ФИЗИКА МЕТАЛЛОВ И МЕТАЛЛОВЕДЕНИЕ, 2019, том 120, № 7, с. 695–701

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

УДК 539.216.2:537.622.4

НЕОДНОРОДНЫЙ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В НАНОРАЗМЕРНОЙ ФЕРРОМАГНИТНОЙ ПЛЕНКЕ С ПОВЕРХНОСТНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

© 2019 г. Н. В. Шульга[a], *, Р. А. Дорошенко[a]

[a] *Институт физики молекул и кристаллов УФИЦ РАН, пр. Октября, 151, Уфа, 450075 Россия*

**e-mail: shulga@anrb.ru*

Поступила в редакцию 07.06.2018 г.
После доработки 30.10.2018 г.
Принята к публикации 21.11.2018 г.

Проведено численное исследование основного состояния ферромагнитной ограниченной пленки. Пленка обладает одноосной магнитной анизотропией типа “легкая плоскость” и поверхностной анизотропией “легкая ось”. Все расчеты были проведены для пленок с параметрами ферритов-гранатов. Расчет основного состояния проводили с использованием пакета трехмерного микромагнитного моделирования OOMMF для наноразмерных прямоугольных пленок (наностолбиков) различного поперечного сечения. Для вихревого распределения намагниченности в основном состоянии рассчитана электрическая поляризация. Обнаружено, что при наличии поверхностной анизотропии компонента вектора поляризации пленки, перпендикулярная плоскости пленки, отлична от нуля. Исследовано изменение электрической поляризации при намагничивании пленки внешним магнитным полем. Показано, что с увеличением магнитного поля модуль поляризации также возрастает до определенных значений поля, а затем уменьшается до нуля. При уменьшении поперечных размеров пленки, а также увеличении константы поверхностной анизотропии, электрическая поляризация наностолбика возрастает.

Ключевые слова: электрическая поляризация, магнитный вихрь, ограниченная ферромагнитная пленка, неоднородный магнитоэлектрический эффект, поверхностная анизотропия

DOI: 10.1134/S0015323019050164

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время, вследствие взрывного роста объема информации, стала чрезвычайно актуальной разработка устройств хранения данных, характеризующихся высокой плотностью упаковки информации, низким уровнем энергопотребления и высокой скоростью доступа к данным [1]. Описанным выше требованиям удовлетворяют устройства, основанные на управлении магнитной подсистемой с помощью электрического поля [2]. В том случае, когда носителями информации выступают разного рода магнитные неоднородности, управление их состоянием электрическим полем может осуществляться за счет неоднородного магнитоэлектрического эффекта [3–5]. Магнитоэлектрический эффект может реализовываться в структурах с неоднородным распределением намагниченности: доменных границах [6–10], скирмионах [11], вблизи границы раздела магнитных сред [12–14] и в магнитных вихрях. Обсуждается возможность использования магнитных вихрей в устройствах с магнитной памятью, управляемых электрическим полем [15].

В нашей статье мы численно исследуем электрическую поляризацию в наноразмерной ферромагнитной пленке, чья намагниченность находится в вихревом основном состоянии. Проведены расчеты распределения намагниченности и электрической поляризации по объему образца. Изучено влияние поверхностной анизотропии, намагничивания, поперечных размеров пленки.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим ферромагнитную пленку конечных размеров, прямоугольной формы (см. рис. 1). Пленка обладает магнитной анизотропией типа “легкая плоскость”, также в общем случае учитывается поверхностная анизотропия типа “легкая ось”. Ось координат z совпадает с осью анизотропии. Внешнее магнитное поле направлено параллельно оси z. Таким образом, функционал энергии системы включает энергии одноосной маг-

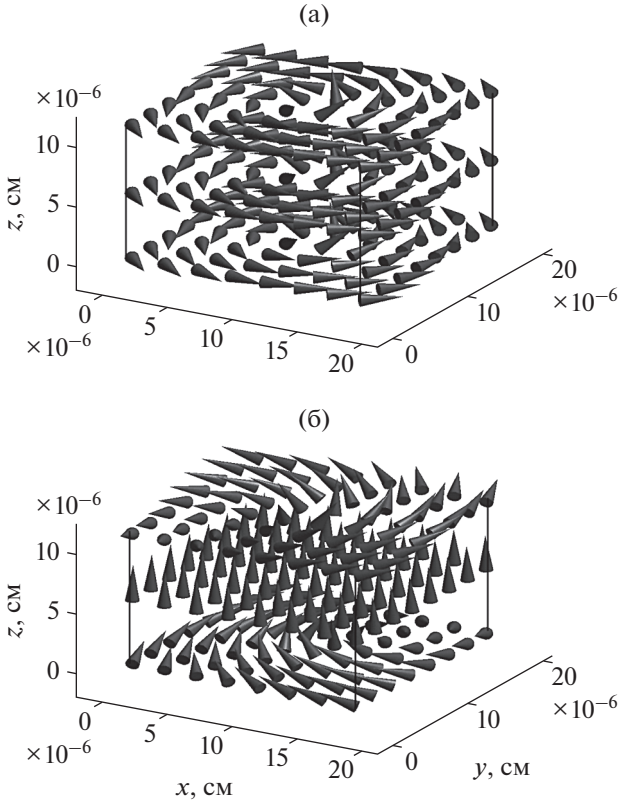

Рис. 1. Распределение намагниченности на верхней, нижней границах пленки и в середине пленки: одиночный вихрь (а); двойной вихрь (б).

нитной анизотропии образца и поверхностной анизотропии, энергию дипольного взаимодействия, энергию спонтанного намагничивания во внешнем магнитном поле и энергию обменного взаимодействия:

$$E = \int_V dV \left\{ \frac{A}{M_0^2}\left[\left(\frac{\partial M_x}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial M_y}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial M_z}{\partial z}\right)^2\right] - \frac{K}{M_0^2}\mathbf{M}_z^2 - \frac{K_S}{M_0^2}\mathbf{Mn} - \frac{1}{2}\mathbf{MH}^{(\mathbf{m})} - \mathbf{MH} \right\}. \quad (1)$$

Здесь K – постоянная одноосной анизотропии, K_S – постоянная поверхностной анизотропии, $\mathbf{n}$ – нормаль к поверхности пленки, M_0 –намагниченность насыщения, $\mathbf{H}^{(\mathbf{m})}$ – поле магнитного дипольного взаимодействия.

МЕТОДИКА РАСЧЕТА

Задачу нахождения равновесного состояния такой системы решали численно. Расчеты производили с использованием пакета программ трехмерного моделирования OOMMF [16] с дискретизацией на прямоугольной сетке с шагом 5 нм по координатам x и y и 3 нм по координате z. Основное состояние находили путем решения уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта методом Рунге–Кутта. Расчет выполнен для параметров пленки, характерных для пленки феррита-граната: $M_0 = 50$ Гс, $\alpha = 10^7$ эрг/см, $K = -7 \times 10^4$ эрг/см^3, $K_S = (0–2) \times 10^5$ эрг/см^3. Исследуемые образцы представляли собой прямоугольные наностолбики, их поперечные размеры варьировались от 200 до 500 нм, толщина составляла 120 нм.

Для неоднородного распределения намагниченности величину вектора электрической поляризации $\mathbf{P}$ вычисляли по формуле [4]:

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

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: $\mathbf{P} \to \mathbf{P}/\gamma\chi_e M_0^2$. Таким образом, далее поляризация рассматривается как безразмерная величина. Средняя поляризация вычисляется по формуле:

$$\overline{\mathbf{P}} = \frac{1}{V}\int_V \mathbf{P}(x,y,z)\,dxdydz. \quad (3)$$

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Как показали наши расчеты, в отсутствие внешнего магнитного поля и поверхностной анизотропии в пленке с анизотропией “легкая плоскость” могут реализовываться два типа вихревого распределения намагниченности: одиночный вихрь и двойной вихрь (рис. 1). В первом случае вихрь закручен в одну сторону во всей пластине. Во втором случае на нижний границе образца вихрь закручен в одну сторону, затем к середине образца намагниченность разворачивается вдоль оси z, после чего образуется вихрь, закрученный в другую сторону. Энергетически более выгодным является распределение намагниченности типа одиночный вихрь.

Для любого из типов вихревого распределения намагниченности компоненты средней поляризации образца, лежащие в плоскости пленки, равны нулю, поскольку такое распределение намагниченности порождает радиальное распределение поляризации. Однако благодаря наличию ядра вихря компонента z средней поляризации может оказаться существенной. Очевидно, что в пластине с распределением намагниченности типа двойной вихрь компонента z средней поляризации также будет равна нулю, поскольку поляризация в верхней и нижней половинах образца ориентирована в разные стороны.

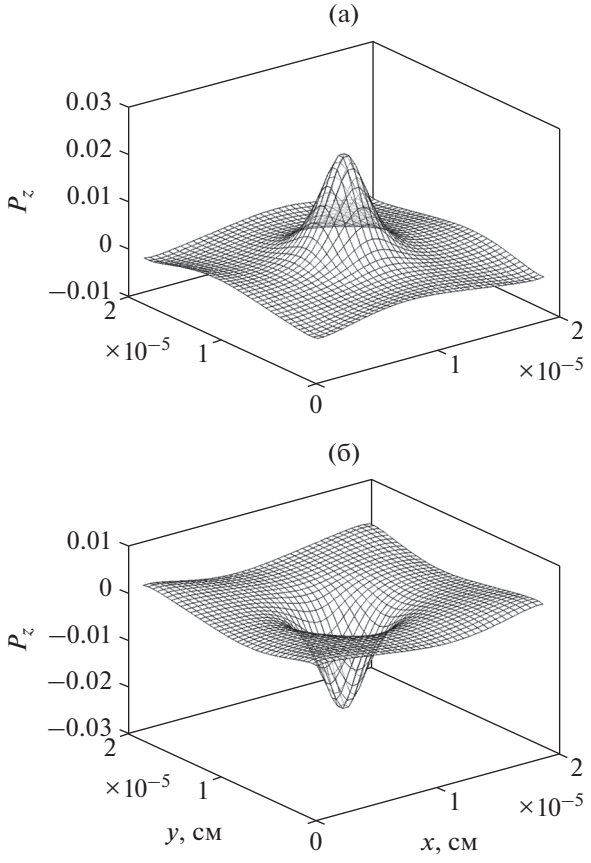

Рис. 2. Зависимость компоненты поляризации P_z от координат x и y: нижняя граница пленки (а); верхняя граница пленки (б). Образец 200 × 200 нм, $K_S = 0$ эрг/см^3.

Интересно, что и в пластине с одиночным вихрем компонента z поляризации оказывается ориентированной в разные стороны в верхней и нижней половинах образца (рис. 2), и, следовательно, ее среднее значение будет равно нулю. Это объясняется в частности особенностью распределения компоненты z намагниченности образца по оси z вблизи ядра вихря в виде перевернутой параболы. Из-за этого производная по z этой компоненты имеет разные знаки в верхней и нижней половинах образца. Аналогичные особенности имеются в распределении компонент x и y.

Рассмотрим теперь аналогичную пленку, обладающую поверхностной анизотропией “легкая ось”. В этом случае устойчивым оказывается только распределение намагниченности типа одиночный вихрь, которое и будет исследоваться далее. При этом приведенная компонента z намагниченности возрастает от нижней границы пленки к верхней и $\partial M_z/\partial z > 0$ соответственно. Это приведет к тому, что поляризации верхней и нижней половин пленки уже не будут компенсировать друг друга, и величина компоненты z средней поляризации будет существенной. На рис. 3 видно,

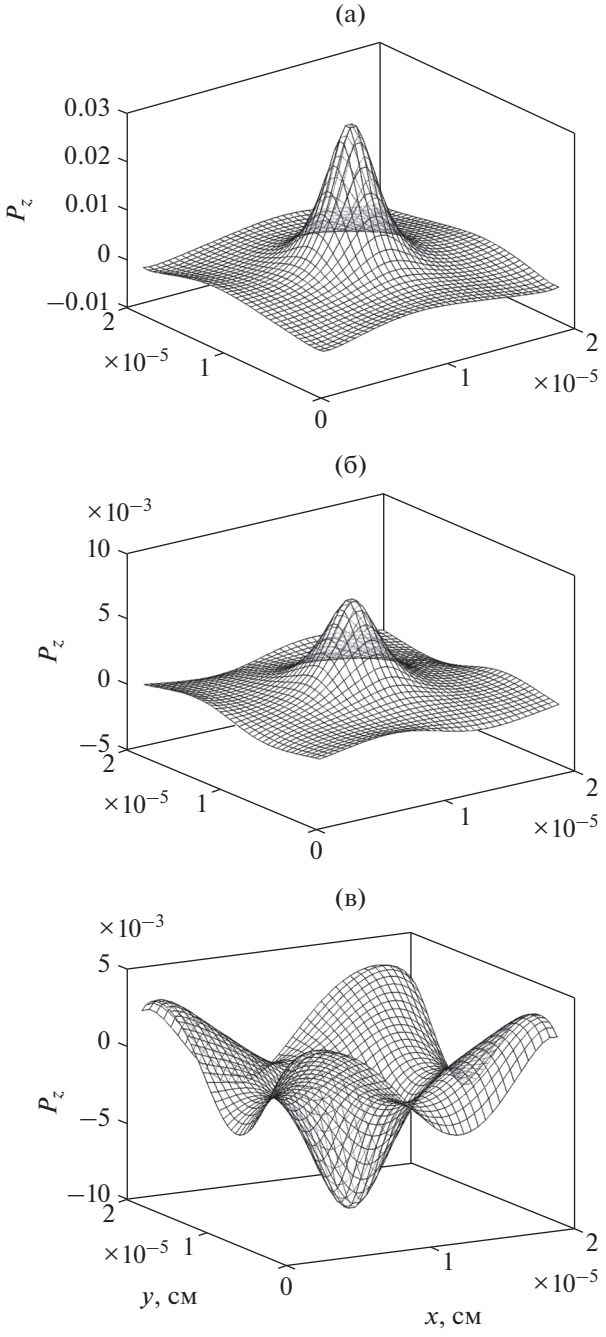

Рис. 3. Зависимость компоненты поляризации P_z от координат x и y: нижняя граница пленки (а); середина пленки (б); верхняя граница пленки (в). Образец 200 × 200 нм, $K_S = 2 \times 10^5$ эрг/см^3 .

что модуль P_z на нижней границе пленки в ядре вихря в несколько раз больше, чем на верхней границе пленки. Кроме того, P_z в ядре остается больше нуля, лишь уменьшаясь по величине, больше чем на 60% толщины пленки. Аналогичная тенденция прослеживается и для образцов больших поперечных размеров (рис. 4).

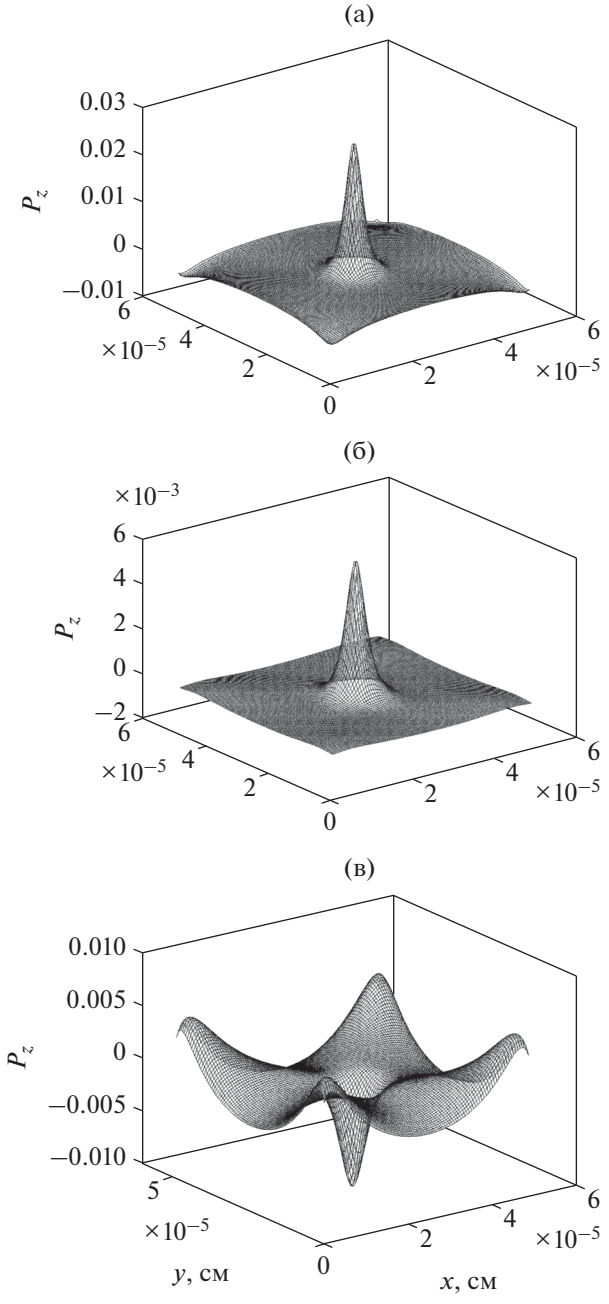

Рис. 4. Зависимость компоненты поляризации P_z от координат x и y: нижняя граница пленки (а); середина пленки (б); верхняя граница пленки (в). Образец 500 × 500 нм, $K_S = 2 \times 10^5$ эрг/см^3.

Однако средняя поляризация для такого образца оказывается меньше, чем для образца с меньшими поперечными размерами. Это связано с тем, что величина поляризации, обусловленной влиянием ядра вихря, не больше величины поляризации пленки с малыми размерами, а усреднение происходит по большему объему.

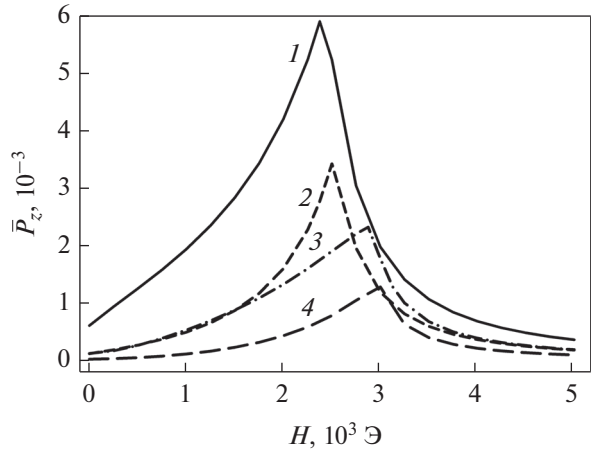

Рис. 5. Зависимости компоненты усредненной по объему образца поляризации $\bar{P}_z$ от величины внешнего магнитного поля H для пленок с поперечными размерами и константой поверхностной анизотропии 200 × 200 нм, $K_S = 2 \times 10^5$ эрг/см^3 (*1*); 200 × 200 нм, $K_S = 2 \times 10^4$ эрг/см^3 (*2*); 500 × 500 нм, $K_S = 2 \times 10^5$ эрг/см^3 (*3*); 500 × 500 нм, $K_S = 2 \times 10^4$ эрг/см^3 (*4*).

Рассмотрим теперь поведение исследуемой системы при намагничивании ее внешним магнитным полем, направленным по оси z. На рис. 5 представлены зависимости $\overline{P}_z$ от величины внешнего магнитного поля для четырех образцов, чьи значения поверхностной анизотропии, либо поперечные размеры отличаются. Видно, что с увеличением внешнего магнитного поля возрастает и величина $\overline{P}_z$. Этот рост можно связать с тем, что намагниченность во всем объеме образца начинает разворачиваться по полю (рис. 6). Это приводит к тому, что величина P_z оказывается отличной от нуля не только в ядре вихря, но и во всем объеме образца (рис. 7, 8). Возрастание происходит до тех пор, пока намагниченность большей части образца не будет направлена по полю. На рис. 7в представлены зависимости P_z в поле, близком к тому, в котором наблюдается максимум $\overline{P}_z$ для образца 200 × 200 нм. Видно, что в этом случае на всей поверхности нижней границы образца величина P_z больше нуля. В образце 500 × 500 нм (рис. 8в) P_z по плоскости распределена крайне немонотонно, а ее величина оказывается меньше, чем для образца с меньшими поперечными размерами. После достижения максимума, с увеличением поля величина $\overline{P}_z$ начинает уменьшаться вплоть до нуля в насыщающем поле.

Чем меньше поперечные размеры образца и больше поверхностная анизотропия, тем быстрее разворачивается намагниченность, соответствен-

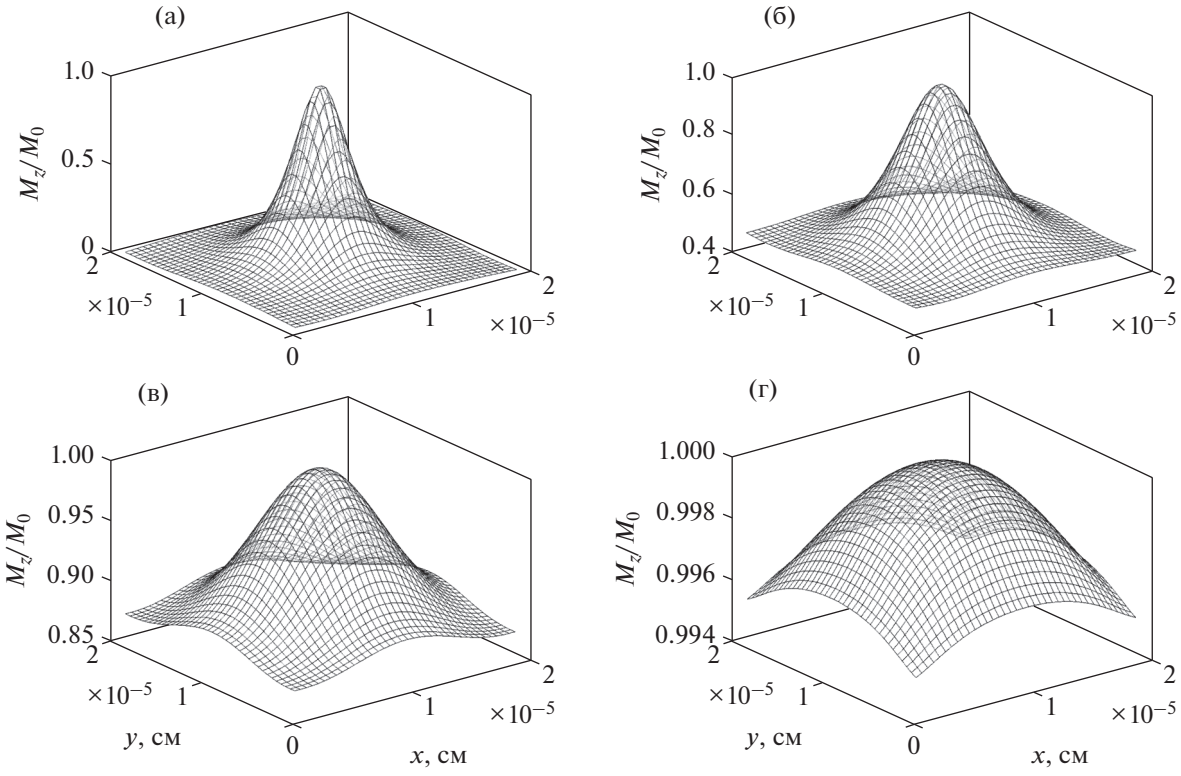

Рис. 6. Зависимость компоненты намагниченности M_z от координат x и y на нижней границе пленки. Величина внешнего магнитного поля: 0 (а); 1250 (б); 2500 (в); 3250 Э (г). Образец 200 × 200 нм, $K_S = 2 \times 10^5$ эрг/см^3.

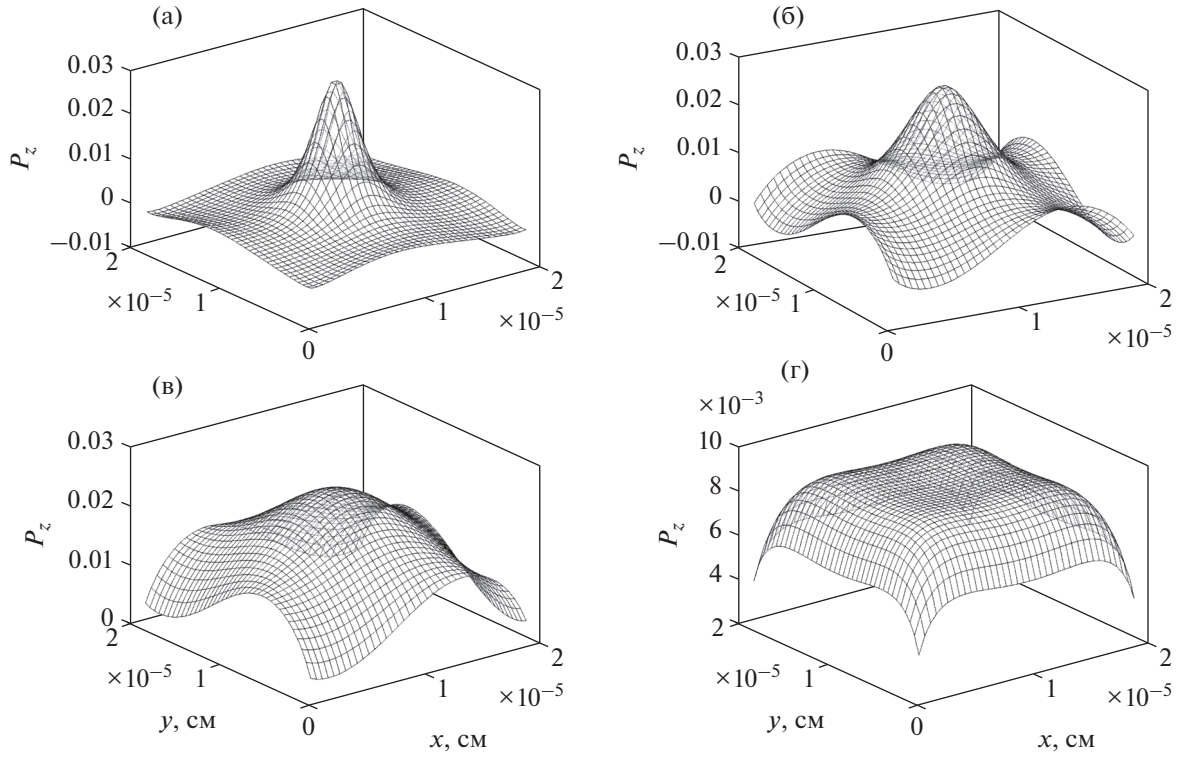

Рис. 7. Зависимость компоненты поляризации P_z от координат x и y на нижней границе пленки. Величина внешнего магнитного поля: 0 (а); 1250 (б); 2500 (в); 3250 Э (г). Образец 200 × 200 нм, $K_S = 2 \times 10^5$ эрг/см^3.

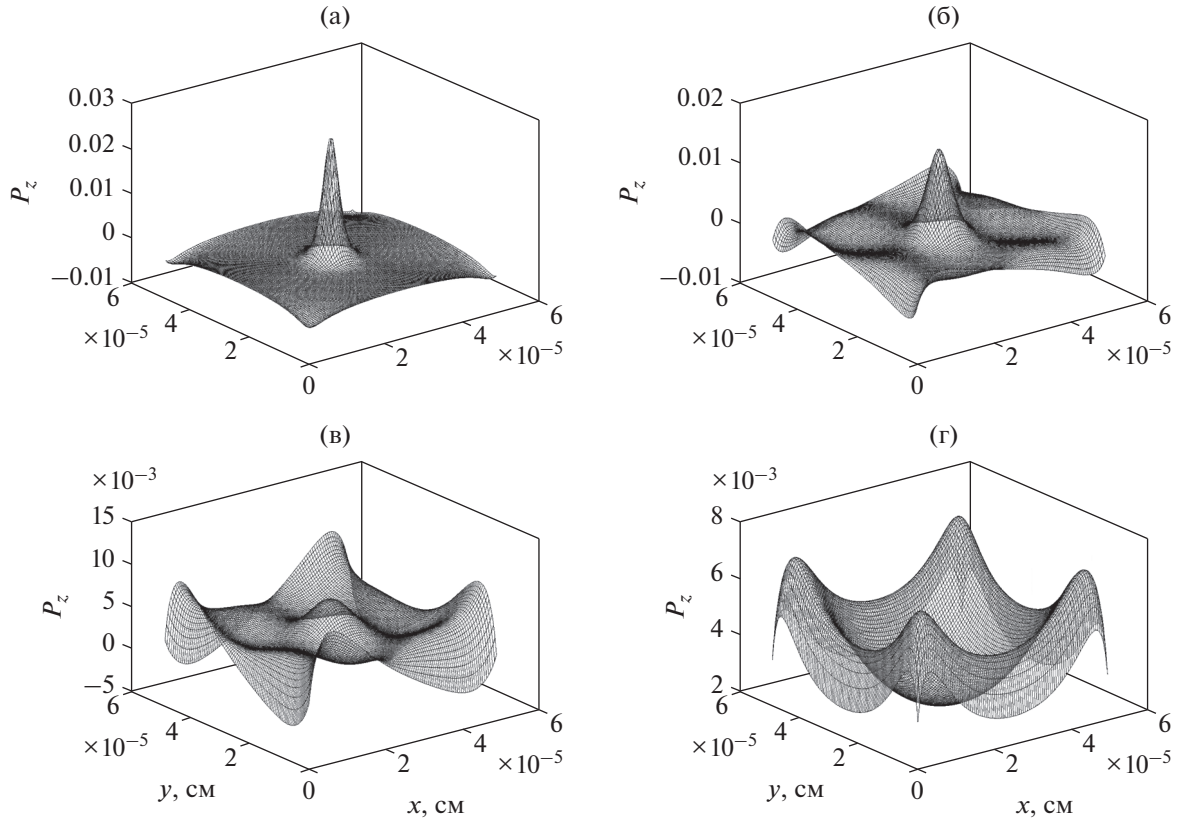

Рис. 8. Зависимость компоненты поляризации P_z от координат x и y на нижней границе пленки. Величина внешнего магнитного поля: 0 (а); 1250 (б); 2500 (в); 3250 Э (г). Образец 500 × 500 нм, $K_S = 2 \times 10^5$ эрг/см^3.

но поляризация достигает максимума в меньшем поле, при этом ее величина оказывается больше.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено численное исследование электрической поляризации ограниченной ферромагнитной пленки в виде прямоугольного наностолбика. Намагниченность пленки находится в вихревом основном состоянии при анизотропии “легкая плоскость”. Для вихревого распределения намагниченности компоненты средней поляризации образца, лежащие в плоскости пленки, равны нулю, поскольку такое распределение намагниченности порождает радиальное распределение поляризации. Компонента, перпендикулярная плоскости пленки, также оказывается равной нулю, поскольку намагниченность распределена по толщине пленки немонотонно и компоненты z поляризации верхней и нижней половин пленки взаимно компенсируют друг друга. При наличии поверхностной анизотропии компонента поляризации оказывается отличной от нуля. Электрическая поляризация тем больше, чем больше величина поверхностной анизотропии и чем меньше поперечные размеры пленки.

При намагничивании пленки внешним магнитным полем, направленным по оси z, средняя по объему поляризация растет до тех пор, пока большая часть намагниченности образца не будет направлена по полю при сохранении вихревого состояния. Этот рост объясняется тем, что намагниченность разворачивается вдоль оси z не только в ядре вихря, но и на периферии.

При уменьшении поперечных размеров и возрастании константы поверхностной магнитной анизотропии намагниченность разворачивается по полю быстрее, соответственно электрическая поляризация достигает максимума в меньшем магнитном поле, при этом величина поляризации оказывается больше.

Результаты, представленные в настоящей статье, получены при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 16-02-00336-А).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Scott J.F.* Data storage: Multiferroic memories // Nat. Mater. 2007. V. 6. № 4. P. 256–257.

2. *Matsukura F., Tokura Y., Ohno H.* Control of magnetism by electric fields // Nat. Nanotechnol. 2015. V. 10. № 3. 209. P. 209–220.

3. *Барьяхтар В.Г., Львов В.А., Яблонский Д.А.* Теория неоднородного магнитоэлектрического эффекта // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 37. № 12. С. 565–567.

4. *Mostovoy M.* Ferroelectricity in spiral magnets // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. № 6. P. 067601-1–067601-4.

5. *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.

6. *Catalan G., Seidel J., Ramesh R., Scott J.F.* Domain wall nanoelectronics // Rev. Mod. Phys. 2012. V. 84. № 1. P. 119–156.

7. *Борич М.А., Танкеев А.П., Смагин В.В.* Структура и динамические свойства скрученной магнитной доменной границы в электрическом поле // ФТТ. 2016. № 1. С. 63–72.

8. *Борич М.А., Танкеев А.П., Смагин В.В.* Микромагнитная структура доменной границы с блоховскими линиями в электрическом поле // ФТТ. 2016. № 7. С. 1329–1337.

9. *Popov A.I., Zvezdin A.K., Gareeva Z.V., Gareev T.T., Sergeev A.S., Pyatakov A.P.* Origin of domain wall induced magnetoelectricity in rare-earth iron garnet single crystals and films // Ferroelectrics. 2017. V. 509. P. 32–39.

10. *Pawlik A.-S., Kämpfe T., Haußmann A., Woike T., Treske U., Knupfer M., Büchner B., Soergel E., Streubel R., Koitzsch A., Eng L.M.* Polarization driven conductance variations at charged ferroelectric domain walls // Nanoscale. 2017. V. 9. P. 10933–10939.

11. *Seki S., Mochizuki M.* Skyrmions in Magnetic Materials. Springer, 2016. 69 p.

12. *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.

13. *Gareeva Z.V., Mazhitova F.A., Doroshenko R.A., Shulga N.V.* Electric polarization in bi-layered ferromagnetic film with combined magnetic anisotropy // J. Magn. Magn. Mater. 2015. V. 385 P. 60–64.

14. *Gareeva Z.V., Mazhitova F.A., Doroshenko R.A.* Ferroelectric polarization in antiferromagnetically coupled ferromagnetic film // J. Magn. Magn. Mater. 2016 V. 414 P. 74–77.

15. *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.

16. *Donahue M.J., Porter D.G.* OOMMF User's Guide. Version 1.0 NISTIR 6376. National institute of standards and technology. Gaithersburg, MD. 1999.