

05,09

Рассеяние обменных спиновых волн границей раздела двуосных ферромагнетиков со взаимным антиферромагнитным упорядочением

© В.Д. Пойманов

¹ Институт синтетических полимерных материалов им. Н.С. Ениколопова РАН, Москва, Россия

² Московский государственный университет геодезии и картографии, Москва, Россия

E-mail: Vladislav.Poymanow@yandex.ru

Поступила в Редакцию 22 ноября 2022 г.

В окончательной редакции 22 ноября 2022 г.

Принята к публикации 27 ноября 2022 г.

Исследовано рассеяние обменных спиновых волн границей раздела антиферромагнитно упорядоченных двуосных магнитных материалов. Показано, что в отличие от случая одноосных магнетиков, когда рассеянная волна является эванесцентной, в данном случае возможна эмиссия объемной волны, амплитуда которой определяется разностью констант двуосной анизотропии.

Ключевые слова: отражение и прохождение, обменные спиновые волны, эванесцентные волны, киральность прецессии, ферромагнетики с нарушенной аксиальной симметрией.

DOI: 10.21883/FTT.2023.03.54740.532

1. Введение

В настоящее время возможности использования обменных спиновых волн (ОСВ) как потенциальных носителей информации и сигналов существенно возросли. ОСВ по сравнению с другими волнами, помимо малой скорости распространения, обладают важной особенностью — направлением вращения магнитного момента (киральностью), зависящей от его равновесной ориентации. Следовательно, условия распространения ОСВ в противоположных направлениях могут отличаться. Это обстоятельство может быть положено в основу работы логических магнотронных устройств на частотах фемтосекундного диапазона — вентилях, фазовращателях и др. [1], использующих порождаемую наличием выделенного направления вращения невзаимность.

Хорошо известно, что благодаря квадратичному закону дисперсии распространение чисто обменных волн является взаимным в неограниченной среде. Однако это обстоятельство может не быть справедливым для магнитодипольных волн [2]. В то же время при распространении ОСВ соседние магнитные моменты не могут иметь разную киральность прецессии, стремясь при вращении к сохранению взаимной ориентации. Это обстоятельство не было учтено в [3] при рассмотрении рассеяния ОСВ плоской границей. В то же время в работах [4,5] отмечено, что при рассеянии плоской границей помимо объемных ОСВ (ОВ), могут возникать также и поверхностные (или эванесцентные, ЭВ), имеющие противоположную объемным киральность. Ее сохранение при рассеянии обеспечивается тем, что такие волны на границе непременно появляются парами и рассеиваются

в разные среды. Рассеянные волны при этом наследуют киральность падающей волны. Поэтому естественно предположить, что если равновесные намагниченности в граничащих средах антипараллельны, то одинаковую киральность в них будут иметь волны разного типа: ОВ в одной среде и ЭВ — в другой, что фактически означает их однонаправленное распространение. Это относится как к рассеянию, так и к генерации ОСВ [6]. В последнем случае киральность определяется однородным полем накачки, ориентацию которого можно изменять, тем самым переключая направление распространения ОСВ.

В недавних работах [7,8] задача рассеяния и генерации ОСВ при антиферромагнитной взаимной ориентации граничащих сред была рассмотрена для случая одноосных ферромагнетиков (ФМ). В такой модели волны генерируются однонаправленно, так как если в одной из сред они являются ОВ, то в другой обязательно будут ЭВ. В то же время при рассеянии имеет место полное их отражение со сдвигом фазы. Поэтому в аналогичной задаче с двуосными магнитными средами можно ожидать эффектов, связанных с нарушением аксиальной симметрии — в частности, одновременного существования ЭВ и ОВ и их эмиссию в граничащую среду.

2. Типы волн в двуосной магнитной структуре

Рассмотрим рассеяние ОСВ границей двух полубесконечных двуосных магнитных сред А и В с жесткой

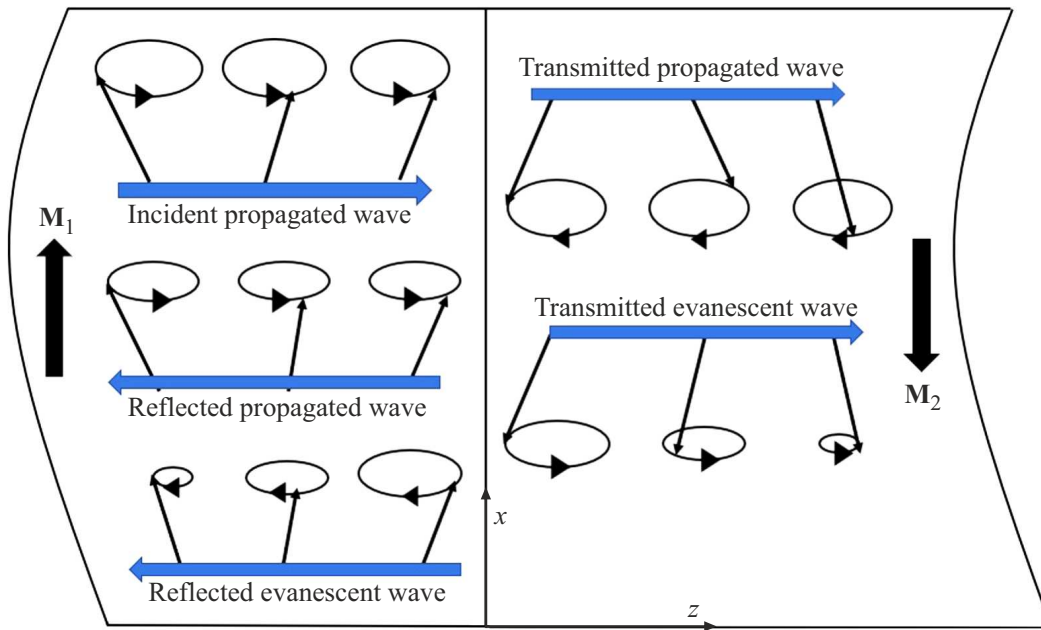


Рис. 1. Геометрия задачи рассеяния изолированной границей, типы волн и их поляризация.

межслойной антиферромагнитной обменной связью. Полагаем, что ОСВ распространяется вдоль нормали к границе (ось z), а равновесная намагниченность в слоях ориентирована вдоль оси x . Геометрия задачи показана на рис. 1.

В одноосном ФМ при антиферромагнитной связи в слое А распространяются падающая и отраженная объемные ОСВ, а в В — прошедшая эванесцентная [7], так что в слое А отсутствуют ЭВ, а в В — ОВ. Однако при нарушении аксиальной симметрии последние будут иметь амплитуду, определяемую величиной разности констант анизотропии вдоль направлений y и z .

В отсутствие затухания и внешнего поля накачки динамика намагниченности в каждой из сред описывается линеаризованным по малым отклонениям намагниченности от равновесного состояния уравнением Ландау–Лифшица (УЛЛ):

$$\dot{\mathbf{m}}_n - \gamma \left[\mathbf{M}_{0n} \times \frac{\delta w_n}{\delta \mathbf{m}_n} \right] = 0. \quad (1)$$

Квадрированная по малым отклонениям плотность энергии двуосного ФМ имеет вид

$$w = \frac{1}{2} \left(\lambda^2 \left(\frac{dm^2}{dz} \right) + \beta_y m_y^2 + \beta_z m_z^2 \right). \quad (2)$$

При подстановке в УЛЛ получаем систему

$$\begin{cases} \sigma \omega_0 (\lambda^2 k^2 + \beta_y) m_y + i \omega m_z = 0 \\ \sigma \omega_0 (\lambda^2 k^2 + \beta_z) m_z - i \omega m_y = 0 \end{cases}, \quad (3)$$

где $\omega_0 = \gamma M_0$, $\sigma = \pm 1$ — маркер поляризации. Приравняв определитель (3) к нулю, получаем дисперсионное

уравнение, не содержащее маркера σ :

$$\omega^2 = \omega_0^2 (\lambda^2 k^2 + \beta_y) (\lambda^2 k^2 + \beta_z). \quad (4)$$

Представим решения системы (3) в виде

$$m_y = C e^{i(kz - \omega t)}, \quad m_z = i D e^{i(kz - \omega t)} \quad (5)$$

и определим эллиптичность как $\eta = D/C$. Тогда из системы (3) получим

$$\eta = \sigma \frac{\omega_0^2 (\lambda^2 k^2 + \beta_y)}{\omega}. \quad (6)$$

Из дисперсионного уравнения (4) следуют частотные зависимости волновых чисел:

$$\lambda^2 k_{p/e}^2 = \pm \sqrt{\Omega^2 + \delta\beta^2} - \beta,$$

где

$$\beta = \frac{\beta_z + \beta_y}{2}, \quad \delta\beta = \frac{\beta_z - \beta_y}{2}, \quad \Omega = \frac{\omega}{\omega_0}, \quad (7)$$

одно из которых действительное (что соответствует ОВ), а другое — мнимое (ЭВ).

Подставляя (7) в выражение для эллиптичности, находим

$$\begin{aligned} \eta_{p/e} &= \sigma \frac{\lambda^2 k_{p/e}^2 + \beta - \delta\beta}{\Omega} = \sigma \frac{\pm \sqrt{\Omega^2 + \delta\beta^2} - \delta\beta}{\Omega} \\ &= \pm \sigma \frac{\Omega}{\sqrt{\Omega^2 + \delta\beta^2} \pm \delta\beta}, \end{aligned} \quad (8)$$

откуда, в частности, следует ортогональность эллипсов поляризации ОВ и ЭВ: $\eta_p \eta_e = -1$.

Таким образом, при $\sigma = +1$ ОВ является правополяризованной (с положительной эллиптичностью), а ЭВ — левополяризованной. Если же $\sigma = -1$, то наоборот: ОВ имеет левую поляризацию, а ЭВ — правую.

Запишем систему граничных условий для нормированной намагниченности

$$\begin{cases} \mathbf{M}_A \times \mathbf{M}_B = 0, \\ M_A \frac{A_A}{M_A^2} \mathbf{M}_{0A} \times \frac{d\mu_A}{dz} = M_B \frac{A_B}{M_B^2} \mathbf{M}_{0B} \times \frac{d\mu_B}{dz} \end{cases} \quad (9)$$

в виде

$$\begin{cases} \sigma_A \mu_{B\pm} - \sigma_B \mu_{A\pm} = 0 \\ \sigma_A A_A \frac{d\mu_{A\pm}}{dz} - \sigma_B A_B \frac{d\mu_{B\pm}}{dz} = 0 \end{cases},$$

что для $\sigma_A = +1, \sigma_B = -1$ приводит к уравнениям

$$\begin{aligned} \mu_{Ay/z} + \mu_{By/z} &= 0, \\ A_A \frac{d\mu_{Ay/z}}{dz} + A_B \frac{d\mu_{By/z}}{dz} &= 0. \end{aligned} \quad (10)$$

Компоненты намагниченности в каждой среде —

$$\begin{aligned} \mu_{Ay} &= 1 \cdot e^{ik_{Ap}z} + r_p e^{-ik_{Ap}z} + r_e e^{|k_{Ae}|z}, \\ \mu_{Az} &= i \left(\eta_{Ap} \left(1 \cdot e^{ik_{Ap}z} + r_p e^{-ik_{Ap}z} \right) + \eta_{Ae} r_e e^{|k_{Ae}|z} \right), \\ \mu_{By} &= t_p e^{ik_{Bp}z} + t_e e^{-|k_{Be}|z}, \\ \mu_{Bz} &= i \left(\eta_{Bp} t_p e^{ik_{Bp}z} + \eta_{Be} t_e e^{|k_{Be}|z} \right). \end{aligned} \quad (11)$$

Учтем, что в данном случае

$$\eta_{Ap} = \eta_A, \quad \eta_{Ae} = -\eta_A^{-1},$$

но при этом

$$\eta_{Bp} = -\eta_B, \quad \eta_{Be} = +\eta_B^{-1}, \quad (12)$$

где

$$\eta_m = \frac{\Omega}{\sqrt{\Omega^2 + \delta\beta_n^2} + \delta\beta_n}.$$

С учетом (11) и (12) выпишем систему граничных условий:

$$\begin{cases} r_p + r_e + t_p + t_e = -1, \\ \eta_A r_p - \eta_A^{-1} r_e - \eta_B t_p + \eta_B^{-1} t_e = -\eta_A, \\ A_A (-ik_{Ap} r_p + |k_{Ae}| r_e) + A_B (ik_{Bp} t_p - |k_{Be}| t_e) = -i A_A k_{Ap}, \\ A_A (-ik_{Ap} \eta_A r_p - \eta_A^{-1} |k_{Ae}| r_e) + A_B (-ik_{Bp} \eta_B t_p - \eta_B^{-1} |k_{Be}| t_e) = -i A_A \eta_A k_{Ap}. \end{cases} \quad (13)$$

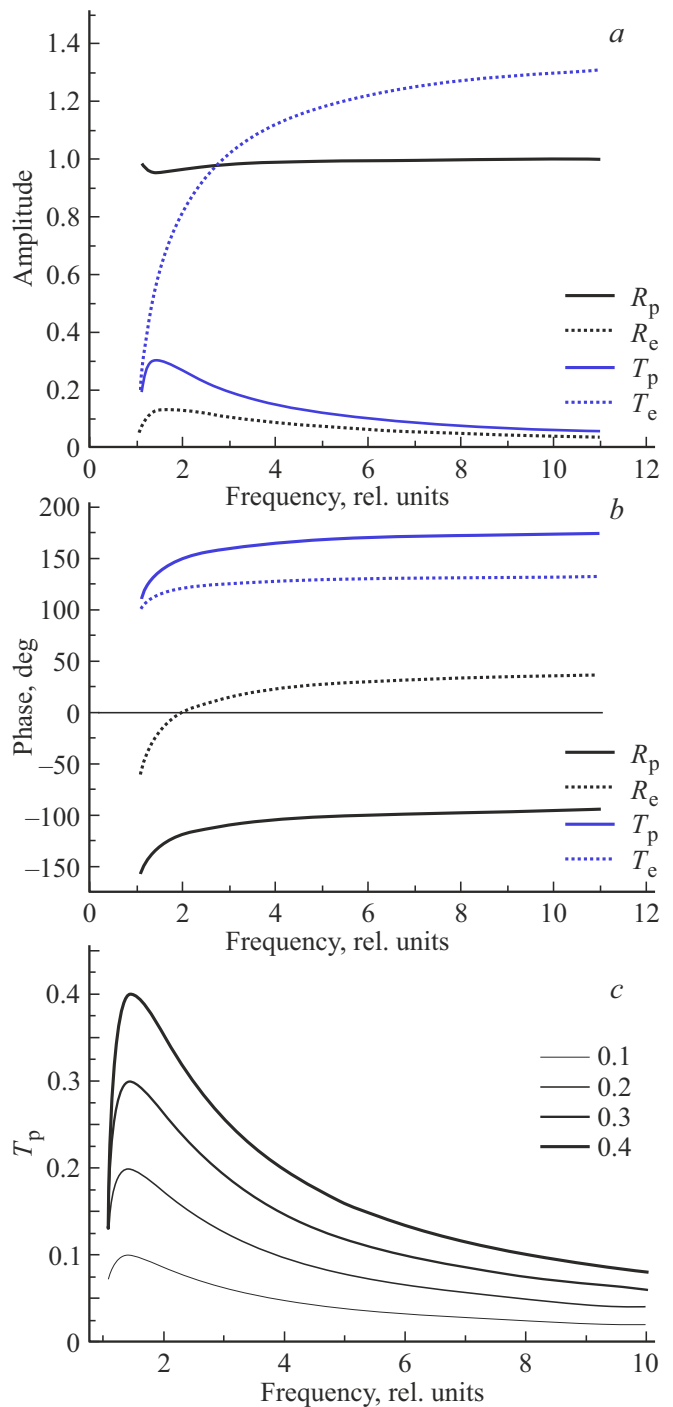


Рис. 2. Частотные зависимости: *a* — амплитудных коэффициентов отражения и прохождения ОВ (сплошные линии) и ЭВ (пунктирные линии); *b* — их фазы при значениях параметров $\beta = 1, \delta\beta = 0.3$, для изолированной границы; *c* — зависимости коэффициента прохождения объемной волны для значений $\delta\beta$, указанных на врезке.

Рассмотрим частный случай, когда магнитные параметры сред А и В одинаковы. Тогда индексы сред можно опустить, и получить систему граничных условий

в матричном виде

$$\begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 \\ \eta^2 & -1 & -\eta^2 & 1 \\ \xi & 1 & -\xi & -i \\ \xi\eta^2 & -i & \xi\eta^2 & -i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_p \\ r_e \\ t_p \\ t_e \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -1 \\ -\eta^2 \\ \xi \\ \xi\eta^2 \end{pmatrix}, \quad (14)$$

где

$$\xi = \frac{k_p}{|k_e|} = \sqrt{\frac{\sqrt{\Omega^2 + \delta\beta^2} - \beta}{\sqrt{\Omega^2 + \delta\beta^2} + \beta}}, \quad \eta = \frac{\Omega}{\sqrt{\Omega^2 + \delta\beta^2} + \delta\beta}. \quad (15)$$

Следующие из системы (14) амплитудные коэффициенты имеют вид

$$\begin{aligned} r_p &= \frac{\eta^2(1 + \xi^2)}{(\xi\eta^2 + i)(\xi + i\eta^2)}, & r_e &= \frac{\xi\eta^2(\eta^2 - 1)(\xi - i)}{(\xi\eta^2 + i)(\xi + i\eta^2)}, \\ t_p &= \frac{i\xi(\eta^4 - 1)}{(\xi\eta^2 + i)(\xi + i\eta^2)}, & t_e &= -\frac{\xi\eta^2(\eta^2 + 1)(\xi + i)}{(\xi\eta^2 + i)(\xi + i\eta^2)}. \end{aligned} \quad (16)$$

Из (16) можно видеть, что в пределе одноосных сред, когда $\eta \rightarrow 1$, коэффициенты $r_e, t_p \rightarrow 0$. Это объясняется тем, что в случае одноосных ФМ при антипараллельной равновесной ориентации их намагниченности в одной из сред существуют только ОВ, а в другой — только ЭВ. Нарушение же магнитной аксиальной симметрии приводит к тому, что ОВ могут распространяться в среде с противоположной намагниченностью насыщения, при этом их амплитуда определяется величиной $\delta\beta$ (рис. 2, c).

Как следует из рис. 2, максимальное значение коэффициента прохождения ОСВ n имеет порядок $\delta\beta$. Следует отметить, что для частоты, при которой эллипсы поляризации ОСВ одного типа в граничащих средах взаимно обратны, система (13) имеет решением $r_e = 0$ и $t_p = 0$, подобно случаю одноосных сред. Кроме того, условие $\eta_A\eta_B = 1$ для $\delta\beta_A = -\delta\beta_B$, когда эллипсы констант анизотропии одинаковы, но повернуты на 90° , выполняется для всех частот.

В случае, когда ОСВ рассеивается на антиферромагнитно упорядоченном (по отношению к окружающей структуре) слое толщиной L , расчет приводит к системе для коэффициентов рассеяния

$$\begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 0 & 0 \\ \eta^2 & -1 & -\eta^2 & -\eta^2 & 1 & 1 & 0 & 0 \\ \xi & i & -\xi & \xi & -i & i & 0 & 0 \\ \xi\eta^2 & -i & \xi\eta^2 & -\xi\eta^2 & -i & i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & e^{ik_p L} & e^{-ik_p L} & e^{-|k_e|L} & e^{|k_e|L} & 1 & 1 \\ 0 & 0 & -\eta^2 e^{ik_p L} & -\eta^2 e^{-ik_p L} & e^{-|k_e|L} & e^{|k_e|L} & \eta^2 & -1 \\ 0 & 0 & -\xi e^{ik_p L} & \xi e^{-ik_p L} & -ie^{-|k_e|L} & ie^{|k_e|L} & -\xi & -i \\ 0 & 0 & \xi\eta^2 e^{ik_p L} & -\xi\eta^2 e^{-ik_p L} & -ie^{-|k_e|L} & ie^{|k_e|L} & -\xi\eta^2 & i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_p \\ r_e \\ A_p^{(+)} \\ A_p^{(-)} \\ A_e^{(+)} \\ A_e^{(-)} \\ t_p \\ t_e \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} 1 \\ \eta^2 \\ -\xi \\ -\xi\eta^2 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}.$$

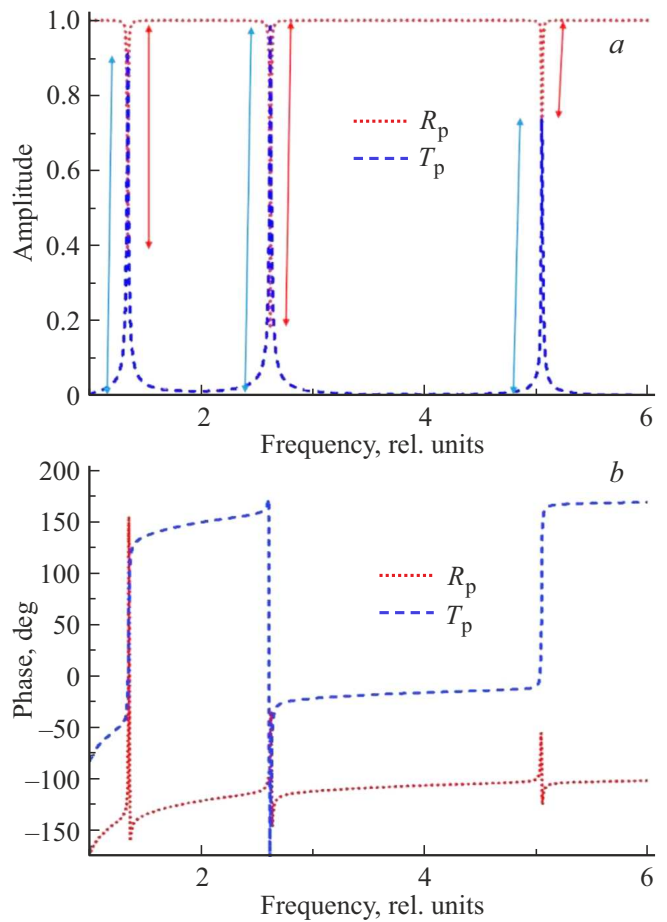


Рис. 3. *a* — абсолютная величина амплитудных коэффициентов отражения R_p (пунктирные линии) и прохождения T_p (штриховые линии) и *b* — их фазы для ОВ при значениях параметров $\beta = 1, \delta\beta = 0.3$ для слоя.

Соответствующие зависимости (амплитуды и фазы рассеянных объемных волн) приведены на рис. 3.

Как следует из рис. 3, профили коэффициентов отражения и прохождения отличаются из-за влияния ЭВ. Максимумы поглощения падающей волны соответствует интерференционному усилению прямых и обратных волн в слое и наблюдаются на частотах, при которых соответствующая длина волны кратна толщине пленки.

3. Заключение

Главной особенностью двуосных ферромагнетиков является возможность управления в них амплитудой объемных ОСВ при их рассеянии. Это связано с одновременным существованием в них как ЭВ, так и ОВ. Эффект проявляется в меру разности констант анизотропии осей в плоскости прецессии намагниченности и возникающей из-за этого эллиптической поляризации. Вместе с тем, в одноосных ферромагнетиках, где прецессия намагниченности является круговой, могут присутствовать волны только одного типа, и рассеянная волна является ЭВ. Таким образом, управляемым механизмом эмиссии ОСВ является возможность изменения аксиальной симметрии как магнитной структуры, так и формы образца — например, за счет механического воздействия. В остальных свойства волн аналогичны свойствам одноосных ферромагнетиков. В частности, это касается частотных зависимостей коэффициента рассеяния [4].

Благодарности

Автор выражает благодарность В.В. Кругляку (университет г. Эксетер, Великобритания) за плодотворные обсуждения и рекомендации.

Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России.

Конфликт интересов

Автор заявляет об отсутствии конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Spin Wave Confinement: Propagating Waves / Ed. S.O. Demokritov. 2nd ed. Pan Stanford Publishing, Singapore (2017).
- [2] В.Д. Пойманов, В.В. Кругляк. *ЖЭТФ* **161**, 5, 720 (2022).
- [3] M. Mailian, O.Y. Gorobets, Y.I. Gorobets, M. Zelent, M. Krawczyk. *J. Magn. Magn. Mater.* **484**, 484 (2019).
- [4] В.Д. Пойманов, В.В. Кругляк, В.Г. Шавров. *Журн. радиоэлектроники* **11**, 2 (2018). DOI: 10.30898/1684-1719.2018.11.17
- [5] V.D. Poimanov, V.G. Shavrov. *J. Phys.: Conf. Ser.* **1389**, 012134 (2019).
- [6] V.D. Poimanov, A.N. Kuchko, V.V. Kruglyak. *Phys. Rev. B* **98**, 10, 104418 (2018).
- [7] V.D. Poimanov, V.V. Kruglyak. *J. Appl. Phys.* **130**, 13, 133902 (2021).
- [8] Y.W. Xing, Z.R. Yan, X.F. Han. *Phys. Rev. B* **105**, 6, 064427 (2022).

Редактор Е.В. Толстякова