

УДК 537.62

КОМПЕНСАЦИЯ МАГНИТОСТАТИЧЕСКОЙ СВЯЗИ МЕЖДУ МАГНИТНЫМИ СЛОЯМИ В СПИН-ТУННЕЛЬНОМ ЭЛЕМЕНТЕ

© 2024 г. Д. В. Васильев^{1, *}, О. П. Поляков^{2, 3}, П. А. Поляков³,
В. В. Амеличев¹, С. И. Касаткин², Д. В. Костюк¹

¹ Федеральное государственное бюджетное научное учреждение

«Научно-производственный комплекс «Технологический центр», Москва, Россия

² Федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Институт проблем управления
имени В.А. Трапезникова Российской академии наук», Москва, Россия

³ Федеральное государственное образовательное учреждение высшего образования
«Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова», физический факультет, Москва, Россия

* E-mail: D.Vasiliyev@tcen.ru

Поступила в редакцию 23.05.2024

После доработки 25.06.2024

Принята к публикации 31.07.2024

Предложен метод значительного уменьшения влияния магнитостатического магнитного поля фиксированного магнитного поля на свободный слой спин-туннельного элемента. Метод основан на использовании свободного слоя, размер которого превышает фиксированный слой, за счет чего достигается значительное уменьшение влияния магнитостатического поля.

DOI: 10.31857/S0367676524110063, EDN: FLRAWC

ВВЕДЕНИЕ

Спин-туннельный переход является основным элементом спинtronики [1–3]. В простейшем случае он состоит из двух однородно намагниченных магнитных слоев, разделенных тонким слоем диэлектрика, через который может проходить туннельный ток, величина которого зависит от ориентации векторов намагниченности слоев [4, 5]. Один слой называется фиксированным, вектор намагниченности которого M_1 стабилизирован сильным обменным взаимодействием со слоем антиферромагнетика вдоль направления однородной анизотропии. На рис. 1 направление анизотропии параллельно координатной оси X_1 . Другой слой называется свободным, так как его вектор намагниченности M_2 легко изменяет свою ориентацию под действием внешнего магнитного поля относительно своей оси одноосной анизотропии, которая также ориентирована вдоль оси X_2 . В реальных устройствах спин-туннельный элемент представляет собой гетероструктуру из нескольких магнитных и немагнитных слоев, которые в зависимости от типа устройства имеют разное функциональное значение, способствующее улучшению характеристик спин-туннельного элемента [6]. В качестве таких дополнительных слоев часто используется структура, называемая синтетическим антиферромагнетиком (САФ),

состоящая из двух ферромагнитных слоев, намагниченности которых фиксированы в противоположных направлениях посредством косвенного обменного взаимодействия через очень тонкий слой, например рутения [7–10]. Благодаря САФ уменьшается влияние магнитостатического поля фиксированного слоя на свободный слой, что приводит к улучшению рабочих характеристик спинtronных устройств. Главным достоинством САФ является возможность изменения магнитных свойств многослойной наноструктуры за счет незначительной коррекции состава и толщин пленок, входящих в САФ. Данные свойства успешно применяются в ряде спинtronных устройств: преобразователях магнитного поля, магниторезистивной памяти с произвольным доступом, спиновой логике [11].

При выборе технологического метода формирования многослойной спин-туннельной магниторезистивной наноструктуры необходимо учитывать, что напыляемые слои, входящие в ее состав, обладают различными свойствами и имеют толщину от 0.1 до 10 нм. Это, в свою очередь, требует поддержания чистоты процесса на протяжении создания всей многослойной структуры. Формируемые слои должны быть однородными по толщине на подложке во избежание

неконтролируемого изменения магнитных параметров по поверхности пластины.

В данной работе показано, что возможен иной подход к уменьшению или компенсации влияния магнитостатического поля фиксированного слоя, не связанный с напылением дополнительных слоев. Суть подхода состоит в уменьшении размеров фиксированного слоя по сравнению со свободным слоем. Это приводит к различному по направлению воздействию магнитостатического поля на различные участки свободного слоя [12], что в среднем существенно уменьшает магнитостатическую энергию взаимодействия слоев или усредненную по объему свободного слоя напряженность магнитного поля фиксированного слоя.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Рассмотрим два слоя в виде сильно сжатых вдоль оси Z эллипсоидов вращения, как показано на рис. 1. Обозначим a_1, b_1, c_1 и a_2, b_2, c_2 полуоси этих эллипсоидов, которые направлены вдоль главных осей X_1, Y_1, Z_1 и X_2, Y_2, Z_2 , проведенные через центры эллипсоидов. Индексом 1 и 2 будем нумеровать параметры фиксированного и свободного слоев. В рассматриваемом случае эллипсоидов вращения $a_1 = b_1$ и $a_2 = b_2$. Для расчета силы магнитостатического взаимодействия воспользуемся методом скалярного потенциала, создаваемым эффективными поверхностными магнитными зарядами, плотность которых определяется нормальной составляющей к поверхности эллипса вектора намагниченности $\sigma_1 = M_{1n}$ [13, 14].

Потенциал, создаваемый эффективными магнитными зарядами первого эллипса вне его объема, будет определяться выражением [15]

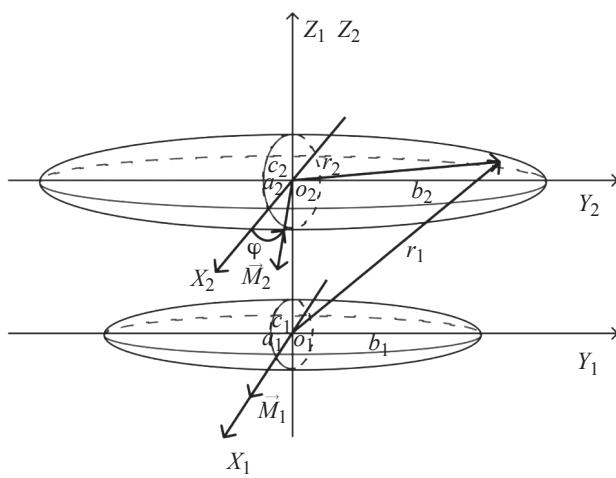


Рис. 1. Конфигурация и ориентация в пространстве фиксированного (индекс 1) и свободного (индекс 2) слоев.

$$\begin{aligned} \Phi(\xi_1) = & 4\pi \frac{a_1 b_1 c_1}{2} \int_{\xi_1}^{\infty} \frac{dt}{(a_1^2 + t) R_l(t)} \cdot x_1 M_{1x} + \\ & + 4\pi \frac{a_1 b_1 c_1}{2} \int_{\xi_1}^{\infty} \frac{dt}{(b_1^2 + t) R_l(t)} \cdot y_1 M_{1y} + \\ & + 4\pi \frac{a_1 b_1 c_1}{2} \int_{\xi_1}^{\infty} \frac{dt}{(c_1^2 + t) R_l(t)} \cdot z_1 M_{1z}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь \vec{r}_1, \vec{r}_2 – радиус-векторы, проведенные из центров соответствующих эллипсоидов,

$$R_l(t) = \sqrt{(a_1^2 + t)(b_1^2 + t)(c_1^2 + t)}, \quad (2)$$

x_1, y_1, z_1 и M_{1x}, M_{1y}, M_{1z} – компоненты радиус-вектора \vec{r}_1 и вектора намагниченности \vec{M}_1 (см. рис. 1), ξ_1 – эллипсоидальная координата, определяемая уравнением [16]

$$\frac{x_1^2}{a_1^2 + \xi_1} + \frac{y_1^2}{b_1^2 + \xi_1} + \frac{z_1^2}{c_1^2 + \xi_1} = 1. \quad (3)$$

В случае эллипса вращения решение этого уравнения будет иметь вид

$$\xi_1 = \frac{\rho_1^2 + z_1^2 - a_1^2 - c_1^2}{2} + \sqrt{\left(\frac{\rho_1^2 + z_1^2 - a_1^2 - c_1^2}{2} \right)^2 + \rho_1^2 c_1^2 + z_1^2 a_1^2 - a_1^2 c_1^2}, \quad (4)$$

где $\rho_1^2 = x_1^2 + y_1^2$.

Расстояние между центрами эллипсоидов на рис. 1 равно

$$l = c_1 + c_2 + h, \quad (5)$$

где h – минимальное расстояние между поверхностями эллипсоидов. Учитывая, что компоненты векторов \vec{r}_1 и \vec{r}_2 связаны соотношением

$$z_1 = z_2 + l, x_1 = x_2, y_1 = y_2, \quad (6)$$

выразим эллипсоидальную координату (4) через координаты x_2, y_2, z_2 :

$$\begin{aligned} \xi_1 = & \frac{\rho_2^2 + (z_2 + l)^2 - a_1^2 - c_1^2}{2} + \\ & + \sqrt{\left(\frac{\rho_2^2 + (z_2 + l)^2 - a_1^2 - c_1^2}{2} \right)^2 + \rho_2^2 c_1^2 + (z_2 + l)^2 a_1^2 - a_1^2 c_1^2}, \end{aligned} \quad (7)$$

где $\rho_2^2 = x_2^2 + y_2^2$.

Эффективный заряд dq_2 , находящийся на элементе поверхности второго эллипса dS_2 , равен

$dq_2 = M_{2n} dS_2$. В точке, определяемой радиус-вектором \vec{r}_2 , его значение определяется выражением [16]

$$dq_2 = \left(\frac{x_2 M_{2x}}{a_2^2} + \frac{y_2 M_{2y}}{b_2^2} + \frac{z_2 M_{2z}}{c_2^2} \right) \frac{c_2^2}{z_2} dx_2 dy_2, \quad (8)$$

где M_{2x} , M_{2y} , M_{2z} – компоненты вектора намагниченности \vec{M}_2 (см. рис. 1).

Магнитостатическая энергия взаимодействия эллипсоидов равна

$$W_m = \int_{S_2} \varphi(\xi_1) dq_2, \quad (9)$$

где S_2 – площадь второго эллипса. Подставляя в (9) выражение для потенциала (1) и учитывая, что в рассматриваемом случае вектор намагниченности фиксированного слоя направлен вдоль координатной оси X_2 , то есть $\vec{M}_1 = (M_1, 0, 0)$, получим

$$W_m = \int_{S_2} 4\pi \frac{a_1 b_1 c_1}{2} I(\xi_1) \cdot x_1 M_1 dq_2, \quad (10)$$

где

$$I(\xi_1) = \int_{\xi_1}^{\infty} \frac{dt}{(a_1^2 + t)^{3/2}} R_l(t). \quad (11)$$

В случае эллипса вращения ($a_1 = b_1$) интеграл (11) берется в элементарных функциях

$$I(\xi_1) = -\frac{\sqrt{c_1^2 + \xi_1}}{(a_1^2 - c_1^2)(a_1^2 + \xi_1)} + \frac{\arctg \sqrt{\frac{a_1^2 - c_1^2}{c_1^2 + \xi_1}}}{(a_1^2 - c_1^2)^{3/2}}. \quad (12)$$

Для расчета поверхностного интеграла (10) удобно перейти к обобщенным сферическим координатам [16]

$$\begin{aligned} x_2 &= a_2 \sin(\nu_2) \cos(\alpha_2), \quad y_2 = b_2 \sin(\nu_2) \sin(\alpha_2), \\ z_2 &= c_2 \sin(\nu_2). \end{aligned} \quad (13)$$

Тогда, если вектор намагниченности свободного слоя \vec{M}_2 лежит в горизонтальной плоскости $X_2 0 Y_2$, как показано на рис. 1, то для нормированной энергии взаимодействия получим

$$w_m = \frac{W_m}{V_2 M_1 M_2} = 3\pi \int_0^{\pi} \frac{a_1^2 c_1}{2} I(\xi_1) \sin^3(\vartheta_2) d\nu_2 \cdot \cos(\phi). \quad (14)$$

Здесь ϕ – угол между вектором \vec{M}_2 и координатной осью X_2 , $V_2 = 4\pi a_1 b_1 c_1 / 3$ – объем второго эллипса.

Приведем конкретные расчеты для типичных параметров спин-туннельного элемента [17]

$$a_1 = a_2 = 10 \text{ мкм}, \quad c_1 = 1.5 \text{ нм}, \quad c_2 = 2.5 \text{ нм}, \quad h = 3.5 \text{ нм}. \quad (15)$$

Тогда для энергии взаимодействия найдем:

$$w_m = 0.001472. \quad (16)$$

Если уменьшить полуось фиксированного слоя в 2 и 4 раза ($a_1 = 5 \text{ мкм}$ и $a_1 = 2.5 \text{ мкм}$), оставив все остальные параметры неизменными, то для энергии взаимодействия (14) будем соответственно иметь

$$w_m = 0.000374 \text{ и } w_m = 0.000092. \quad (17)$$

Таким образом, при уменьшении радиуса фиксированного слоя a_1 в 2 раза магнитостатическая энергия взаимодействия уменьшается приблизительно в 4 раза, а при уменьшении a_1 в 4 раза – в 16 раз. Этот факт можно использовать для существенного уменьшения влияния магнитостатического взаимодействия на свободный слой без необходимости наполнять дополнительные слои САФ.

Отметим, что похожая задача решалась в работе [18] для случая трех свободных взаимодействующих магнитных слоев цилиндрической формы. Было установлено, что при определенном соотношении параметров векторам намагниченности слоев энергетически выгодно находится в неколлинеарном состоянии. В нашем случае неколлинеарные состояния не наблюдаются, так как вектор намагниченности фиксированного слоя не меняет своей ориентации.

Учитывая, что проекция вектора намагниченности на ось X равна

$$M_{2x} = M_2 \cos(\phi), \quad (18)$$

для усредненной по объему свободного слоя проекции напряженности магнитостатического поля фиксированного слоя из (14) получим

$$\langle H_x \rangle = \frac{\delta}{\delta M_{2x}} M_1 M_{2x} \frac{W_m}{V} = w_m M_1. \quad (19)$$

В частности, при $M_1 = 1011 \text{ Гс}$ [17] для параметров (15) из (16) и (19) получим

$$\langle H_x \rangle = 0.001472 \times 1100 = 1.49 \text{ Э.} \quad (20)$$

Среднее поле (20) в рассмотренном случае практически совпадает с размагничивающим полем внутри фиксированного слоя (внутри 1-го эллипса на рис. 1)

$$H_{x \text{ dem}} = 4\pi n^{(x)} M_1 = 1.50 \text{ Э,} \quad (21)$$

где $n^{(x)}$ – размагничивающий коэффициент эллипса вдоль оси X . Отметим, что выражение (21) обычно используется для оценки среднего поля (20) в спин-туннельных элементах [19], что вполне оправдано в рассмотренном случае. Однако при уменьшении размеров это отличие возрастает [20], так при $a_1 = a_2 = 0.3 \text{ мкм}$ имеем

$$\langle H_x \rangle = 0.044187 \times 1011 = 44.67 \text{ Э;}$$

$$H_{x \text{ dem}} = 4\pi n^{(x)} M_1 = 49.57 \text{ Э.} \quad (22)$$

Если размер фиксированного слоя уменьшить в 3 раза $a_1 = 0.1$ мкм по сравнению со свободным слоем $a_2 = 0.3$ мкм, то среднее поле (19) существенно снизится и будет равно

$$\langle H_x \rangle = 0.005300 \times 1011 = 5.35 \text{ Э}, \quad (23)$$

при этом размагничивающее поле фиксированного слоя увеличится:

$$H_{x\text{dem}} = 4\pi n^{(x)} M_1 = 146.60 \text{ Э}. \quad (24)$$

Таким образом, магнитостатическое поле сцепления фиксированного и свободного слоев (23) уменьшается в 27 раз по сравнению с размагничивающим полем фиксированного слоя (24).

Приведем точное распределение компонент вектора напряженности магнитостатического поля H_x и H_z фиксированного слоя вдоль оси X свободного слоя. Дифференцируя потенциал (1) по переменным x и z при условии $y = 0$ и $z = l$, для нормируемых величину размагничивающего поля (21) получим

$$\begin{aligned} \frac{H_x}{H_{x\text{dem}}} &= -\frac{1}{H_{x\text{dem}}} \frac{\partial \phi}{\partial x} = \\ &= \frac{1}{I(0)} \left[\frac{1}{(a^2 + \xi_1) \sqrt{c^2 + \xi_1}} \times \right. \\ &\times \left. \frac{2x^2(c^2 + \xi_1)^2}{(c^2 + \xi_1)^2 + l^2(a^2 - c^2)} - I(\xi_1) \right], \end{aligned} \quad (25)$$

$$\begin{aligned} \frac{H_z}{H_{x\text{dem}}} &= -\frac{1}{H_{x\text{dem}}} \frac{\partial \phi}{\partial z} = \\ &= \frac{1}{I(0)} \left[\frac{1}{(a^2 + \xi_1)} \frac{2xl\sqrt{c^2 + \xi_1}}{(c^2 + \xi_1)^2 + l^2(a^2 - c^2)} \right]. \end{aligned} \quad (26)$$

На рис. 2 и 3 представлены графики зависимости компонент поля (25) и (26) от безразмерной координаты x/a_1 . Из рис. 2 видно, что напряженность магнитостатического поля H_x , создаваемая фиксированным слоем вдоль оси X свободного слоя, меняет знак на расстоянии порядка a_1 . Поэтому, если радиус свободного слоя $a_2 > a_1$, то средняя по объему напряженность $\langle H_x \rangle$ будет меньше размагничивающего поля $H_{x\text{dem}}$. В этом и состоит физическая причина полученного выше эффекта существенного уменьшения влияния размагничивающего поля фиксированного слоя на свободный слой спин-туннельного элемента. Следует отметить, что полученный результат получен при условии сохранения однородного состояния намагниченности свободного слоя. Это предположение

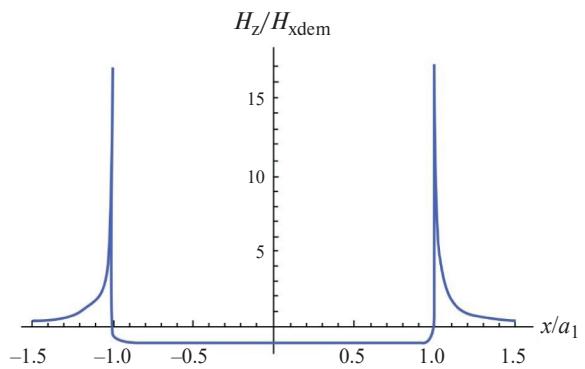


Рис. 2. Зависимость нормированной компоненты $H_x/H_{x\text{dem}}$ вдоль координатной оси X свободного слоя от безразмерной координаты x/a_1 .

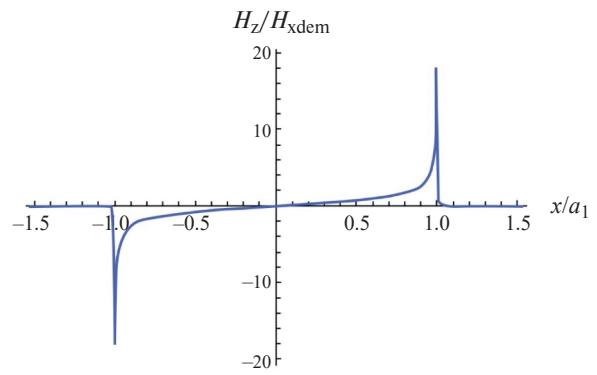


Рис. 3. Зависимость нормированной компоненты $H_z/H_{x\text{dem}}$ вдоль координатной оси X свободного слоя от безразмерной координаты x/a_1 .

будет справедливо, если эффективное поле обменного взаимодействия будет значительно больше максимального значения магнитостатического поля. Как видно из рис. 2 и 3, компоненты H_x и H_z этого поля резко возрастают при $x \sim a_1$, и для случая (15)–(16) [17] могут превосходить размагничивающее поле $H_{x\text{dem}}$ в 17 раз.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Согласно результатам моделирования при уменьшении топологических размеров фиксированного слоя относительно свободного слоя значительно снижается влияние размагничивающего поля данного слоя на свободный слой. Описанный метод компенсации влияния фиксированного слоя на свободный спин-туннельного элемента является альтернативным решением, которое может заменить необходимость добавления САФ в состав спин-туннельной магниторезистивнойnanoструктуры, что значительно упрощает технологический

процесс формирования многослойных структур. Предложенный метод компенсации может успешно применяться при проектировании устройств спинtronики, например преобразователей магнитного поля, пороговых устройств, ячеек энергонезависимой магниторезистивной памяти. Однако данный подход потребует разделения процесса формирования спин-туннельного элемента на два этапа для получения отличающихся по размерам свободного и фиксированного слоев.

Настоящая статья подготовлена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках выполнения НИР «Теоретические и экспериментальные исследования спин-туннельных магниторезистивных наноструктур с синтетическим антиферромагнетиком для создания высокочувствительных преобразователей магнитного поля и элементов ячеек энергонезависимой магниторезистивной памяти», шифр FNRM-2022-0010.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Fert A.* // УФН. 2008. Т. 178. № 12. С. 1336; *Fert A.* // Phys. Usp. 2008. V. 51. No. 12. P. 1336.
2. *Kim S.N., Cho J.W., Lim S.H.* // Sci. Reports. 2019. V. 9. P. 1617.
3. *Ferdaus F., Talukder B.M.S.B., Sadi M., Rahman M.T.* // Proc. 22nd Int. Symp. Quality Electronic Design (ISQED). 2021. P. 510.
4. *Girard P., Cheng Y., Virazel A. et al.* // Proc. IEEE. 2021. V. 109. P. 149.
5. *Трушин А.С., Кичин Г.А., Звездин К.А.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 1. С. 105; *Trushin A.S., Kichin G.A., Zvezdin K.A.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Ser. Phys. 2023. V. 87. No. 1. P. 88.
6. *Yang C.L., Lai C.H.* // Sci. Reports. 2021. V. 11. Art. No. 15214.
7. *Inomata K., Nozaki T., Tezuka N., Sugimoto S.* // Appl. Phys. Lett. 2002. V. 81. P. 310.
8. *Franco F., Silva M., Cardoso S., Freitas P.P.* // Appl. Phys. Lett. 2021. V. 118. Art. No. 072401.
9. *Поляков О.П., Поляков П.А., Васильев Д.В. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 11. С. 1653; *Polyakov O.P., Polyakov P.A., Vasillyev D.V. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Ser. Phys. 2023. V. 87. No. 11. P. 1711.
10. *Шевцов В.С., Амеличев В.В., Васильев Д.В.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 9. С. 1247; *Shevtsov V.S., Amelichev V.V., Vasilyev D.V.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Ser. Phys. 2022. V. 86. No. 9. P. 1033.
11. *Bandiera S., Sousa R.C., Dahmane Y. et al.* // IEEE Magn. Lett. 2010. V. 1. Art. No. 3000204.
12. *Юсипова Ю.А., Скайданов В.А.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 3. С. 359; *Iusipova Yu.A., Skidanov V.A.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Ser. Phys. 2023. V. 87. No. 3. P. 310.
13. *Тамм И.Е. Основы теории электричества.* М.: Наука, 1976. 616 с.
14. *Ахиезер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В. Спиновые волны.* М.: Наука, 1967. 368 с.
15. *Стрэттон Дж.А. Теория электромагнетизма.* М.: ОГИЗ, 1948, 538 с.
16. *Ландау Л.Д., Лишниц Е.М. Теоретическая физика. Т. VIII. Электродинамика сплошных сред.* М.: Наука, 1982. 621 с.
17. *Амеличев В.В., Васильев Д.В., Костюк Д.В. и др.* // Микроэлектроника. 2021. Т. 50. № 6. С. 461.
18. *Вдовичев С.Н., Грибков Б.А., Гусев С.А. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 2011. Т. 94. № 5. С. 418; *Vdovichev S.N., Gribkov B.A., Gusev S.A. et al.* // JETP Lett. 2011. V. 94. No. 5. P. 386.
19. *Wang S., Fujiwara H., Sun M.* // JMMM. 2005. V. 295. P. 246.
20. *Polyakov O., Amelichev V., Zhukov D. et al.* // Sensors. 2021. V. 21. P. 2118.

Compensation of magnetostatic interaction between magnetic layers in a spin tunnel element

**D. V. Vasilev¹, *, O. P. Polyakov^{2, 3}, P. A. Polyakov³,
V. V. Amelichev¹, S. I. Kasatkin², D. V. Kostyuk¹**

¹ Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991, Russia

² V. A. Trapeznikov Institute of Control Sciences of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 117997, Russia

³ Scientific-manufacturing complex “Technological Centre”, Moscow, 124498, Russia

* e-mail: D.Vasilev@tcen.ru

A method is proposed to significantly reduce the influence of the magnetostatic magnetic field of a fixed magnetic field on the free layer of a spin tunnel element. The method is based on the use of a free layer, the size of which exceeds the fixed layer, due to which a significant reduction in the influence of the magnetostatic field is achieved.