

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

УДК 539.216.2:537.622.4

ГИСТЕРЕЗИС ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ В ДВУХСЛОЙНОЙ ФЕРРОМАГНИТНОЙ ПЛЕНКЕ ПРИ ВИХРЕВОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ НАМАГНИЧЕННОСТИ

© 2020 г. Н. В. Шульга^{a, b, *}, Р. А. Дорошенко^a

^aИнститут физики молекул и кристаллов УФИЦ РАН, пр. Октября, 151, Уфа, 450075 Россия

^bФГБОУ ВО Башкирский государственный медицинский университет Минздрава России,
ул. Ленина, 3, Уфа, 450008 Россия

*e-mail: shulga@anrb.ru

Поступила в редакцию 17.12.2019 г.

После доработки 28.01.2020 г.

Принята к публикации 31.01.2020 г.

Численно исследован гистерезис электрической поляризации двухслойной обменно-связанной ферромагнитной пленки, слою которой обладают анизотропией типа “легкая плоскость” и “легкая ось” при перемагничивании. Перемагничивание осуществляли магнитным полем, перпендикулярным плоскости пленки, из состояния насыщения вдоль оси легкого намагничивания. Построены зависимости средней электрической поляризации от напряженности внешнего магнитного поля, а также соответствующие зависимости приведенной намагниченности слоев пленки. Обнаружена возможность переключения в магнитном поле знака электрической поляризации в пленках, толщина которых меньше поперечных размеров. В более толстых пленках при перемагничивании не наблюдается изменения знака поляризации.

Ключевые слова: двухслойная ферромагнитная пленка, неоднородный магнитоэлектрический эффект, электрическая поляризация, гистерезис

DOI: 10.31857/S0015323020060133

ВВЕДЕНИЕ

Исследование условий возникновения электрической поляризации на вихревой магнитной структуре представляет научный и практический интерес. Магнитные неоднородности в виде статических вихрей, образующиеся при различных условиях в ферромагнитных наноразмерных тонких пленках, могут использоваться как в быстро развивающейся области высокоплотных носителей информации [1], так и в устройствах спинтроники [2]. Магнитный вихрь с ядром нанометрового размера описывается двумя топологическими величинами [3, 4]. Одной из них является хиральность, т.е. направление вращения магнитного момента в плоскости по часовой стрелке, либо против нее. Другая величина – это поляризация, которая определяется направлением выхода намагниченности из плоскости вихря в его ядре вверх или вниз.

Важной задачей является изучение условий возникновения вихревой структуры, а также возможностей управления ее состояниями [5]. Зарождение и стабилизация вихря может происходить в ферромагнитной пленке под влиянием внешнего магнитного поля [6], на магнитной неоднородности [7, 8], в многослойной пленке [9].

Свойства вихря зависят также от формы и размера образца, на котором она формируется, и истории намагничивания образца [10].

Переключение между описанными состояниями вихря может осуществляться различными способами, в том числе, при проявлении неоднородного магнитоэлектрического эффекта [11], электрическим полем [12]. Исследование особенностей электрической поляризации на магнитных неоднородностях в пленках ферритов-гранатов привлекает определенный интерес [13–15]. Условия возникновения поляризации на магнитной неоднородности вблизи межслойной границы аналогичной пленки феррита-граната были исследованы в работе [16] в предположении, что ее поперечные размеры много больше толщины, а намагниченность в плоскости пленки распределена однородно.

В данной статье численно исследованы особенности электрической поляризации пленки, возникающие на вихревой неоднородности двухслойной пленки феррита-граната при перемагничивании внешним магнитным полем, перпендикулярным плоскости пленки. Детально рассчитан гистерезис электрической поляризации и намагниченности в пленках различной толщины.

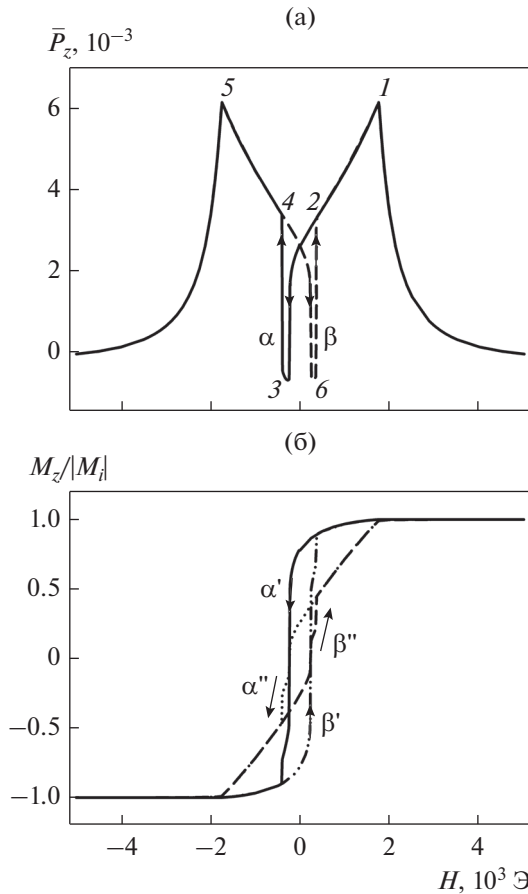


Рис. 1. Зависимость средней поляризации от величины внешнего магнитного поля (а). Зависимость приведенной намагниченности слоев от величины внешнего магнитного поля (б). Образец $200 \times 200 \times 120$ нм.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим двухслойную пленку, верхний слой которой обладает анизотропией типа “легкая ось”, а нижний – “легкая плоскость”. Пленка конечных размеров, квадратная в поперечном сечении, размеры варьируются от 150 до 550 нм, толщина изменяется от 100 до 350 нм (см. рис 2, 5). Ось координат z совпадает с осью одноосной анизотропии. Внешнее магнитное поле направлено параллельно оси z .

Функционал энергии системы имеет вид:

$$W = \sum_{i=1}^2 \int_{V_i} dV \{E_{u,i} + E_{H,i} + E_{d,i} + E_{ex,i}\} - \int_S E_{int} dS. \quad (1)$$

Он включает энергию одноосной магнитной анизотропии образца $E_{u,i} = \frac{K_i}{M_i^2} M_{z,i}^2$, энергию Зеемана $E_{H,i} = -\mathbf{M}_i \mathbf{H}$, энергию дипольного взаимодействия $E_{d,i} = -\frac{1}{2} \mathbf{M}_i \mathbf{H}^{(m)}$, энергию обмен-

ного взаимодействия $E_{ex,i} = \frac{\alpha_i}{2M_i^2} \left[\left(\frac{\partial \mathbf{M}_i}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \mathbf{M}_i}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \mathbf{M}_i}{\partial z} \right)^2 \right]$ и энергию межслойного об-

менного взаимодействия $E_{int} = \frac{J}{M_1 M_2} \mathbf{M}_1 \mathbf{M}_2$. Здесь

K_i – постоянные одноосной анизотропии слоев, M_i – намагниченность насыщения слоев, \mathbf{H} – внешнее магнитное поле, $\mathbf{H}^{(m)}$ – поле магнитного дипольного взаимодействия, α_i – константы обменного взаимодействия, J – константа межслойного обменного взаимодействия.

МЕТОДИКА РАСЧЕТА

Задача нахождения равновесного состояния решалась численно. Расчеты производили в пакете программ трехмерного моделирования OOMMF [17] с дискретизацией на прямоугольной сетке с шагом 5 нм по координатам x и y и 3 нм по координате z . Расчет выполнен для двухслойной пленки, параметры которой характерны для пленки феррита-граната: $M_1 \approx 30$ Гс, $M_2 \approx 70$ Гс, $\alpha \approx 10^{-7}$ эрг/см, $K_1 \approx 2 \times 10^4$ эрг/см³, $K_2 \approx -7 \times 10^4$ эрг/см³, $J = 1$ см⁻¹. Для неоднородного распределения намагниченности вектор электрической поляризации \mathbf{P} вычисляли по формуле [18]:

$$\mathbf{P} = \chi_e [(\mathbf{M} \nabla) \mathbf{M} - \mathbf{M} (\nabla \mathbf{M})], \quad (2)$$

где χ_e – электрическая поляризуемость, γ – коэффициент неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия. Далее мы будем рассчитывать вектор поляризации, отнесенный к произведению этих величин и квадрата намагниченности насыщения: $\mathbf{P} \rightarrow \mathbf{P} / \gamma \chi_e M_i^2$, размерность приведенной поляризации – см⁻¹. Средняя поляризация вычисляется по формуле:

$$\bar{\mathbf{P}} = \frac{1}{V} \int_V \mathbf{P}(x, y, z) dx dy dz. \quad (3)$$

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Рассмотрим изменение средней поляризации при перемагничивании двухслойной пленки из состояния насыщения вдоль оси z до состояния насыщения против оси z (кривые α на рис. 1 и 4), а затем из состояния насыщения против оси z к состоянию насыщения вдоль оси z (кривые β на рис. 1 и 4). Были обнаружены существенные различия в зависимостях средней поляризации от поля для пленок, чья толщина меньше поперечных размеров (рис. 1а) и превосходит их (рис. 4а). Рассмотрим сначала первый случай. Видно, что за исключением небольшого диапазона полей

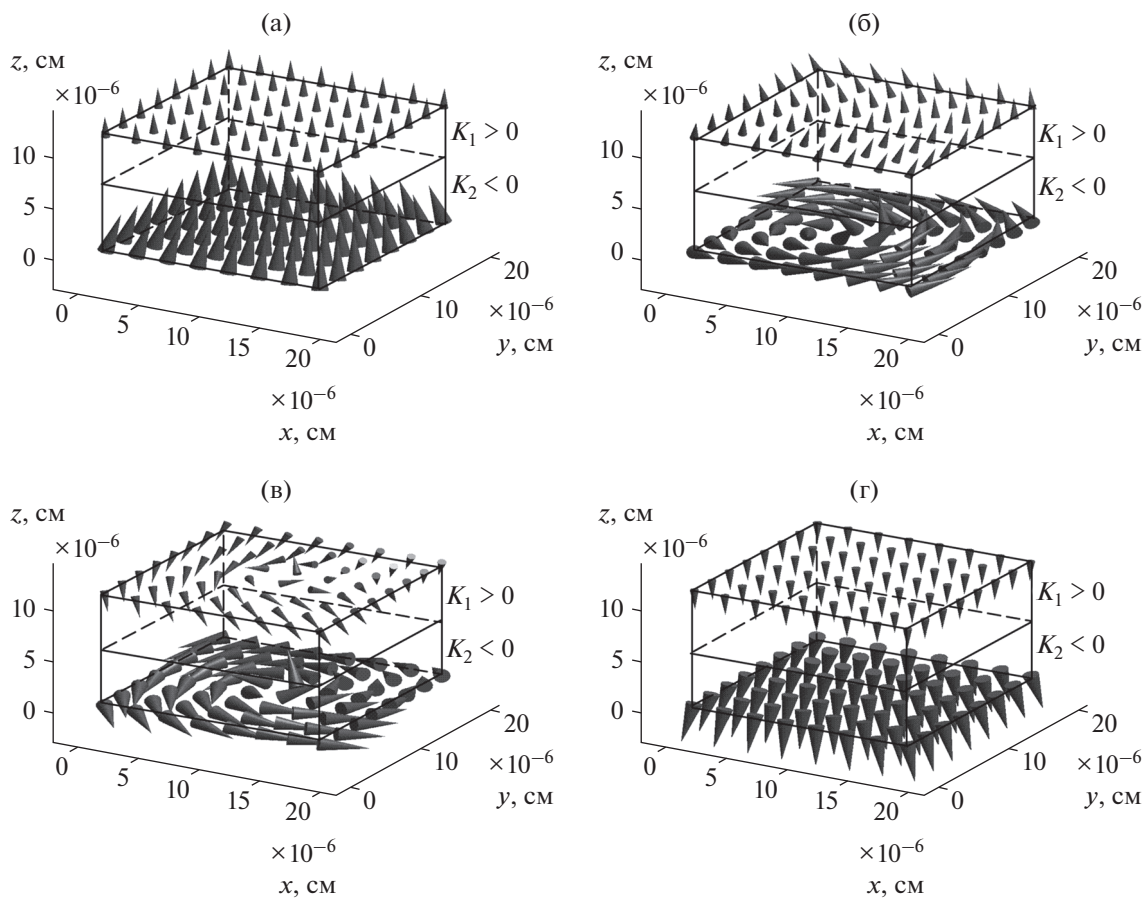


Рис. 2. Распределение намагниченности на верхней и нижней границах пленки. Внешнее магнитное поле: (а) $H = 1760$ Э; (б) $H = 503$ Э; (в) $H = -276$ Э; (г) $H = -1760$ Э. Образец $200 \times 200 \times 120$ нм.

вблизи нуля средняя поляризация пленки остается положительной. Основной вклад в нее вносит поляризация слоя с анизотропией типа “легкая плоскость”, средняя поляризация слоя с анизотропией “легкая ось” отрицательна, но она меньше по величине. На рис. 1б представлены соответствующие зависимости приведенной намагниченности: кривые α' , β' – слой “легкая ось”, петля гистерезиса имеет прямоугольный характер; α , β – слой “легкая плоскость”, петля гистерезиса с выходом намагниченности на насыщение в больших полях. По мере уменьшения насыщающего поля средняя поляризация возрастает. При этом намагниченность отклоняется внутрь образца (рис. 2а). После достижения локального максимума кривой поляризации в точке 1 на рис. 1а (этому соответствует распределение намагниченности на верхней и нижней границах пленки на рис. 2а), в слое с анизотропией типа “легкая плоскость” начинает формироваться вихревое распределение намагниченности (рис. 2б). На рис. 1б этому соответствует начало расхождения кривых α' и α . На участке от поля насыщения до точки 2 (рис. 1а) зависимости средней поляризации α и β накла-

дываются друг на друга. В точке 2 вихревое распределение намагниченности начинает формироваться и в слое с анизотропией типа “легкая ось”.

В точке 3, в поле около -250 Э, \bar{P}_z оказывается отрицательной. Это соответствует состоянию, когда намагниченность большей части слоя с анизотропией “легкая плоскость” уже развернулась по полю, но в ядре вихря все еще присутствует намагниченность, ориентированная преимущественно вдоль оси z (рис. 2в), что и приводит к резкому уменьшению средней поляризации. Соответствующие распределения поляризации вблизи нижней и верхней границ пленки представлены на рис. 3а и 3б. Видно, что вблизи нижней границы пленки максимум P_z в центре пленки хотя и больше нуля, но по модулю его величина примерно вдвое меньше, чем величина минимума P_z вблизи нижней границы. При этом на периферии пленки P_z меньше нуля. Это приводит к тому, что и средняя поляризация верхнего слоя пленки по модулю будет больше, чем средняя поляризация нижнего слоя. А поскольку средняя поляризация верхнего слоя пленки отрицательна, то и средняя

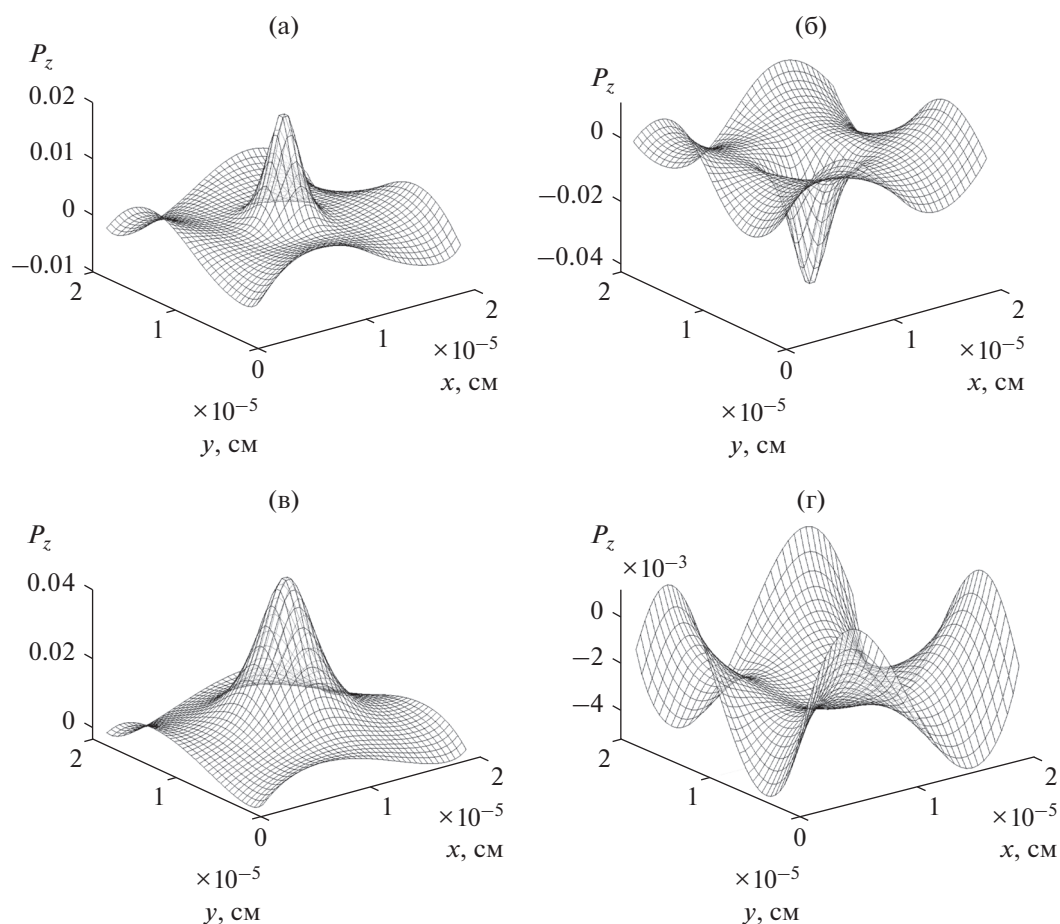


Рис. 3. Зависимость компоненты поляризации P_z от координат x и y . Внешнее магнитное поле $H = -250$ Э: вблизи нижней границы пленки (а); вблизи верхней границы пленки (б). Внешнее магнитное поле $H = -400$ Э: вблизи нижней границы (в); вблизи верхней границы пленки (г). Образец $200 \times 200 \times 120$ нм.

поляризация пленки становится отрицательной. Таким образом, изменяя напряженность магнитного поля, можно изменять знак электрической поляризации пленки. Большое влияние на процесс перемагничивания имеет слой с анизотропией “легкая ось”, который, как видно на зависимостях α' и α'' на рис. 1б, перемагничивается первым.

Рассмотрим теперь (см. рис. 3в и 3г), что происходит с распределением поляризации вблизи верхней и нижней границы пленки после того, как намагниченность в ядре вихря в обоих слоях развернулась по полю (точка 4 на рис. 1). В этом случае поляризация почти везде вблизи нижней границы пленки оказывается больше нуля, а по модулю ее максимум почти на порядок превосходит минимум поляризации вблизи нижней границы пленки, в результате средняя поляризация пленки становится положительной и резко возрастает. В точке 5 на рис. 1 обнаруживается второй максимум средней поляризации, на этот раз в отрицательном поле. Намагниченность в этом случае оказывается развернутой наружу (рис. 2г).

При обратном перемагничивании (кривая б) наблюдаются те же закономерности в поведении средней поляризации и намагниченности. Средняя поляризация достигает своего минимума (точка б) в положительном поле порядка 250 Э.

Чем меньше размеры образца, тем в меньшем по абсолютной величине поле поляризация достигает локальных максимумов, поскольку намагниченность разворачивается быстрее. При этом величина \bar{P}_z оказывается больше. Соответственно и минимум средней поляризации вблизи нулевого поля тем ниже, чем меньше размеры образца.

Рассмотрим теперь особенности зависимости средней поляризации от поля для пленок, чья толщина превосходит поперечные размеры. Так, для образца $200 \times 200 \times 300$ нм вблизи нулевого поля наблюдается вначале рост средней поляризации, а затем ее уменьшение (см. рис. 4а). На рис. 5 представлены соответствующие распределения намагниченности при перемагничивании пленки из состояния насыщения против оси z к состоянию насыщения вдоль оси z (см. кривые б

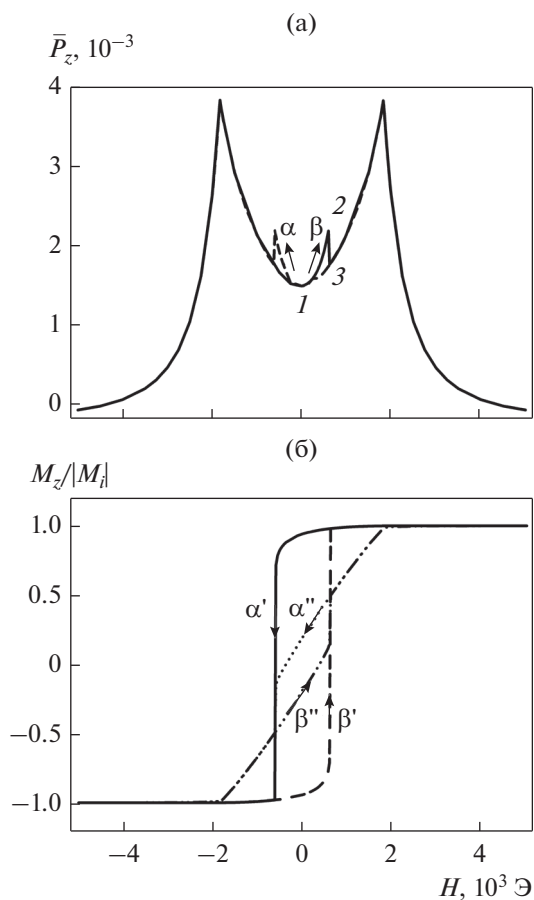


Рис. 4. (а) Зависимость средней поляризации от величины внешнего магнитного поля. (б) Зависимость приведенной намагниченности слоев от величины внешнего магнитного поля. Образец $200 \times 200 \times 300$ нм.

на рис. 4). В отсутствие внешнего поля, когда средняя поляризация достигает своего минимума в точке 1, вихревое распределение намагниченности успевает сформироваться только в слое с анизотропией типа “легкая плоскость”, в слое же с анизотропией “легкая ось” намагниченность ориентирована против оси z (рис. 5а). Затем, уже в положительном поле, наблюдается рост \bar{P}_z (точка 2 на рис. 4а). Это связано с формированием вихря в слое с анизотропией “легкая ось” (рис. 5б). При дальнейшем увеличении магнитного поля происходит уменьшение \bar{P}_z (точка 3 на рис. 4), связанное с описанным выше разворотом намагниченности по полю (рис. 5в).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено численное исследование изменения электрической поляризации при перемагничивании двухслойной обменно-связанной ферромагнитной пленки, слои которой обладают анизотропией типа “легкая плоскость” и “легкая

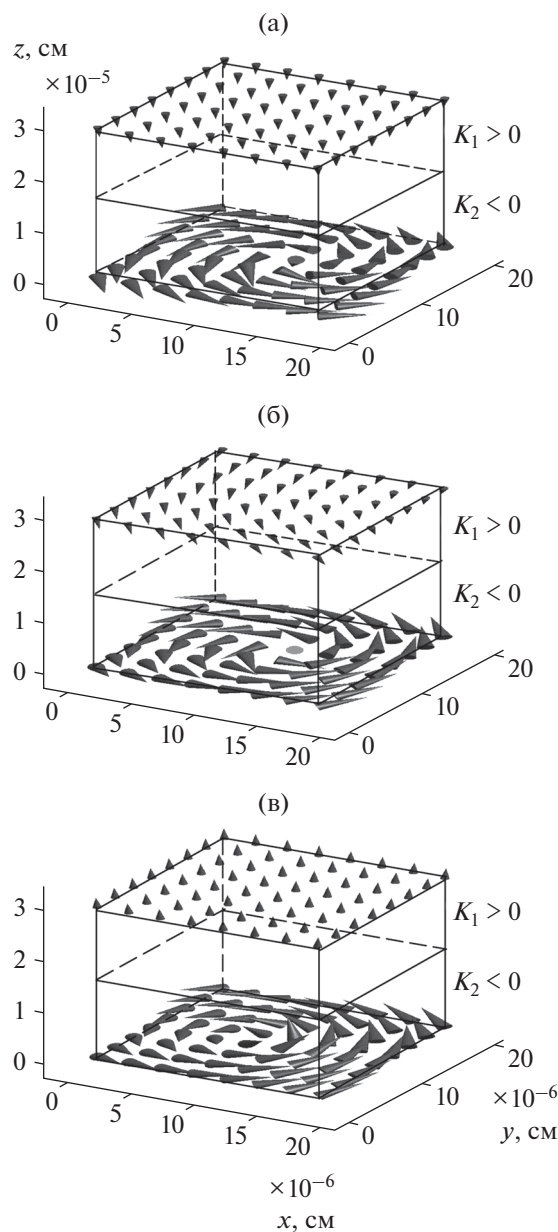


Рис. 5. Распределение намагниченности на верхней и нижней границах пленки. Внешнее магнитное поле: (а) $H = 0$ Э; (б) $H = 603$ Э; (в) $H = 628$ Э. Образец $200 \times 200 \times 300$ нм.

ось” внешним магнитным полем, перпендикулярным плоскости пленки. Перемагничивание проводили из состояния насыщения вдоль оси z (перпендикулярной плоскости пленки и совпадающей с осью легкой анизотропии) и обратно.

Были обнаружены существенные различия в поведении зависимостей средней электрической поляризации для пленок различной толщины. Для образцов, чья толщина меньше поперечных размеров, наблюдается гистерезис электрической поляризации с изменением знака поляризации.

Обнаружены следующие закономерности. По мере уменьшения насыщающего поля, средняя поляризация возрастает. При этом намагниченность отклоняется внутрь образца в положительном магнитном поле, либо наружу — в отрицательном поле. В магнитных полях после достижения локального максимума кривой поляризации в слое с анизотропией типа “легкая плоскость” начинает формироваться вихревое распределение намагниченности. При дальнейшем уменьшении магнитного поля вихревое распределение намагниченности начинает формироваться и в слое с анизотропией типа “легкая ось”. Минимум на зависимости средней поляризации при перемагничивании из состояния насыщения вдоль оси легкого намагничивания обнаруживается в отрицательном поле. Минимум соответствует такому распределению намагниченности, когда в большей части слоя с анизотропией “легкая плоскость” намагниченность уже развернулась по полю, но в ядре вихря все еще присутствует намагниченность, ориентированная в противоположном направлении. Аналогичные особенности наблюдаются при обратном перемагничивании.

Иное поведение средней поляризации при перемагничивании наблюдается в пленках, толщина которых сравнима или превосходит поперечные размеры слоев. В этом случае гистерезис электрической поляризации слабо выражен. Вблизи нулевого поля наблюдается только небольшое возрастание средней поляризации, а затем ее уменьшение. В отсутствие внешнего поля, когда средняя поляризация достигает своего минимума, вихревое распределение намагниченности успевает сформироваться только в слое с анизотропией типа “легкая плоскость”, в слое же с анизотропией “легкая ось” намагниченность ориентирована почти противоположно оси z . Затем, с увеличением абсолютного значения магнитного поля, наблюдается рост \bar{P}_z . Это объясняется формированием вихревой структуры в слое с анизотропией “легкая ось”. При дальнейшем увеличении магнитного поля происходит уменьшение \bar{P}_z , связанное с разворотом намагниченности по полю.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Geng D.G., Jin Y.M.* Magnetic vortex racetrack memory // *J. Magn. Magn. Mater.* 2017. V. 423. P. 84–89.
2. *Prinz G.A.* Magnetoelectronics // *Science.* 1998. V. 282. P. 1660–1663.
3. *Shinjo T., Okuno T., Hassdorf R., Shigeto K., Ono T.* Magnetic vortex core observation in circular dots of permalloy // *Science.* 2000. V. 289. P. 930–932.
4. *Moriya R., Thomas L., Hayashi M., Bazaliy Y.B., Rettner Ch., Parkin S.P.* Probing vortex-core dynamics using current-induced resonant excitation of a trapped domain wall // *Nat. Phys.* 2008. V. 4. P. 368–372.
5. *Karpov P.I., Mukhin S.I.* Polarizability of electrically induced magnetic vortex plasma // *Phys. Rev. B.* 2017. V. 95. P. 195136-1–195136-16.
6. *Li J., Wang Y., Cao J., Meng X., Zhu F., Tai R.* The control of magnetic vortex state in rectangular nanomagnet // *J. Magn. Magn. Mater.* 2018. V. 451. P. 379–384.
7. *Meshkov G.A., Pyatakov A.P., Belanovsky A.D., Zvezdin K.A., Logginov A.S.* Writing vortex memory bits using electric field // *J. Magn. Soc. Jpn.* 2012. V. 36. P. 46–48.
8. *Шульга Н.В., Дорошенко Р.А.* Неоднородный магнитоэлектрический эффект в наноразмерной ферромагнитной пленке с поверхностной анизотропией // *ФММ.* 2019. Т. 120. № 7. С. 695–701.
9. *Shul'ga N.V., Doroshenko R.A.* Electric polarization in two-layer bounded ferromagnetic film // *J. Magn. Magn. Mater.* 2019. V. 471. P. 304–309.
10. *Wei Z.-H., Chang Ch.-R., Usov N.A., Lai M.-F., Wu J.C.* Evolution of vortex states under external magnetic field // *J. Magn. Magn. Mater.* 2002. V. 239. P. 1–4.
11. *Барьяхтар В.Г., Львов В.А., Яблонский Д.А.* Теория неоднородного магнитоэлектрического эффекта // *Письма в ЖЭТФ.* 1983. Т. 37. № 12. С. 565–567.
12. *Пятаков А.П., Сергеев А.С., Николаева Е.П., Косых Т.Б., Николаев А.В., Звездин К.А., Звездин А.К.* Микромагнетизм и топологические дефекты в магнитоэлектрических средах // *УФН.* 2015. Т. 185. № 10. С. 1077–1088.
13. *Veshchunov I.S., Mironov S.V., Magrini W., Stolyarov V.S., Rossolenko A.N., Skidanov V.A., Trebbia J.-B., Buzdin A.I., Ph. Tamarat, Lounis B.* Direct evidence of flexomagnetolectric effect revealed by single-molecule spectroscopy // *Phys. Rev. Lett.* 2015. V. 115. P. 027601-1–027601-5.
14. *Арзамасцева Г.В., Балбашов А.М., Лисовский Ф.В., Мансветова Е.Г., Темирязев А.Г., Темирязева М.П.* Свойства обладающих магнитоэлектрическим эффектом эпитаксиальных пленок ферритов-гранатов с (210)-ориентацией // *ЖЭТФ.* 2015. Т. 147. № 4. С. 783–810.
15. *Kulikova D.P., Gareev T.T., Nikolaeva E.P., Kosykh T.B., Nikolaev A.V., Pyatakova Z.A., Zvezdin A.K., Pyatakov A.P.* The mechanisms of electric field-induced magnetic bubble domain blowing // *Phys. Status Solidi – Rapid Res. Lett.* 2018. V. 12. P. 1800066-1–1800066-4.
16. *Gareeva Z.V., Doroshenko R.A., Shulga N.V., Harbusch K.* Peculiarities of electric polarization in bi-layered longitudinally magnetized ferromagnetic film // *J. Magn. Magn. Mater.* 2009. V. 321. P. 1163–1166.
17. *Donahue M.J., Porter D.G.* OOMMF User's Guide. Version 1.0 NISTIR 6376. National institute of standards and technology. Gaithersburg, MD. 1999.
18. *Mostovoy M.* Ferroelectricity in spiral magnets // *Phys. Rev. Lett.* 2006. V. 96. № 6. P. 067601(4).