

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

УДК 537.621.2, 537.611.44, 537.622.4

ВЛИЯНИЕ ФОРМЫ СПИН-ТУННЕЛЬНОГО ЭЛЕМЕНТА НА ЗАВИСИМОСТЬ ЕГО МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ

© 2023 г. В. В. Амеличев^а, Д. В. Васильев^{а, *}, П. А. Поляков^б, Д. В. Костюк^а, П. А. Беляков^а,
С. И. Касаткин^с, О. П. Поляков^{б, с}, Ю. В. Казаков^а

^аНаучно-производственный комплекс “Технологический центр”, площадь Шокина, 1, Зеленоград, 124498 Россия

^бМосковский государственный университет имени М. В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, Москва, 119991 Россия

^сИнститут проблем управления им. В. А. Трапезникова РАН, Профсоюзная ул., 65, Москва, 117997 Россия

*e-mail: 29diman05@mail.ru

Поступила в редакцию 01.03.2023 г.

После доработки 13.03.2023 г.

Принята к публикации 15.03.2023 г.

Проведено теоретическое и экспериментальное исследование зависимости магнитосопротивления для двух спин-туннельных переходов (СТП) эллипсоидальной формы. Экспериментально подобран режим одностороннего однородного перемагничивания СТП эллипсоидальной формы с различным аспектным отношением. Это позволяет, несмотря на обратное неоднородное перемагничивание, вычислить магнитные параметры данных элементов, разлив теорию Стонера–Вольфарта.

Ключевые слова: спин-туннельный переход, модель когерентного вращения, перемагничивание, магнитосопротивление

DOI: 10.31857/S0015323023600338, EDN: OLMLPO

ВВЕДЕНИЕ

Спин-туннельные магниторезистивные (СТМР) наноструктуры являются ключевыми элементами современных спинтронных устройств [1, 2]. На основе спин-туннельных переходов (СТП) разрабатываются энергонезависимая магниторезистивная память [3] и высокочувствительные преобразователи магнитного поля [4, 5] и тока [6]. Преобразователи магнитного поля оказали значительное влияние на развитие различных технологических областей, включая медицинскую технику, устройства неразрушающего контроля, навигационные и телеметрические системы [7].

Зависимость магнитосопротивления СТП в области малых магнитных полей, обусловленная перемагничиванием свободного слоя СТП [8], определяет рабочий диапазон и чувствительность преобразователей, для ячеек магниторезистивной памяти характеризует величину магнитных полей при переключении логических состояний ячейки и амплитуду сигнала. Вид данной зависимости обуславливается составом и толщиной слоев СТМР-наноструктуры, в том числе геометрической конфигурацией СТП.

Теоретической основой большинства работ, посвященных этой теме, является модель коге-

рентного вращения вектора намагниченности и механизм магнитного гистерезиса в гетерогенных сплавах [9, 10]. Однако эта модель хорошо работает для относительно небольших по размерам элементов, как правило, длина и ширина которых меньше 1 мкм [11]. В магнитных слоях элементов больших размеров могут возникать магнитные неоднородности и магнитные домены [12, 13], которые существенно меняют механизм перемагничивания слоев, вид гистерезисной кривой. В свою очередь, это влияет на чувствительность и линейность характеристик преобразователя магнитного поля на основе данных элементов. Для уменьшения влияния этих эффектов можно применить предварительное намагничивание магнитного слоя внешним магнитным полем и использование формы магнитного элемента, близкого к эллипсоиду. К сожалению, это не может в полной мере гарантировать того, что в процессе измерения не будут возникать искажения, связанные с указанными причинами. Отметим, что представленные в работе [7] теоретические исследования в рамках стандартной модели Стонера–Вольфарта прямоугольного СТП размером порядка 50 мкм на практике не будут соответствовать экспериментальным результатам, о чем, в частности, свидетельствуют результаты, представленные в работе [7].

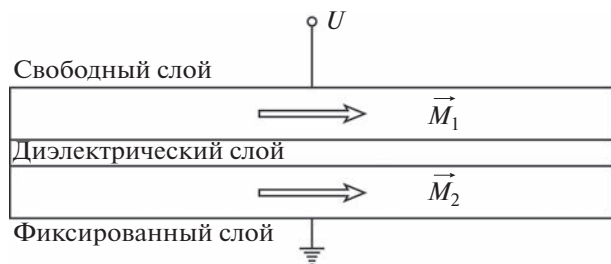


Рис. 1. Эскиз СТП.

В данной работе проведено теоретическое и экспериментальное исследование влияния формы СТП на зависимость его магнитосопротивления. Для этого были изготовлены СТП в виде многослойных наноструктур эллипсоидальной формы и исследована зависимость их сопротивления туннельному току от напряженности внешнего магнитного поля. Показано, что теория Стонера–Вольфарта хорошо соответствует экспериментальным результатам при прямом намагничивании и дает значительную погрешность при обратном ходе намагничивания. Для этого случая проведена доработка модели.

СТРУКТУРА СТП И ЕГО ФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ

СТП можно рассматривать как структуру из двух ферромагнитных (ФМ) нанослоев, разделенных немагнитным диэлектрическим нанослоем (рис. 1).

Пусть свободный и фиксированный слои однородно намагничены, а их вектора намагниченности соответственно равны $\vec{M}_1$ и $\vec{M}_2$. Намагниченность свободного слоя $\vec{M}_1$ изменяет свою ориентацию под воздействием вектора напряженности внешнего магнитного поля $\vec{H}$. Намагниченность фиксированного слоя $\vec{M}_2$ закреплена и не меняет своей ориентации в пределах достаточно больших полей $\vec{H}$, не превышающих поле однонаправленной анизотропии [14]. При приложении между слоями напряжения U возникает туннельный ток, величина которого и, следовательно, сопротивление СТП R будут зависеть от взаимной ориентации векторов $\vec{M}_1$ и $\vec{M}_2$ (магнитосопротивление).

В настоящей работе исследована зависимость сопротивления R от напряженности внешнего магнитного поля для двух СТП эллипсоидальной формы (рис. 2). На одном элементе вектор $\vec{M}_2$ фиксированного слоя закреплен вдоль большей полуоси эллипсоида (рис. 2а), на другом — вдоль меньшей полуоси эллипсоида (рис. 2б). Ось легкого намагничивания (ОЛН) свободного слоя в обоих случаях направлена вдоль координатной оси X . Напряженность внешнего магнитного поля $\vec{H}$ изменяется вдоль оси X , изменяя ориентацию вектора намагниченности свободного слоя $\vec{M}_1$ относительно ОЛН и, соответственно, относительно координатной оси X . Магнитосопротивление R СТП зависит от угла α между векторами $\vec{M}_1$ и $\vec{M}_2$ согласно формуле [15]:

$$R(\alpha) = R(\alpha = 0) + \frac{1}{2}[R_{\max} - R_{\min}](1 - \cos \alpha). \quad (1)$$

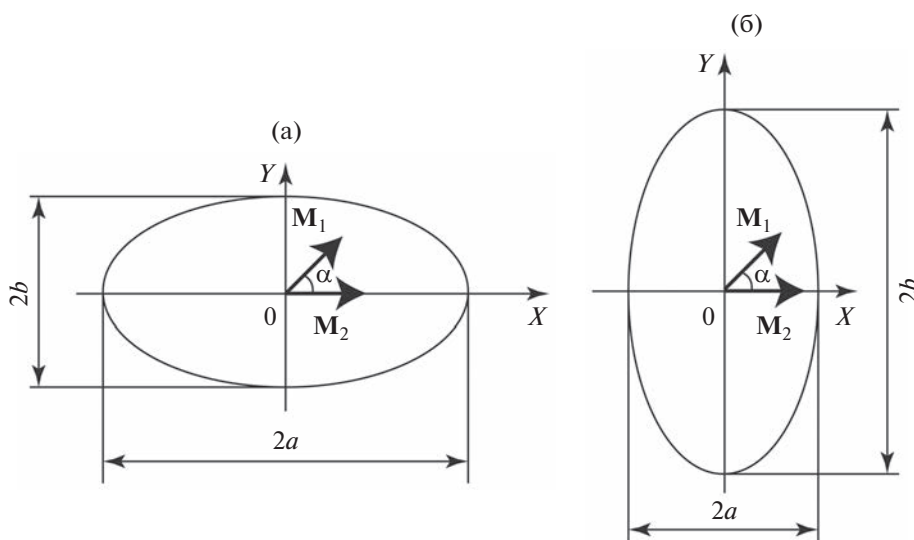


Рис. 2. Два СТП эллипсоидальной формы: а) вектор $\vec{M}_2$ закреплен вдоль большей полуоси эллипсоида (образец 1), б) вектор $\vec{M}_2$ закреплен вдоль меньшей полуоси эллипсоида (образец 2).

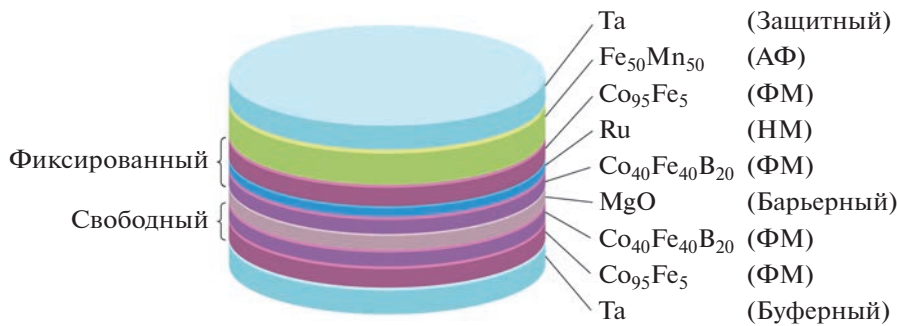


Рис. 3. Эскиз СТП на основе СТМР-наноструктуры Ta/Co₉₅Fe₅/Co₄₀Fe₄₀B₂₀/MgO/Co₄₀Fe₄₀B₂₀/Ru/Co₉₅Fe₅/Fe₅₀Mn₅₀/Ta. АФ — антиферромагнитный, НМ — немагнитный.

ТЕОРИЯ КВАЗИСТАТИЧЕСКОГО ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ СВОБОДНОГО СЛОЯ СТП

Рассмотрим теорию квазистатического когерентного перемагничивания свободных слоев СТП, показанных на рис. 1. Плотность свободной магнитной энергии в этом случае будет равна [16]:

$$w = K_u \sin^2 \alpha - H_x M_1 \cos \alpha - 2\pi(n_x - n_y)M_1^2 \sin^2 \alpha + 4\pi n_x M_2 M_1 \cos \alpha. \quad (2)$$

Здесь первое слагаемое является плотностью энергии одноосной анизотропии. Второе слагаемое — плотность энергии взаимодействия внешнего магнитного поля $\mathbf{H}$ с вектором намагниченности $\mathbf{M}_1$, где $H_x = \pm H$ (знак “+” соответствует направлению напряженности внешнего магнитного поля $\mathbf{H}$ по оси X , нижний — против оси X). Величина K_u — константа одноосной анизотропии, n_x и n_y — размагничивающие коэффициенты вдоль осей X и Y . Последнее слагаемое в (2) является магнитостатической энергией взаимодействия фиксированного и свободного слоев.

Введем обозначения:

$$H_{an} = \frac{2K_u}{M}, \quad H_{an}^{ef} = H_{an} - 4\pi(n_x - n_y)M_1, \quad (3)$$

тогда выражение (2) можно записать в виде:

$$w = \frac{H_{an}^{ef} M_1}{2} \sin^2 \alpha - H_x M_1 \cos \alpha + 4\pi n_x M_2 M_1 \cos \alpha. \quad (4)$$

Равновесное значение вектора намагниченности $\mathbf{M}_1$ определяется минимумом плотности магнитной энергии (4), т.е. условиями:

$$\frac{\partial w}{\partial \alpha} = H_{an}^{ef} M_1 \sin \alpha \cos \alpha - (-H_x + 4\pi n_x M_2) M_1 \sin \alpha = 0, \quad (5)$$

$$\frac{\partial^2 w}{\partial \alpha^2} = H_{an}^{ef} M_1 \cos 2\alpha - (-H_x + 4\pi n_x M_2) M_1 \cos \alpha > 0. \quad (6)$$

Из условий (5) и (6) следует, что при изменении проекции вектора напряженности H_x внеш-

него магнитного поля на ось X от положительных до отрицательных значений в достаточно большом диапазоне полей:

$$\alpha = 0 \text{ при } H_x > -H_{an}^{ef} + 4\pi n_x M_2, \quad (7)$$

$$\alpha = \pi \text{ при } H_x < -H_{an}^{ef} + 4\pi n_x M_2. \quad (8)$$

При изменении проекции вектора напряженности H_x внешнего магнитного поля на ось X от отрицательных до положительных значений в достаточно большом диапазоне полей:

$$\alpha = \pi \text{ при } H_x < H_{an}^{ef} + 4\pi n_x M_2, \quad (9)$$

$$\alpha = 0 \text{ при } H_x > H_{an}^{ef} + 4\pi n_x M_2. \quad (10)$$

Из соотношений (7)–(10) следует, что при перемагничивании свободного слоя СТП возникает прямоугольная гистерезисная петля с шириной петли равной $2H_{an}^{ef}$, которая сдвинута относительно нулевого значения напряженности внешнего $H = 0$ в положительном направлении на величину $4\pi n_x M_2$.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ

Для экспериментальных исследований были изготовлены СТП эллипсоидальной формы с различным аспектным отношением на основе многослойной наноструктуры Ta/Co₉₅Fe₅/Co₄₀Fe₄₀B₂₀/MgO/Co₄₀Fe₄₀B₂₀/Ru/Co₉₅Fe₅/Fe₅₀Mn₅₀/Ta [17, 18] (рис. 3). СТМР-наноструктура сформирована магнетронным напылением на слое оксида кремния кремниевой пластины, магнитные слои расположены между буферным и защитным слоями Ta. В результате серии фотолитографических циклов получены: требуемая геометрическая конфигурация СТП, контакты к верхнему и нижнему электродам и слой металлизации. Для увеличения СТМР-эффекта выполнена термомагнитная обработка в течение 45 мин при температуре 230°C, направление приложенного магнитного поля совпадало с направлением ОЛН.

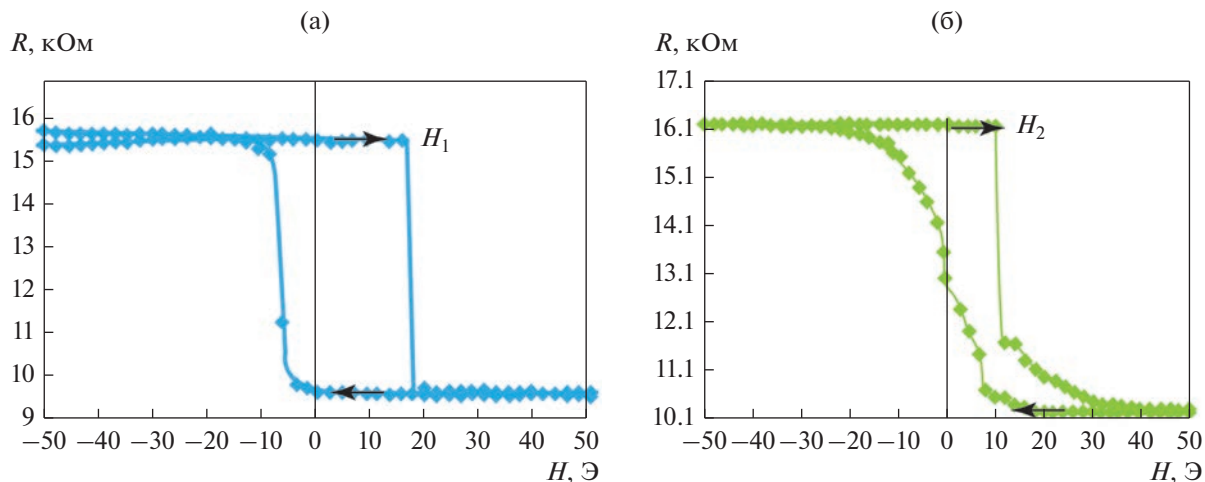


Рис. 4. Экспериментальные зависимости магнитосопротивления для образца 1 (а) и образца 2 (б).

Свободный слой СТП представлен пленками $\text{Co}_{95}\text{Fe}_5$ и $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$, фиксированный – синтетическим антиферромагнетиком, где два ФМ-слоя $\text{Co}_{95}\text{Fe}_5$ и $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$ разделены НМ пленкой Ru, в роли АФ-слоя выступает сплав $\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$.

Экспериментально определено изменение магнитосопротивления СТП эллипсоидальной формы с различным аспектным отношением при перемагничивании их свободных слоев внешним магнитным полем, направленным вдоль ОЛН. Полуоси эллипсоида образца 1 на рис. 2а равны $a = 10$ мкм и $b = 5$ мкм, а полуоси эллипсоида образца 2 на рис. 2б противоположны $a = 5$ мкм, $b = 10$ мкм. Толщина свободного слоя обоих образцов 9.5 нм, фиксированного слоя – 7.5 нм. На рис. 4 представлены зависимости магнитосопротивления исследуемых образцов, измеренные при комнатной температуре ($T = 23 \pm 2^\circ\text{C}$).

Из рис. 4 видно, что при прямом ходе перемагничивания вдоль оси X, когда проекция напряженности внешнего магнитного поля H_x изменяется от отрицательных до положительных значений, гистерезисная кривая имеет прямоугольный вид. При обратном ходе перемагничивания гистерезисная кривая образца 2 не имеет прямоугольный вид, что говорит о неоднородном перемагничивании образца и, следовательно, о неполном соответствии с приведенной выше теорией когерентного вращения вектора намагниченности M_1 для этого случая. Из приведенных на рис. 4 экспериментальных данных находим, что перемагничивание свободных слоев образцов 1 и 2 при прямом ходе происходит соответственно при следующих значениях внешнего магнитного поля:

$$H_1 = 16.9 \text{ Э и } H_2 = 11.4 \text{ Э.} \quad (11)$$

В исследуемом случае средняя по толщине намагниченность свободного и фиксированного слоев практически совпадают, т.е.

$$M_1 = M_2 = M. \quad (12)$$

Состав магнитных слоев СТП близок к составу свободного и фиксированного слоев, указанному в работе [17]. Согласно оценкам этой работы средняя намагниченность свободного слоя равна:

$$M = 931 \text{ Гс.} \quad (13)$$

В соответствии с соотношениями (9), (10), (3) для значений (11) имеем:

$$H_1 = H_{an} - 4\pi(n_x - n_y)M_1 + 4\pi n_x M_2, \quad (14)$$

$$H_2 = H_{an} + 4\pi(n_x - n_y)M_1 + 4\pi n_y M_2, \quad (15)$$

где n_x и n_y размагничивающие коэффициенты образца 1. В рассматриваемом случае согласно (12) выражения (14) и (15) упрощаются и принимают вид:

$$H_1 = H_{an} + 4\pi n_y M, \quad (16)$$

$$H_2 = H_{an} + 4\pi n_x M. \quad (17)$$

Вычитая из (16) равенство (17), получим:

$$M = \frac{H_1 - H_2}{4\pi(n_y - n_x)}. \quad (18)$$

Аппроксимируя образец 1 эллипсоидом с полуосями $a = 10$ мкм, $b = 5$ мкм, $c = h/2 = 0.00475$ мкм (h – толщина слоя), для размагничивающих коэффициентов находим следующие значения:

$$n_x = 0.000236; \quad n_y = 0.000671. \quad (19)$$

Подставляя значения (11) и (19) в (18), для намагниченности находим:

$$M = 994 \text{ Гс}, \quad (20)$$

что близко к значению (13).

Для поля одноосной анизотропии из (16) с учетом (20) и (19) найдем:

$$H_{\text{ан}} = 8.5 \text{ Э}. \quad (21)$$

Полученное значение поля одноосной анизотропии соответствует значению, представленному в работе [17]. Также значение (21) подтверждается результатами измерений анизотропии по гистерезисной кривой вдоль направления ОЛН исходной СТМР-наноструктуры, сформированной на кремниевой пластине, из которой впоследствии были изготовлены исследуемые СТП.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные исследования показали, что кривые магнитосопротивления СТП различной формы позволяют определить намагниченность и поле одноосной анизотропии свободного слоя, используя теорию когерентного вращения вектора намагниченности. Однако сходимость экспериментальных и теоретических результатов исследований наблюдается лишь тогда, когда удается добиться однородного перемагничивания образца, что на практике для образцов исследованных размеров достигается в редких случаях. Как правило, образцы исследованных размеров перемагничиваются неоднородно, о чем свидетельствует искажение прямоугольной гистерезисной петли при обратном ходе перемагничивания. Принимая во внимание данный фактор, доработана теория когерентного вращения вектора намагниченности.

Уменьшение размеров СТП в дальнейшем позволит в значительной степени снизить отклонение теоретических значений магнитных параметров, вычисленных согласно теории когерентного вращения вектора намагниченности, от экспериментальных данных. Полученные теоретические данные могут быть использованы для создания теоретических моделей устройств с целью сокращения временных и производственных затрат при разработке и изготовлении ряда современных магнитополупроводниковых нано- и микросистем на основе СТМР-наноструктур, включая высокочувствительные преобразователи магнитного поля и электрического тока, а также ячейки радиационно-стойкой энергонезависимой памяти с произвольной выборкой.

Настоящая статья подготовлена при финансовой поддержке Министерства образования и нау-

ки Российской Федерации в рамках выполнения НИР, шифр FNRМ-2022-0010.

Нет конфликтов интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Фетисов Ю.К., Сугов А.С. Спинтроника: физические основы и устройства // РЭНСИТ. 2018. № 2. С. 133–146.
2. Zutic I, Fabian J, Das Sarma S. Spintronics: Fundamental and application // Rev. Modern Phys. 2004. V. 76. P. 323–410.
3. Dieny B., Goldfarb R.B., Lee K.-J. Introduction to magnetic random-access memory / Magnetics. 2017. 255 p.
4. Leitao D.C., Silva A.V., Paz E., Ferreira R., Cardoso S., Freitas P.P. Magnetoresistive nanosensors: controlling magnetism at the nanoscale // Nanotechnology. 2016. V. 27. P. 1–10.
5. Liou S.H., Yin X., Russek S.E. Heindl R., Silva F.C.S., Moreland J., Pappas D.P., Yuan L., Shen J. Picotesla magnetic sensors for low-frequency applications // IEEE Trans. Magn. 2011. V. 47 (10). P. 3740–3743.
6. Gao K.-Zh., Yin X., Yang Y., Ewing D., Rego P.J., Liou S.-H. MTJ based magnetic sensor for current measurement in grid // AIP Advances. 2020. V. 10. P. 015301-4.
7. Silva A.V., Leitao D.C., Valadeiro J., Amaral J., Freitas P.P., Cardoso S. Linearization strategies for high sensitivity magnetoresistive sensors. Eur // Phys. J. Appl. Phys. 2015. V. 72. P. 10601.
8. Наумова Л.И., Муляев М.А., Бебенин Н.Г., Чернышова Т.А., Проглядо В.В., Криницина Т.П., Банникова Н.С., Устинов В.В. Безгистерезисное перемагничивание спиновых клапанов с сильным и слабым межслойным взаимодействием // ФММ. 2014. Т. 115. № 4. С. 376–383.
9. Stoner E.C., Wohlfarth E.P. A mechanism of magnetic hysteresis in heterogeneous alloys // IEEE Trans. Magn. 1991. V. 27. P. 3475–3518.
10. Бебенин Н.Г., Устинов В.В. Намагничивание и магнитосопротивление спинового клапана // ФММ. 2015. Т. 116. № 2. С. 179–183.
11. Bruckner F., Bergmair B., Brueckl H., Palmes P., Buder A., Satz A., Suess D. A device model framework for magnetoresistive sensors based on the Stoner-Wohlfarth model. J. Magn // Magn. Mater. 2015. V. 381, P. 344–349.
12. Shevtsov V.S., Kaminskaya T.P., Polyakov P.A., Kasatkin S.I., Amelichev V.V., Takhov V.S., Shevchenko A.B. Domain structure in thin FeNiCo films with in-plane anisotropy // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics 2021. V. 85(11). P. 1226–1229.
13. Li Yu., Xu K., Hu Sh., Suter J., Schreiber D., Ramuhalli P., Jonson B., McCloy J. Computational and experimental investigations of magnetic domain structures in patterned magnetic thin films // J. Phys. D: Appl. Phys. 2015. V. 48. P. 305001.
14. Sang H, Du Y.W., Chien C.L. Exchange coupling in Fe₅₀Mn₅₀/Ni₈₁Fe₁₉ bilayer: Dependence on antiferro-

- magnetic layer thickness // J. Appl. Phys. 1999. V. 8(85). P. 4931–4933.
15. *Dieny B., Humbert P., Speriosu V.S., Gurney B.A., Baumgart P., Lefakis H.* Giant magnetoresistance of magnetically soft sandwiches: Dependence of temperature and layer thicknesses // Phys. Rev. B. 1992. V. 45. P. 806–814.
16. *Polyakov O., Amelichev V., Zhukov D., Vasilyev D., Kasatkin S., Polyakov P.* Development and research of a theoretical model of the magnetic tunnel junction // Sensors. 2021. V. 21(6). P. 2118.
17. *Amelichev V.V., Vasiliev D.V., Kostyuk D.V., Kazakov Yu.V., Kasatkin S.I., Polyakov O.P., Polyakov P.A., Shevtsov V.S.* Study of Spin-Tunnel Junction Magnetization Using Coherent Rotation of the Free Layer Magnetization Model // Russian Microelectronics. 2021. V. 50(6). P. 461–466.
18. *Lee Y.M., Hayakawa J., Ikeda S., Matsukura F., Ohno H.* Giant tunnel magnetoresistance and high annealing stability in CoFeB/MgO/CoFeB magnetic tunnel junctions with synthetic pinned layer // Appl. Phys. Lett. 2006. V. 89. P. 042506.