

05 Влияние механической деформации растяжения на магнитосопротивление наноструктур магнитной стрейнтроники

© Д.А. Жуков¹, О.П. Поляков², П.А. Поляков², В.В. Амеличев¹, С.И. Касаткин³, Д.В. Костюк¹

¹ НПК „Технологический центр“, Москва, Зеленоград, Россия

² Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

³ Институт проблем управления им. В.А. Трапезникова РАН, Москва, Россия

E-mail: D.Zhukov@tscen.ru

Поступило в Редакцию 18 апреля 2025 г.

В окончательной редакции 18 июня 2025 г.

Принято к публикации 10 июля 2025 г.

Представлены результаты экспериментального и теоретического исследования наноструктуры магнитной стрейнтроники Ta (5 nm)/FeNiCo (20 nm)/CoFe (10 nm)/Ta (5 nm). Определена зависимость магнитосопротивления от величины напряженности внешнего магнитного поля в условиях механической деформации растяжения. Предложена теоретическая модель, объясняющая особенности этой экспериментальной зависимости. В частности, объяснена экспериментально установленная асимметрия изменения магнитосопротивления при деформации сжатия и растяжения.

Ключевые слова: магнитная стрейнтроника, магниторезистивный эффект, теория микромагнетизма, магниторезистивная наноструктура.

DOI: 10.61011/PJTF.2025.20.61393.20349

Актуальным направлением современной наноэлектроники и спинтроники является магнитная стрейнтроника [1–3]. Типичная наноструктура магнитной стрейнтроники состоит из магнитных нанослоев, один из которых обладает повышенным обратным магнитострикционным эффектом. Это позволяет влиять на состояние его магнитного упорядочения и соответственно на магнитосопротивление [4] или гигантское магнитосопротивление [5] посредством создания в этой наноструктуре деформации сжатия или растяжения. Применение анизотропных магниторезистивных (AMR), спин-вентильных и спин-туннельных магниторезистивных наноструктур в комбинации с магнитострикционными пленками позволяет создать новый тип преобразователей механических величин с улучшенными характеристиками и расширенными функциональными возможностями [6,7].

В настоящей работе исследовано магнитосопротивление наноструктуры магнитной стрейнтроники размером $3.8 \times 19.8 \times 0.46$ мкм, сформированной на кремниевой подложке со структурой Ta (5 nm)/FeNiCo (20 nm)/Co₅₀Fe₅₀ (10 nm)/Ta (5 nm), состоящей из магниторезистивного (FeNiCo) и магнитострикционного (CoFe) слоев. Экспериментальные кривые зависимости магнитосопротивления наноструктуры от величины внешнего магнитного поля, направленного под углом 45° по отношению к оси легкого намагничивания (ОЛН), при наличии деформации сжатия и растяжения были получены в работе [8]. Отличительной особенностью этих кривых является сильная асимметрия влияния деформации сжатия и растяжения. Максимальное изменение магни-

тосопротивления при деформации растяжения оказалось в несколько раз меньше, чем при деформации сжатия.

Представлена теоретическая модель процесса перемангничивания наноструктуры магнитной стрейнтроники при наличии деформации растяжения. Предложенная теория хорошо согласуется с экспериментальной зависимостью магнитосопротивления наноструктуры от напряженности внешнего магнитного поля. Разработанная теория объясняет также и отмеченную выше асимметрию изменения магнитосопротивления при деформациях сжатия и растяжения.

Рассмотрим теоретическую модель. Пусть \mathbf{M}_1 и \mathbf{M}_2 — векторы намагниченности слоев исследуемой наноструктуры: магнитострикционного слоя CoFe толщиной h_1 и магниторезистивного слоя FeNiCo толщиной h_2 . Эти векторы лежат в плоскости слоев и из-за сильного обменного взаимодействия ориентированы в одном направлении. Направим координатную ось X вдоль длинной стороны рассматриваемой наноструктуры. Тогда объемная плотность магнитной энергии первого (магнитострикционного) слоя будет иметь вид [4]:

$$w_1 = K_1 \sin^2(\varphi - \beta) - \frac{3}{2} \sigma \lambda_1 \sin^2 \varphi - H_x M_1 \cos \varphi, \quad (1)$$

где K_1 — константа одноосной анизотропии в этом слое, φ — угол между вектором \mathbf{M}_1 и осью X , $\beta = \pi/4$ — угол между ОЛН и осью X , σ — приложенное напряжение, λ_1 — магнитострикционная константа, H_x — проекция вектора напряженности внешнего магнитного поля на ось X . В рассматриваемом случае вектор напряженности внешнего магнитного поля \mathbf{H} направлен либо вдоль, либо против оси X .

Плотность магнитной энергии второго (магниторезистивного) слоя равна

$$w_2 = K_2 \sin^2(\varphi - \beta) - H_x M_2 \cos \varphi, \quad (2)$$

где K_2 — константа одноосной анизотропии второго магнитного слоя.

Для усредненной по толщине слоев объемной плотности двух магнитных слоев

$$w = t_1 w_1 + t_2 w_2, \quad (3)$$

где

$$t_1 = \frac{h_1}{h_1 + h_2}, \quad t_2 = \frac{h_2}{h_1 + h_2}. \quad (4)$$

Подставляя выражения (1) и (2) в (3), получим

$$w = K \sin^2(\varphi - \beta) - \frac{3}{2} \sigma \lambda \sin^2 \varphi - H_x M \cos \varphi, \quad (5)$$

где K — средняя по толщине константа анизотропии,

$$K = t_1 K_1 + t_2 K_2, \quad (6)$$

M — средняя по толщине величина вектора намагниченности,

$$M = t_1 M_1 + t_2 M_2, \quad (7)$$

λ — средняя по толщине константа магнитоstrictionии,

$$\lambda = \lambda_1 t_1. \quad (8)$$

Введем константы напряженностей эквивалентных полей анизотропии H_{an} и магнитоstrictionии H_σ по формулам

$$H_{an} = 2 \frac{t_1 K_1 + t_2 K_2}{M_{eff}}, \quad (9)$$

$$H_\sigma = 2 t_1 \frac{3}{2 M_{eff}} \sigma \lambda_1. \quad (10)$$

Тогда выражение для объемной плотности магнитной энергии примет вид

$$w = M \left[\frac{H_{an}}{2} \sin^2(\varphi - \beta) - \frac{H_\sigma}{2} \sin^2 \varphi - H_x \cos \varphi \right]. \quad (11)$$

Используя элементарные тригонометрические соотношения и значение $\beta = \pi/4$, имеем

$$\sin^2(\varphi - \beta) = \frac{1 - \cos 2(\varphi - \beta)}{2} = \frac{1 - \sin 2\varphi}{2}. \quad (12)$$

Подставляя (12) в (11) и вынося константу H_{an} за квадратные скобки, для плотности магнитной энергии определим

$$w = M H_{an} \left[\frac{1 - \sin 2\varphi}{4} - \frac{h_\sigma}{2} \sin^2 \varphi - h_x \cos \varphi \right], \quad (13)$$

где введены безразмерные величины

$$h_\sigma = \frac{H_\sigma}{H_{an}}, \quad (14)$$

$$h_x = \frac{H_x}{H_{an}}. \quad (15)$$

Равновесное значение угла ориентации φ вектора намагниченности (7) будет определяться минимумом плотности магнитной энергии (13), т. е. решением уравнения

$$\frac{\partial w}{\partial \varphi} = M H_{an} \left[-\frac{\cos 2\varphi}{2} + h_x \sin \varphi - h_\sigma \sin \varphi \cos \varphi \right] = 0. \quad (16)$$

Учитывая соотношение

$$\cos 2\varphi = 1 - 2 \sin^2 \varphi, \quad (17)$$

уравнение (16) можно представить в виде

$$-\frac{1}{2} + \sin^2 \varphi + h_x \sin \varphi - h_\sigma \sin \varphi \cos \varphi = 0. \quad (18)$$

Переносим последнее слагаемое в (18) вправо и возводя обе части получившегося равенства в квадрат, преобразуем это уравнение в полиномиальное уравнение четвертого порядка для $\sin \varphi$:

$$x^4 + 2 \frac{h_x}{1 + h_\sigma^2} x^3 + \frac{h_x^2 - 1 - h_\sigma^2}{1 + h_\sigma^2} x^2 - \frac{h_x}{1 + h_\sigma^2} x + \frac{1}{4(1 + h_\sigma^2)} = 0, \quad (19)$$

где введено обозначение

$$x = \sin \varphi. \quad (20)$$

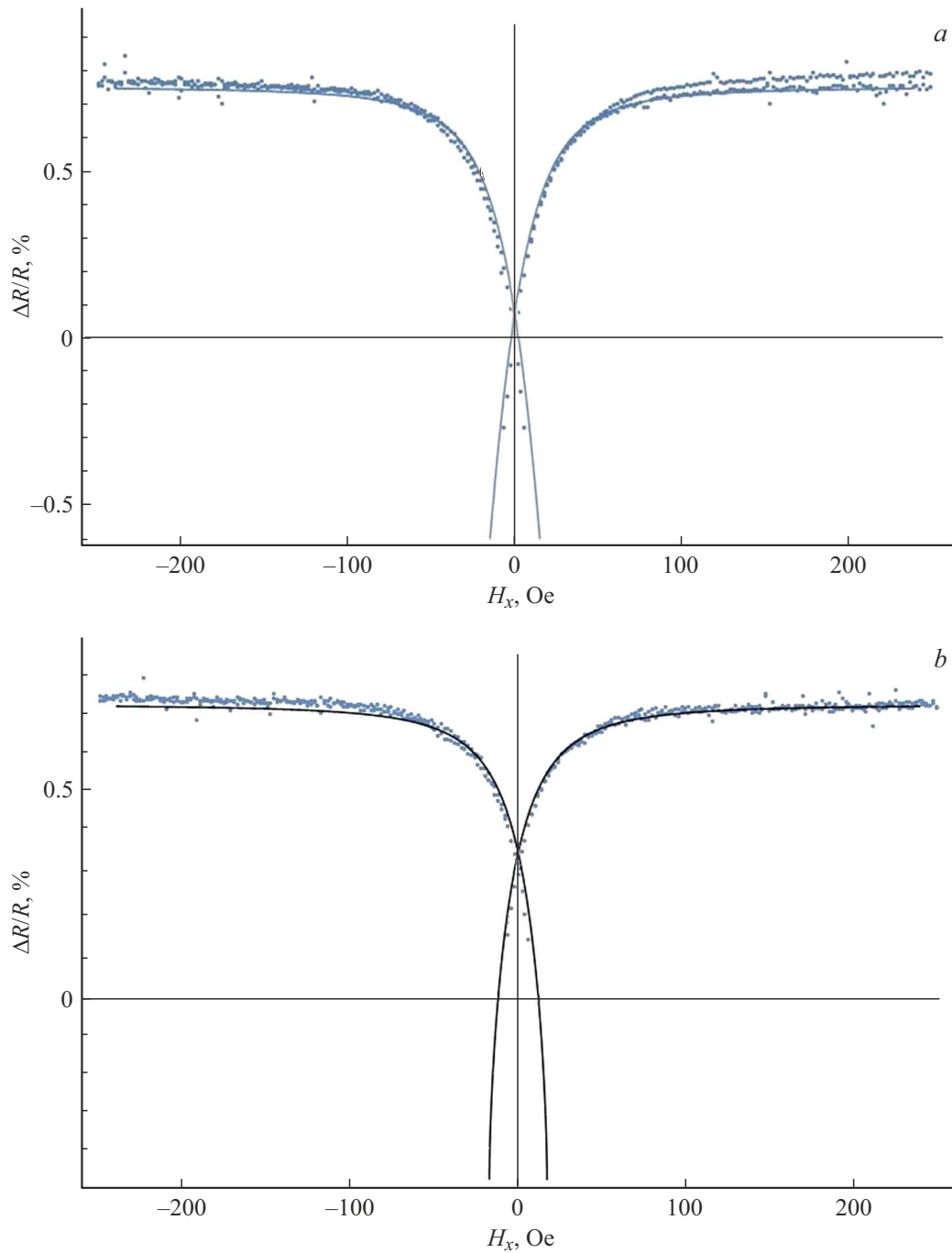
Уравнение (19) в общем случае может иметь четыре различных действительных аналитических решения [4,9]. Эти решения выражаются через элементарные функции и имеют громоздкий вид, поэтому запишем их в функциональном виде

$$\begin{aligned} x_1 &= x_1(h_x, h_\sigma), & x_2 &= x_2(h_x, h_\sigma), \\ x_3 &= x_3(h_x, h_\sigma), & x_4 &= x_4(h_x, h_\sigma). \end{aligned} \quad (21)$$

Анализ этих решений показывает, что в области значений параметра h_x

$$-h_{cr} \leq h_x \leq h_{cr} \quad (22)$$

существует четыре различных действительных решения (21). Здесь h_{cr} — некоторое критическое значение параметра h_x . При h_x , находящихся вне этого предела, возможны только два действительных решения. Другой интересной особенностью решений (21) уравнения (19) является тот факт, что при $h_\sigma > 0$ в области (22) два решения, например $x_1(h_x, h_\sigma)$ и $x_4(h_x, h_\sigma)$, соответствуют двум локальным минимумам плотности магнитной энергии (13), а другие два решения $x_2(h_x, h_\sigma)$ и $x_3(h_x, h_\sigma)$ соответствуют локальным максимумам. Этот случай подробно рассмотрен в работе [4]. Если $h_\sigma < 0$, то наблюдается деформация растяжения и происходит



Экспериментальная (точки) и теоретическая (сплошная линия) зависимости относительного магнитосопротивления от напряженности магнитного поля для разных механических напряжений растяжения. *a* — без деформации, *b* — $\sigma = 30$ МПа, *c* — $\sigma = 65$ МПа, *d* — $\sigma = 100$ МПа.

инверсия решения для минимумов и максимумов плотности магнитной энергии (13), $x_1(h_x, h_\sigma)$ и $x_4(h_x, h_\sigma)$ будут соответствовать двум локальным максимумам плотности магнитной энергии (13), а другие два решения $x_2(h_x, h_\sigma)$ и $x_3(h_x, h_\sigma)$ будут соответствовать локальным минимумам. Этим и объясняется различие зависимости магнитосопротивления в случае деформации сжатия ($h_\sigma > 0$) и деформации растяжения ($h_\sigma < 0$).

Сравним теорию и экспериментальные данные. Согласно АМР-эффекту, магнитосопротивление магниторезистивного слоя FeNiCo определяется формулой [10]:

$$R = R_{\perp} \left(1 + \frac{\Delta\rho}{\rho} \cos^2 \phi \right), \quad (23)$$

где ϕ — угол между векторами плотности тока \mathbf{J} и вектором намагниченности \mathbf{M}_2 в полоске, R_{\perp} —

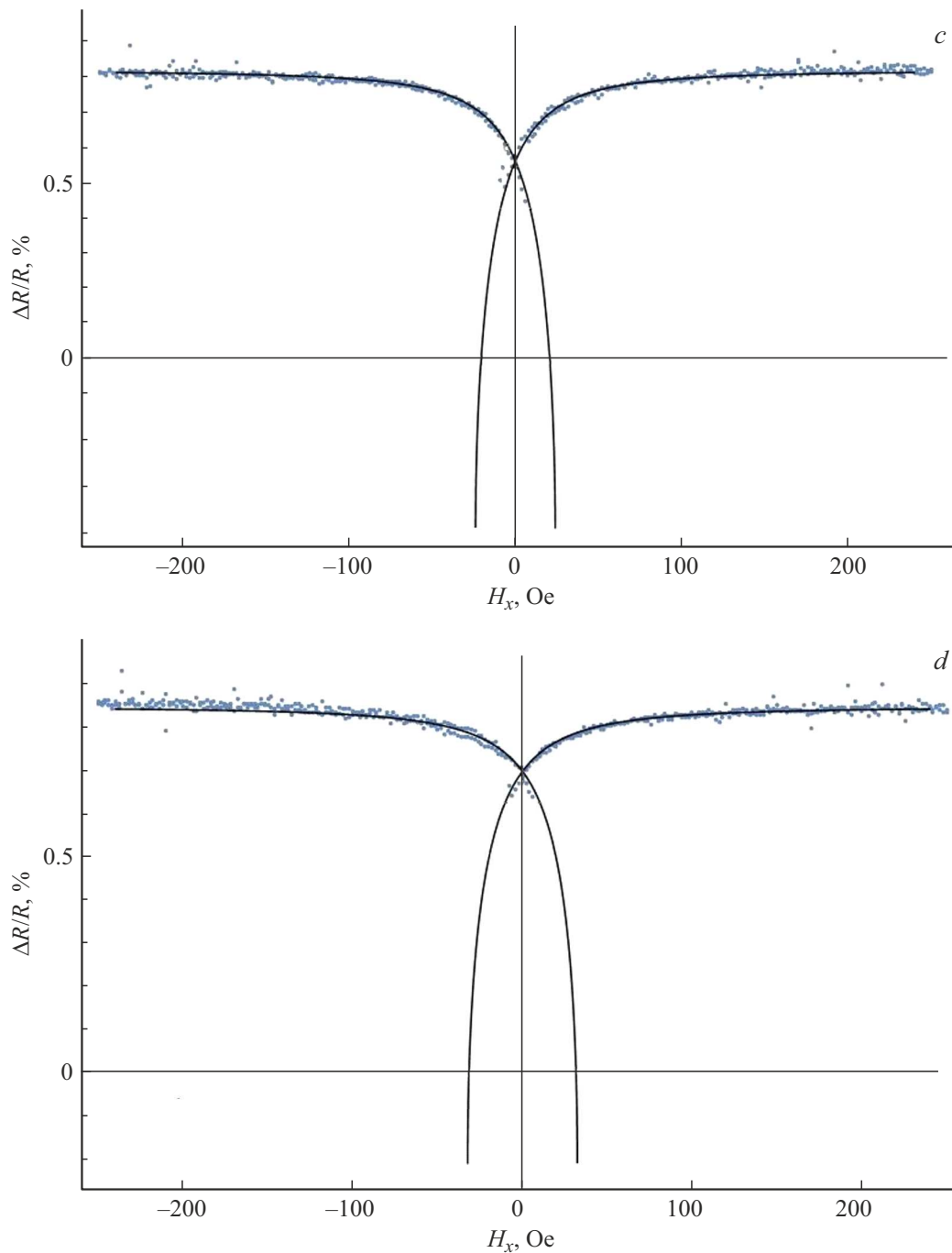


Рисунок (продолжение).

сопротивление полоски в направлении, перпендикулярном вектору \mathbf{J} , $\Delta\rho/\rho$ — коэффициент АМР-эффекта. Так как при экспериментальном измерении величина относительного изменения магнитосопротивления измеряется в относительных единицах, а сама кривая может быть смещена, аппроксимируем относительное изменение магнитосопротивления формулой

$$\frac{\Delta R}{R} = a \cos^2 \varphi - b = a(1 - \sin^2 \varphi) - b. \quad (24)$$

Подставляя в формулу (24) решение (21), соответствующее минимуму магнитной энергии при деформации растяжения ($h_\sigma < 0$), получим

$$\frac{\Delta R}{R} = a \cos^2 \varphi - b = a \left(1 - x_2 \left(\frac{H_x}{H_{an}}, h_\sigma \right) \right) - b, \quad (25)$$

где учтено обозначение (15) для h_x .

Далее, аппроксимируя экспериментальные данные, приведенные в работе [8], функцией (25) методом наи-

меньших квадратов и варьируя параметры a , b , h_σ , получим следующие значения параметров, соответствующие наилучшему квадратичному приближению при $H_{an} = 30$ Ое.

При отсутствии механического напряжения ($\sigma = 0$ МПа)

$$a = 1.3535, \quad b = 0.5943, \quad h_\sigma = 0. \quad (26)$$

При механическом напряжении растяжения $\sigma = 30$ МПа

$$a = 1.4060, \quad b = 0.6325, \quad h_\sigma = 0.4968. \quad (27)$$

При механическом напряжении растяжения $\sigma = 65$ МПа

$$a = 1.8380, \quad b = 1.0203, \quad h_\sigma = 1.0593. \quad (28)$$

При механическом напряжении растяжения $\sigma = 100$ МПа

$$a = 1.7782, \quad b = 0.9306, \quad h_\sigma = 1.5007. \quad (29)$$

На рисунке представлены экспериментальные и теоретические графики (в соответствии с формулами (24), (25) и для параметров (26)–(29)) изменения относительного магнитосопротивления при изменении внешнего магнитного поля H_x от -250 до 250 Ое и обратно. Наименьшее значение магнитосопротивления, согласно приведенным на частях $a-d$ рисунка теоретическим зависимостям для механических напряжений растяжения $\sigma = 0, 30, 65, 100$ МПа, достигается при критических значениях напряженности внешнего магнитного поля $H_{cr} = H_{an}h_{cr} = 15, 17.2, 24.5, 32.6$ Ое соответственно. В отсутствие механической деформации $H_{cr} = H_{an}/2$. При приложении деформации растяжения и ее дальнейшем увеличении также происходит увеличение H_{cr} , которое при $\sigma = 100$ МПа немного превосходит H_{an} , достигая значения 32.6 Ое.

Из рисунка, $a-d$ видно хорошее согласие экспериментальных данных и теоретических кривых. Однако теоретические кривые резко опускаются значительно ниже экспериментальных значений. Вероятно, это можно объяснить тем, что в данной области локальный минимум плотности магнитной энергии (13) имеет незначительную глубину. Поэтому магнитный момент с данной ориентацией будет неустойчив и может переориентироваться в другое устойчивое состояние с наименьшей энергией.

Предложенная теоретическая модель дает хорошее количественное совпадение с экспериментальными данными и объясняет все особенности поведения магнитосопротивления при деформации растяжения. В ходе исследования установлено, что экспериментальное значение максимального изменения сопротивления, обусловленного АМР-эффектом, при перемагничивании наноструктуры меньше теоретического значения вследствие нестабильности локального состояния ориентации магнитного момента вблизи критического значения $h_x = h_{cr}$.

В случае деформации растяжения максимальное изменение магнитосопротивления достигается при значениях внешнего магнитного поля в области критического значения H_{cr} . Объяснена экспериментально обнаруженная асимметрия величины изменения магнитосопротивления при деформациях растяжения и сжатия. Отметим, что разработанная теория может быть применена для аналогичных структур на основе гигантского магниторезистивного эффекта после соответствующей корректировки теории с учетом физических особенностей данного эффекта.

Финансирование работы

Работа подготовлена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (FNRМ-2025-0005).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] F. Miao, S.-J. Liang, B. Cheng, npj Quantum Mater., **6**, 59 (2021). DOI: 10.1038/s41535-021-00360-3
- [2] И.В. Антонова, УФН, **192** (6), 609 (2022). DOI: 10.3367/UFNr.2021.05.038984 [I.V. Antonova, Phys. Usp., **65** (6), 567 (2022). DOI: 10.3367/UFNe.2021.05.038984].
- [3] А.А. Бухараев, А.К. Звездин, А.П. Пятаков, Ю.К. Фетисов, УФН, **188** (12), 1288 (2018). DOI: 10.3367/UFNr.2018.01.038279 [A.A. Bukharaev, A.K. Zvezdin, A.P. Pyatakov, Yu.K. Fetisov, Phys. Usp., **61** (12), 1175 (2018). DOI: 10.3367/UFNe.2018.01.03827].
- [4] Д.А. Жуков, О.П. Поляков, П.А. Поляков, С.И. Касаткин, В.В. Амеличев, Д.В. Костюк, ФММ, **125** (10), 1222 (2024). DOI: 10.31857/S001532302400044 [D.A. Zhukov, O.P. Polyakov, P.A. Polyakov, S.I. Kasatkin, V.V. Amelichev, D.V. Kostyuk, Phys. Met. Metallogr., **125** (10), 1072 (2024). DOI: 10.1134/S0031918X24601124].
- [5] Л.И. Наумова, А.А. Захаров, М.А. Миляев, Н.Г. Бебенин, Р.С. Заворницын, И.К. Максимова, В.В. Проглядо, В.В. Устинов, ФММ, **124** (3), 264 (2023). DOI: 10.31857/S0015323022601817 [L.I. Naumova, A.A. Zakharov, M.A. Milyaev, N.G. Bebenin, R.S. Zavornitsyn, I.K. Maksimova, V.V. Proglyado, V.V. Ustinov, Phys. Met. Metallogr., **124** (3), 252 (2023). DOI: 10.1134/S0031918X22602141].
- [6] G.S.C. Bermúdez, D. Makarov, Adv. Funct. Mater., **31** (39), 2007788 (2021). DOI: 10.1002/adfm.202007788
- [7] B. Rivkin, C. Becker, F. Akbar, R. Ravishankar, D.D. Karnausenko, R. Naumann, A. Mirhajivarzaneh, M. Medina-Sánchez, D. Karnausenko, O.G. Schmidt, Adv. Intell. Syst., **3** (6), 2000238 (2021). DOI: 10.1002/aisy.202000238

- [8] D. Zhukov, V. Amelichev, S. Kasatkin, D. Kostyuk, *Sensors*, **21** (17), 5785 (2021). DOI: 10.3390/s21175785
- [9] Г. Корн, Т. Корн, *Справочник по математике* (Наука, М., 1973), с. 44–45.
- [10] T.R. Mcguire, R.I. Potter, *IEEE Trans. Magn.*, **11** (4), 1018 (1975). DOI: 10.1109/TMAG.1975.1058782