

УДК 537.611.3

## ДРЕЙФ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛАСТИНАХ СО СЛОЖНЫМ ХАРАКТЕРОМ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИИ

© 2023 г. Д. С. Мехоношин<sup>1</sup>, \*, Л. А. Памятных<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования  
“Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина”, Екатеринбург, Россия

\*E-mail: dmitry.mehonoshin@urfu.ru

Поступила в редакцию 28.09.2022 г.

После доработки 27.10.2022 г.

Принята к публикации 25.11.2022 г.

Выполнено 2D-моделирование статических и динамических структур магнитных доменных границ в массивной монокристаллической пластине-(111), сочетающей кубическую и одноосную магнитную анизотропию. Установлено наличие дрейфа доменных границ в низкочастотном гармоническом магнитном поле и динамическая деформация структуры доменных границ.

DOI: 10.31857/S0367676522700545, EDN: HESOF0

### ВВЕДЕНИЕ

Одним из активно развивающихся направлений спинтроники в последнее время является динамика магнитных доменных границ (ДГ), что обусловлено перспективами разработки новых типов устройств магнитной памяти. В концепции магнитной трековой памяти [1, 2] передача информации осуществляется путем управляемого смещения массива ДГ вдоль нанопроволоки под действием импульсов спин-поляризованного тока. Использование токовых импульсов для смещения ДГ имеет ограничения, связанные с высоким тепловыделением при требуемых для перемещения ДГ плотностях тока. Другим типом воздействия, приводящим к однонаправленному смещению ДГ, может быть переменное магнитное поле. Так, например, в [3] в пленках Pt/Co/Pt экспериментально продемонстрировано однонаправленное смещение цилиндрических магнитных доменов под действием однородного осциллирующего магнитного поля, приложенного под углом к плоскости пленки, а в [4] построена 1D-модель движения ДГ в нанопроволоке, предсказывающая наряду с колебательным движением поступательное движение ДГ в переменном магнитном поле.

Поступательное смещение массива полосовых доменов под действием переменного магнитного поля в направлении, перпендикулярном плоскости ДГ, известно как дрейф магнитных доменных границ и экспериментально изучено в монокристаллических пластинах и пленках ферритов-гранатов [5–7]. Для одномерных ДГ теоретические

модели дрейфа для ферро- и ферромагнетиков предложены в [8–11]. При этом известно, что в реальных пластинах возможен дву- и трехмерный характер распределения намагниченности в ДГ, в том числе возможны и асимметричные вихревые ДГ [12, 13], а закономерности динамики ДГ в случае дву- и трехмерного распределения намагниченности значительно отличаются от таковых для одномерных ДГ [14]. В настоящей работе была поставлена задача установления методом микромагнитного 2D-моделирования статических и динамических структур ДГ и возможности их дрейфа в переменном магнитном поле в массивных пластинах с кристаллической многоосной и наведенной одноосной магнитной анизотропией.

### ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Проведено компьютерное моделирование статических и динамических 2D-распределений намагниченности в ферромагнитной монокристаллической пластине с поверхностью, ориентированной параллельно плоскости (111). Схема пластины приведена на рис. 1. Оси  $x, y, z$  пластины были направлены вдоль кристаллографических направлений  $[0\bar{1}1]$ ,  $[111]$  и  $[\bar{2}11]$  соответственно. Пластина обладала одновременно кубической магнитокристаллической с константой  $K_1 < 0$  и наведенной одноосной анизотропией с константой  $K_u > 0$ . Тип магнитной анизотропии пластины является типичным для монокристаллов ферритов-гранатов, изучавшихся в [6, 7]. С учетом знаков констант анизотропии осями лег-

кого намагничивания (ОЛН) являлись оси типа 111, одна из которых перпендикулярна поверхности пластины, а три других составляют с ней угол  $\varphi_0 \approx 19.5^\circ$ . ОЛН наведенной одноосной анизотропии была направлена вдоль оси  $[\bar{1}11]$ . Значения констант магнитной анизотропии  $K_1$ ,  $K_u$  и намагниченности насыщения  $M_s$  были близки к параметрам реальных пластин ферритов-гранатов [6, 7]:  $K_1 = -6000$  эрг · см<sup>-3</sup>,  $K_u = 900$  эрг · см<sup>-3</sup>,  $M_s = 19$  Гс. При данном наборе параметров векторы намагниченности в доменах будут направлены вдоль оси  $[\bar{1}11]$ .

Расчетная область имела форму прямоугольной призмы с размерами  $L_x \times L_y \times L_z$ , здесь  $L_x$  соответствует периоду полосовой доменной структуры,  $L_y$  – толщина пластины,  $L_z \gg L_x, L_y$  – ширина пластины. По направлениям  $x$  и  $z$  на расчетную область были наложены периодические граничные условия. Толщина пластины  $L_y$  устанавливалась равной 10 мкм, что соизмеримо с толщинами пластин ферритов-гранатов, изученных в [6, 7]. Шаг сетки в направлениях  $x$  и  $y$  составлял 40 нм.

Объемную плотность полной энергии пластины можно записать в виде:

$$w = w_{ex} + w_u + w_c + w_s + w_z, \quad (1)$$

где учтены объемные плотности энергий обменного взаимодействия  $w_{ex}$ , одноосной  $w_u$  и кубической  $w_c$  анизотропии, магнитостатического взаимодействия  $w_s$  и взаимодействия с внешним магнитным полем  $w_z$ . Данные объемные плотности могут быть выражены следующим образом:

$$w_{ex} = A \left[ \left( \frac{\partial \vec{m}}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial \vec{m}}{\partial y} \right)^2 + \left( \frac{\partial \vec{m}}{\partial z} \right)^2 \right], \quad (2)$$

где  $A$  – обменный параметр,  $\vec{m} = \vec{M}/M_s$  – приведенный вектор намагниченности,  $M_s$  – намагниченность насыщения;

$$w_u = -K_u (\vec{m} \cdot \vec{u})^2, \quad (3)$$

$$w_c = K_1 (\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_1^2 \alpha_3^2), \quad (4)$$

где  $K_u, K_1$  – константы одноосной и кубической анизотропии, соответственно,  $\vec{u} = \frac{1}{3}\vec{e}_y + \frac{2\sqrt{2}}{3}\vec{e}_z$  – единичный вектор, направленный вдоль ОЛН одноосной анизотропии,  $\alpha_i$  – направляющие косинусы;

$$w_s = -\frac{1}{2}(\vec{M} \cdot \vec{H}_m), \quad (5)$$

$$w_z = -(\vec{M} \cdot \vec{H}), \quad (6)$$

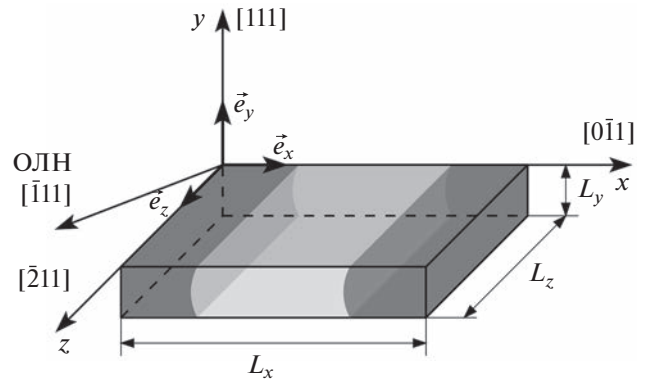


Рис. 1. Геометрия задачи.

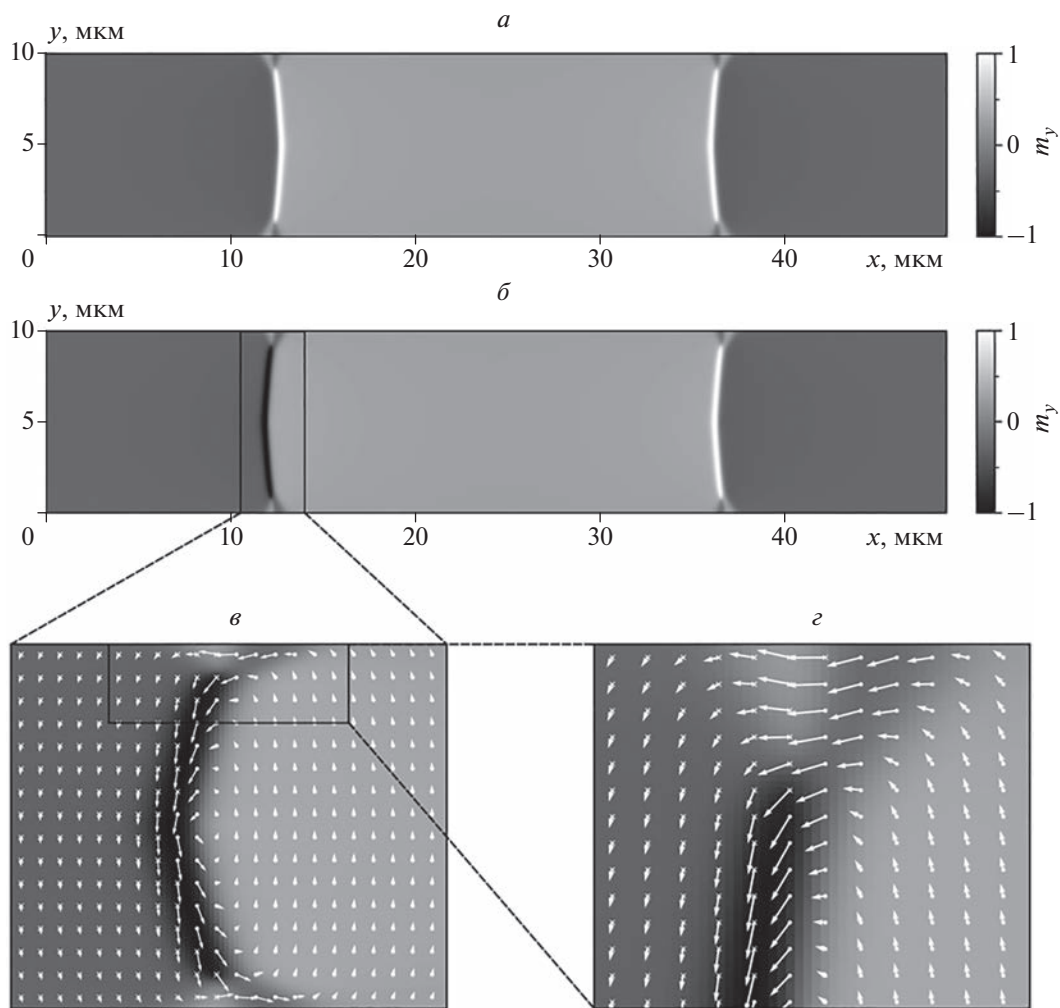
где  $\vec{H}_m$  – напряженность размагничивающего поля,  $\vec{H}$  – напряженность внешнего магнитного поля.

Для исследования динамики ДГ решалось уравнение Ландау–Лифшица–Гильберта, расчеты произведены в пакете микромагнитного моделирования muph3 [15].

В пластине задавалась структура, состоящая из трех доменов с чередующимися направлениями вектора намагниченности (для выполнения периодических граничных условий по направлению  $x$ ). Векторы намагниченности в доменах были направлены вдоль и против ОЛН, ДГ имели одномерную блоховскую либо неелевскую структуру, после чего проводилась процедура минимизации полной энергии пластины. Размер пластины  $L_x = 49$  мкм, соответствующий периоду полосовой доменной структуры, подобран из условия минимума плотности полной энергии пластины.

### СТАТИЧЕСКИЕ СТРУКТУРЫ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ

Равновесные структуры ДГ пластины при отсутствии магнитного поля приведены на рис. 2. Независимо от исходных структур ДГ, реализующиеся в пластине ДГ относятся к типу асимметричных вихревых блоховских ДГ (см. вихревое распределение намагниченности на рис. 2б). Если определить полярность ДГ как знак проекции вектора намагниченности на направление оси  $y$ , то в пластине возможно существование полосовой доменной структуры как с ДГ одинаковой полярности (рис. 2а), так и с чередующейся полярностью (рис. 2б). Полярность ДГ однозначно определяется направлением разворота вектора намагниченности в ДГ (хиральностью ДГ), которая в свою очередь определяется хиральностью ДГ в исходно задаваемой (до минимизации энергии) структуре. Характерной особенностью структуры ДГ при рассматриваемом типе магнитной анизо-



**Рис. 2.** Статические распределения  $m_y$  компоненты приведенного вектора намагниченности в  $x$ - $y$ -сечении пластины в отсутствие внешнего магнитного поля. Структуры пластин с одинаковой (а) и чередующейся (б) полярностями доменных границ. Распределение  $m_y$  компоненты приведенного вектора намагниченности в доменной границе (в), в области замыкания магнитного потока (г). На рисунках в, г для большей наглядности соотношения сторон не пропорциональны реальным размерам областей.

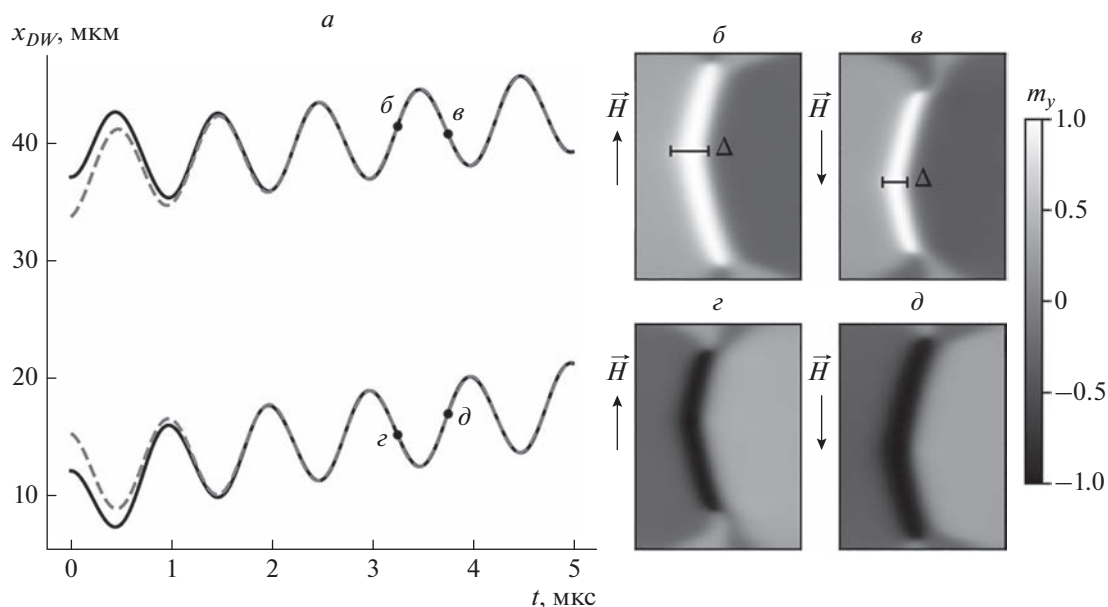
тропии является отсутствие вырождения для направления изгиба центральной части ДГ при заданной полярности ДГ. Для ДГ положительной полярности (светлые ДГ на рис. 2а, 2б) центральные части ДГ смещены в сторону домена с  $m_y > 0$  (светло-серый цвет на рис. 2), для ДГ отрицательной полярности – в сторону домена с  $m_y < 0$  (темно-серый цвет на рис. 2).

Вблизи поверхности пластины в ДГ имеются области замыкания магнитного потока, структура которых показана на рис. 2г. Особенности устройства этих областей могут быть объяснены наличием двух наклонных ОЛН кристаллической анизотропии  $[1\bar{1}1]$  и  $[11\bar{1}]$ , не совпадающих с ОЛН наведенной анизотропии.

### ДИНАМИЧЕСКИЕ СТРУКТУРЫ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В ПЕРЕМЕННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Проведено численное моделирование движения ДГ в структурах, представленных на рис. 2а и 2б, под действием переменного магнитного поля  $H(t) = H_0 \sin \omega t$ , направленного вдоль оси  $y$  с частотой  $\omega = 2\pi \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ . Используемое значение частоты поля взято вдали от области ферромагнитного резонанса для исключения влияния прецессии намагниченности в доменах на динамику ДГ.

На рис. 3а приведена зависимость координат ДГ  $x_{DW}$  от времени для пластины с чередующейся полярностью ДГ, при амплитуде магнитного поля  $H_0 = 30 \text{ Э}$ . Видно, что в установившемся режиме



**Рис. 3.** Зависимости координат  $x_{DW}$  доменных границ от времени при действии переменного поля частотой  $f = 10^6$  Гц, амплитудой  $H_0 = 30$  Э (сплошные линии) (а). Пунктирными линиями показаны аппроксимации зависимостей  $x_{DW}(t)$  суммой синусоиды и линейной функции. Распределения  $m_y$  компоненты приведенного вектора намагниченности в  $x$ -сечении в области, включающей доменную границу (б–д). Ширина области на рисунках (б–д) – 9 мкм.

доменные границы помимо колебательного движения движутся поступательно в положительном направлении оси  $x$ , т.е. имеет место дрейф ДГ. Полученные зависимости  $x_{DW}(t)$  были аппроксимированы суммой синусоиды и линейной функции (пунктирная линия на рис. 3). Средняя скорость дрейфа ДГ в данном случае составляет  $V_{dr} = 1.2$  м/с. Для доменных структур с одинаковой полярностью ДГ дрейфового движения ДГ не возникало.

В результате сложного характера магнитной анизотропии рассматриваемой пластины вектор намагниченности в ДГ имеет компоненту по оси  $y$ , вследствие чего прикладываемое вдоль этой оси магнитное поле  $H$  не только приводит к колебаниям ДГ, но и оказывает влияние на внутреннюю структуру ДГ. На рис. 3б–3д показаны фрагменты распределения компоненты  $m_y$  приведенного вектора намагниченности вблизи ДГ с положительной полярностью при противоположных направлениях внешнего магнитного поля. При  $H_y > 0$  центральная часть ДГ (имеющая  $m_y > 0$ ) занимает больший объем за счет сжатия областей замыкания магнитного потока вблизи поверхностей, а также увеличения ширины центральной части  $\Delta$  (рис. 3б); при противоположном направлении поля  $\vec{H}$  области замыкания магнитного потока расширяются, а ширина центральной части ДГ уменьшается (рис. 3в). Для ДГ

отрицательной полярности форма ДГ меняется противоположным образом (рис. 3з, 3д). Если предположить, что для двумерных ДГ подвижность границы  $\mu$  прямо пропорциональна ширине границы  $\Delta$ , как в одномерном случае [16], подвижность ДГ положительной полярности становится больше при ее движении в положительном направлении оси  $x$  (рис. 3б), чем при движении ДГ в противоположном направлении (рис. 3в), что обуславливает дрейф ДГ в положительном направлении оси  $x$  в осциллирующем магнитном поле. Следует отметить, что на важность изменения ширины ДГ в процессе ее дрейфа в одномерном случае указывалось в работах [4, 11]. Влияние областей замыкания магнитного потока на процесс дрейфа ДГ требует отдельного исследования и выходит за рамки данной статьи. Для возникновения дрейфа полосовой доменной структуры как целого в переменном магнитном поле необходимо асимметричное изменение структуры соседних ДГ. Таким образом, дрейф ДГ полосовой доменной структуры возможен только в случае чередующейся полярности доменных границ, что также согласуется с результатами, полученными в рамках одномерных моделей [4, 8, 10, 11].

Прямое количественное сопоставление полученных результатов с результатами экспериментальных работ [6, 7] затруднительно вследствие значительного отличия исследованного частотного диапазона ( $f = 10\text{--}1200$  Гц) в работах [6, 7] от значения частоты магнитного поля, использованного в

данной работе ( $f = 10^6$  Гц), однако значения скорости дрейфа ДГ ( $V_{dr} = 0.3\text{--}1.0$  м/с), установленные в [5] при частоте поля  $f = 5$  МГц, согласуются по порядку величины с полученными в настоящей работе ( $V_{dr} = 1.2$  м/с).

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Методом численного микромагнитного 2D-моделирования установлено, что в массивных ( $L = 10$  мкм) монокристаллических пластинах (111), обладающих кристаллической четырехосной и наведенной одноосной магнитной анизотропией, устойчивыми являются асимметричные вихревые блоховские доменные границы. Показано наличие дрейфа ДГ в переменном магнитном поле частотой  $\omega = 2\pi \cdot 10^6$  с<sup>-1</sup>, приложенном перпендикулярно плоскости пластины, в полосовой доменной структуре с чередующейся полярностью границ.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках темы государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (FEUZ-2023-0020), а также в рамках Программы развития Уральского федерального университета имени первого Президента России Б.Н. Ельцина в соответствии с программой стратегического академического лидерства “Приоритет-2030”. Авторы выражают благодарность Памятных Сергею Евгеньевичу за обсуждения постановки задачи работы.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Parkin S.S.P., Hayashi M., Thomas L.* // Science. 2008. V. 320. No. 5873. P. 190.
2. *Kumar D., Jin T., Sbiaa R. et al.* // Phys. Reports. 2022. V. 958. P. 1.
3. *Moon K.W., Kim D.H., Yoo S.C. et al.* // Sci. Reports. 2015. V. 5. No. 1. Art. No. 9166.
4. *Moon K.W., Kim D.H., Kim C. et al.* // J. Phys. D. 2017. V. 50. No. 12. Art. No. 125003.
5. *Власко-Власов В.К., Успенская Л.С.* // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. № 4. С. 1483; *Vlasko-Vlasov V.K., Uspenskaya L.S.* // Sov. Phys. JETP. 1986. V. 64. No. 4. P. 874.
6. *Памятных Л.А., Мехоношин Д.С., Памятных С.Е. и др.* // ФТТ. 2019. Т. 61. № 3. С. 483; *Pamyatnykh L.A., Mekhonoshin D.S., Pamyatnykh S.E. et al.* // Phys. Solid State. 2019. V. 61. No. 3. P. 350.
7. *Pamyatnykh L., Lysov M., Pamyatnykh S., Shmatov G.* // JMMM. 2022. V. 542. Art. No. 168561.
8. *Барьяхтар В.Г., Горобец Ю.И., Денисов С.И.* // ЖЭТФ. 1990. Т. 98. № 4. С. 1345; *Bar'yakhtar V.G., Gorobets Yu.I., Denisov S.I.* // JETP. 1990. V. 71. No. 4. P. 751.
9. *Ходенков Г.Е.* // Письма в ЖЭТФ. 1998. Т. 68. № 11. С. 823; *Khodenkov G.E.* // JETP Lett. 1998. V. 68. No. 11. P. 864.
10. *Gerasimchuk V.S., Sukstanskii A.L.* // JMMM. 1995. V. 146. No. 3. P. 323.
11. *Шагалов А.Г.* // ФММ. 1997. Т. 84. № 5. С. 17; *Shagalov A.G.* // Phys. Met. Metallogr. 1997. V. 84. No. 5. P. 466.
12. *Дубовик М.Н., Зверев В.В., Филиппов Б.Н.* // ФТТ. 2013. Т. 55. № 10. С. 1942; *Dubovik M.N., Zverev V.V., Filippov B.N.* // Phys. Solid State. 2013. V. 55. No. 10. P. 2057.
13. *Изможеров И.М., Байкенов Е.Ж., Зверев В.В.* // ФММ. 2021. Т. 122. № 3. С. 230; *Izhozherov I.M., Zverev V.V., Baikenov E.Z.* // Phys. Met. Metallogr. 2021. V. 122. No. 3. P. 213.
14. *Филиппов Б.Н.* // ФНТ. 2002. Т. 28. № 10. С. 991; *Filippov B.N.* // Low Temp. Phys. 2002. V. 28. No. 10. P. 707.
15. *Vansteenkiste A., Leliaert J., Dvornik M. et al.* // AIP Advances. 2014. V. 4. No. 10. Art. No. 107133.
16. *Малоземов А., Слонзуски Д.* Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир, 1982. 383 с.

## Domain wall drift in single crystal plates with complex magnetic anisotropy

**D. S. Mekhonoshin<sup>a</sup>, \*, L. A. Pamyatnykh<sup>a</sup>**

<sup>a</sup> Ural Federal University, Yekaterinburg, 620002 Russia

\*e-mail: dmitry.mehonoshin@urfu.ru

Numerical 2D simulating of static and dynamic structures of magnetic domain walls in a thick single-crystal plate-(111) with crystalline cubic and induced uniaxial magnetic anisotropy was performed. The domain wall drift in a low-frequency harmonic magnetic field was established, and the dynamic deformation of domain wall structure was revealed.