно ко всем входным электродам.



**Рис. 2.** Зависимости выходного напряжения  $U_{out}$  от угла  $\varphi$  поворота намагниченности и обратная зависимость угла  $\varphi$  от входного напряжения  $U_{in}$  при  $H = 54$  (a), 50 Oe (c) и соответствующие функции активации (b и d). Стрелками отмечен пороговый скачок выходного напряжения на двух ветвях петли гистерезиса.

При этом константы, входящие в соотношения (1) и (2), определены следующими значениями:

$$\begin{aligned} a_1 &= 3.79 \cdot 10^{-6}, \quad a_2 = 3.0 \cdot 10^{-6}, \quad a_4 = 16.3 \cdot 10^{-6}, \\ a_5 &= 16.7 \cdot 10^{-6}, \quad a_6 = 5.6 \cdot 10^{-6}, \quad b_1 = b_2 = b_4 = 0, \\ b_5 &= 5 \cdot 10^{-6} \text{ 1/V}, \quad b_6 = 30 \cdot 10^{-6} \text{ 1/V}, \\ g_0 &= 1.1 \cdot 10^{-3}, \quad g_3 = 4.2 \cdot 10^{-3} \text{ V}. \end{aligned} \quad (3)$$

Последующий расчет переходных характеристик (функций активации) ячейки выполнен аналитически в рамках нелинейной теории магнитоупругих взаимодействий в антиферромагнетиках [4].

Магнитоупругая энергия кристалла  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  может быть представлена в виде [4,17]:

$$\begin{aligned} F_{me} = & -(B_{11} - B_{12}) \left[ \frac{1}{2} (u_{xx} - u_{yy}) \cos 2\varphi + u_{xy} \sin 2\varphi \right] \\ & - 2B_{14} (u_{yz} \cos 2\varphi + u_{xz} \sin 2\varphi), \end{aligned} \quad (4)$$

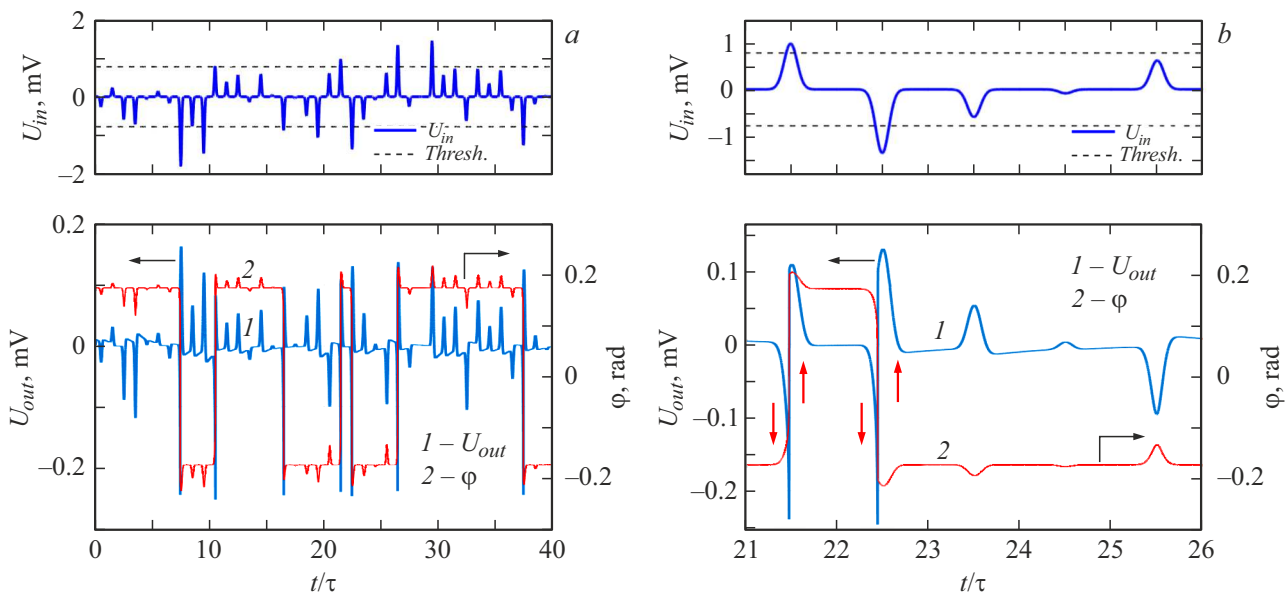
где  $B_{ij}$  — константы магнитострикции.

Магнитная подсистема с учетом магнитоупругого взаимодействия описывается нелинейным уравнением состояния

$$\begin{aligned} H H_D \sin \varphi + \frac{1}{2} H^2 \sin 2\varphi \\ + \frac{H_E}{M_0} \{ (B_{11} - B_{12}) [\sin 2\varphi (u_{xx} - u_{yy}) - \cos 2\varphi \cdot 2u_{xy}] \\ + 4B_{14} (\sin 2\varphi \cdot u_{yz} - \cos 2\varphi \cdot u_{xz}) \} = 0, \end{aligned} \quad (5)$$

где  $H_E$ ,  $H_D$  и  $M_0$  — эффективное поле междоузельного взаимодействия, поле Дзялошинского и намагниченность подрешетки соответственно.

Результаты совместного решения уравнений (2) и (5) приведены на рис. 2. Кривые на рис. 2, a и c отражают зависимость выходного напряжения  $U_{out}$  от угла  $\varphi$  поворота антиферромагнитного момента, одновременно связывая ориентацию момента с входным напряжением  $U_{in}$ . В результате устанавливаются переходные характеристики ячейки как зависимости выходного напряжения от входного, приведенные на рис. 2, b и d. Кривые



**Рис. 3.** *a* — диаграммы случайного распределения амплитуд входных импульсных сигналов  $U_{in}$ , выходных сигналов  $U_{out}$  и угла ориентации намагниченности  $\varphi$ . Штриховой линией показан уровень порога spike-генерации; *b* — сигналы в интервале времени  $21 < t/\tau < 26$ . Стрелками отмечены направления изменения амплитуды выходных сигналов, соответствующие диаграмме на рис. 2, *d*.

на рис. 2, *a* соответствуют величине напряженности намагничивающего поля  $H = 54$  Ое, являющейся критической точкой спин-переориентационной неустойчивости  $H = H_C$ . При этом на переходной характеристике (рис. 2, *b*) наблюдается аномальная чувствительность выходного напряжения к слабым входным сигналам, связанная с критической восприимчивостью магнитной системы. В магнитном поле ниже критического (в данном случае  $H = 50$  Ое) имеет место бистабильность, отраженная на рис. 2, *c* в виде характерной зависимости  $\varphi(U_{in})$ . Результатом бистабильности является переходная характеристика с пороговым скачком выходного напряжения (рис. 2, *d*). Характеристика качественно отличается от полученной в работе [11] сменой знака производной после скачка напряжения.

В условиях переменного воздействия, медленного по сравнению с временами релаксации в магнитной и упругой подсистемах, уравнение (2) модифицируется с учетом токов утечки/нагрузки в выходной цепи

$$U_{out} = U_q - g_3 \cos 2\varphi + g_0 U_{in}, \quad (6)$$

где  $U_q$  — напряжение от свободных зарядов на выходных электродах, подчиняющееся уравнению

$$\tau \frac{\partial U_q}{\partial t} = -U_q + g_3 \cos 2\varphi - g_0 U_{in}. \quad (7)$$

Здесь  $\tau$  — время релаксации свободного заряда, которое определяется емкостью структуры и сопротивлением нагрузки/утечки и может изменяться в широких пределах. Например, при сопротивлении нагрузки 1–10 МΩ время релаксации заряда в рассматриваемой структуре

составляет порядка 1–10 ns, что значительно превышает время магнитной релаксации в гематите (порядка 0.1 ns). Начальное условие к уравнению (7) соответствует обращению в нуль выходного напряжения (6) при отсутствии внешнего воздействия ( $U_{in} = 0$ ).

На рис. 3 представлены результаты моделирования реакции ячейки на воздействие последовательности импульсных сигналов случайной амплитуды при намагничивающем поле  $H = 50$  Ое. Рис. 3, *a* демонстрирует случайные переключения направления намагниченности при превышении импульсом входного напряжения порогового значения  $|U_{in}| = 0.78$  mV. Переключение сопровождается формированием spike-импульса, полярность которого не зависит от полярности напряжения на входе, в отличие от реакции стрейнтронной ячейки на основе ферромагнетика [11]. На рис. 3, *b* в увеличенном масштабе представлены сигналы в интервале времени  $21 < t/\tau < 26$ . Стрелками отмечены направления изменения амплитуды выходных сигналов, соответствующие диаграмме на рис. 2, *d*.

Выполненное моделирование преобразования сигналов в наномасштабной ячейке PZT/ $\alpha$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/LiNbO<sub>3</sub> продемонстрировало нелинейные переходные характеристики, формируемые спин-переориентационной неустойчивостью и бистабильностью, включая пороговое переключение состояний магнитной подсистемы, сопровождающееся генерацией униполярных spike-импульсов в условиях стохастического воздействия. При этом характерные величины как входного, так и выходного напряжения в рассматриваемых стрейнтронных структурах составляют доли милливольт. Характеристики ячейки на основе антиферромагнитного диэлектри-

ка качественно отличаются от полученных ранее для структур ферромагнетик–пьезоэлектрик и расширяют спектр функциональных возможностей стрейнтронных структур. Отметим, что относительно малая величина ферромагнитного момента АФЛП может способствовать повышению плотности размещения независимых магнитоэлектрических элементов на чипе из-за слабого диполь-дипольного взаимодействия между ними.

### Финансирование работы

Исследование выполнено при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда № 25-79-30019 (<https://rscf.ru/project/25-79-30019/>).

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] А.А. Бухараев, А.К. Звездин, А.П. Пятаков, Ю.К. Фетисов, УФН, **188** (12), 1288 (2018). DOI: 10.3367/UFNr.2018.01.038279 [А.А. Bukharaev, A.K. Zvezdin, A.P. Pyatakov, Yu.K. Fetisov, Phys. Usp., **61** (12), 1175 (2018). DOI: 10.3367/UFNe.2018.01.038279].
- [2] C.-W. Nan, M.I. Bichurin, S. Dong, D. Viehland, G. Srinivasan, J. Appl. Phys., **103** (3), 031101 (2008). DOI: 10.1063/1.2836410
- [3] А.С. Боровик-Романов, Е.Г. Рудашевский, ЖЭТФ, **47** (6), 2095 (1965). [A.S. Borovik-Romanov, E.G. Rudashevskii, Sov. Phys. JETP, **20** (6), 1407 (1965)].
- [4] В.И. Ожогин, В.Л. Преображенский, УФН, **155** (8), 593 (1988). DOI: 10.3367/UFNr.0155.198808b.0593 [V.I. Ozhogin, V.L. Preobrazhenskii, Sov. Phys. Usp., **31** (8), 713 (1988). DOI: 10.1070/PU1988v031n08ABEH004908]; В.И. Ожогин, В.Л. Преображенский, ЖЭТФ, **73** (3), 988 (1977). [V.I. Ozhogin, V.L. Preobrazhenskii, Sov. Phys. JETP, **46** (3), 523 (1977)].
- [5] D.A. Burdin, D.V. Chashin, N.A. Ekonomov, L.Y. Fetisov, V.L. Preobrazhensky, Y.K. Fetisov, Sensors, **23**, 5901 (2023). DOI: 10.3390/s23135901
- [6] В.А. Лузанов, Радиотехника и электроника, **67** (3), 301 (2022). DOI: 10.31857/S003384942203010X [V.A. Luzanov, J. Commun. Technol. Electron., **67** (3), 296 (2022). DOI: 10.1134/S106422692203010X].
- [7] O. Deperlioglu, U. Kose, Comput. Electr. Eng., **37**, 392 (2011). DOI: 10.1016/j.compeleceng.2011.03.010
- [8] W. Yi, K.K. Tsang, S.K. Lam, X. Bai, J.A. Crowell, E.A. Flores, Nat. Commun., **9** (1), 4661 (2018). DOI: 10.1038/s41467-018-07052-w
- [9] J. Deng, V.P.K. Miriyala, Z. Zhu, X. Fong, G. Liang, IEEE Electron Dev. Lett., **41** (7), 1102 (2020). DOI: 10.1109/led.2020.2995874
- [10] I. Chakraborty, G. Saha, A. Sengupta, K. Roy, Sci. Rep., **8**, 12980 (2018). DOI: 10.1038/s41598-018-31365-x
- [11] Л.М. Крутянский, В.Л. Преображенский, Письма в ЖТФ, **49** (15), 33 (2023). DOI: 10.21883/PJTf.2023.15.55862.19594 [L.M. Krutyansky, V.L. Preobrazhensky, Tech. Phys. Lett., **49** (8), 28 (2023). DOI: 10.61011/TPL.2023.08.56683.19594]; Л.М. Крутянский, В.Л. Преображенский, Письма в ЖТФ, **51** (12), 6 (2025). DOI: 10.61011/PJTf.2025.12.60605.20282 [L.M. Krutyansky, V.L. Preobrazhensky, Tech. Phys. Lett., **51** (6), 64 (2025). DOI: 10.61011/TPL.2025.06.61294.20282].
- [12] N. Tiercelin, V. Preobrazhensky, V. Mortet, A. Talbi, A. Soltani, K. Haenen, P. Pernod, J. Magn. Magn. Mater., **321**, 1803 (2009). DOI: 10.1016/j.jmmm.2009.02.026
- [13] R.Z. Levitin, A.S. Pachomov, V.A. Schurov, Phys. Lett. A, **27** (9), 603 (1968). DOI: 10.1016/0375-9601(68)90073-X
- [14] B. Kar, H. Basaeri, S. Roundy, U. Wallrabe, Smart Mater. Struct., **32** (8), 085012 (2023). DOI: 10.1088/1361-665X/acdd39
- [15] A.S. Andrushchak, B.G. Mytsyk, H.P. Laba, O.V. Yurkevych, I.M. Solskii, A.V. Kityk, B. Sahraoui, J. Appl. Phys., **106** (7), 073510 (2009). DOI: 10.1063/1.3238507
- [16] A.W. Warner, M. Onoe, G.A. Coquin, J. Acoust. Soc. Am., **42** (6), 1223 (1967). DOI: 10.1121/1.1910709
- [17] В.Г. Барьяхтар, М.А. Савченко, В.В. Ганн, П.В. Рябко, ЖЭТФ, **47** (5), 1989 (1965). [V.G. Bar'yakhtar, M.A. Savchenko, V.V. Gann, P.V. Ryabko, Sov. Phys. JETP, **20** (5), 1335 (1965)].