

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

УДК 539.216.2:537.622.4

ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ В НАНОРАЗМЕРНОЙ ДВУХСЛОЙНОЙ ФЕРРОМАГНИТНОЙ ПЛЕНКЕ С КОМБИНИРОВАННОЙ ОДНООСНОЙ И КУБИЧЕСКОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ В СЛОЯХ

© 2021 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 29.12.2020 г.

После доработки 02.02.2021 г.

Принята к публикации 08.02.2021 г.

Численно исследована средняя электрическая поляризация, возникающая в двухслойной наноразмерной ферромагнитной пленке с комбинированной одноосной и кубической анизотропией при вихревом распределении намагниченности. Учет кубической анизотропии приводит к многократному возрастанию средней электрической поляризации при положительной константе кубической анизотропии и значительному уменьшению в образцах с отрицательной константой кубической анизотропии. При изучении гистерезиса средней электрической поляризации в перпендикулярном пленке магнитном поле обнаружены яркие отличия в полевых зависимостях в пленках с различной кубической анизотропией. При положительной кубической анизотропии с увеличением константы анизотропии максимумы кривых средней поляризации смещаются в область низких магнитных полей. Величина максимумов становится больше, а гистерезис практически исчезает. Для пленок, обладающих кубической анизотропией с отрицательной постоянной, с возрастанием константы кубической анизотропии максимумы кривых средней поляризации смещаются в область высоких полей, а величина максимумов существенно уменьшается.

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

DOI: 10.31857/S0015323021060103

ВВЕДЕНИЕ

В такой быстро развивающейся области электроники, как спинтроника, исследуются различные устойчивые распределения намагниченности, с помощью которых можно сохранять и передавать информацию [1]. Это могут быть скирмионы, магнитные вихри [2], другие магнитные неоднородности. Возможность управлять состояниями магнитного вихря различными способами, в том числе, при наличии магнитоэлектрического эффекта, электрическим полем [3, 4], позволяет рассматривать их как базовые элементы для создания магнитоэлектронных запоминающих устройств. Неоднородный магнитоэлектрический эффект, описанный Барьяхтаром и соавторами [5], реализуется в мультиферроиках, например, в ферритах-гранатах при неоднородном распределении намагниченности. Этот эффект приводит к появлению несобственной электрической поляризации, что и позволяет управлять такими структурами с помощью электрического поля.

Магнитные вихри могут зарождаться в самых разных магнитных системах, таких как магнитные проволоки [6], в планарных магнитных структурах: в наноточках [7], нанодисках [8] и наночастицах разной формы, а также как часть более сложной магнитной конфигурации, как, например, доменная граница с перетяжками [9]. Для образования магнитного вихря в наноточке с анизотропией “легкая плоскость” создается дефект с анизотропией “легкая ось” [10].

Ранее нами был рассмотрен процесс зарождения вихря и неоднородный магнитоэлектрический эффект в двухслойной наноразмерной пленке с анизотропией “легкая плоскость” и поверхностной анизотропией “легкая ось” [11]. Также мы исследовали для двухслойной обменно-связанной пленки феррита-граната, слою которой обладают анизотропией типа “легкая плоскость” и “легкая ось”, условия возникновения и изменения вихревой структуры [12], а также особенности гистерезиса электрической поляризации при перемагни-

чивании магнитным полем, перпендикулярным плоскости пленки [13].

Широко применяемые и всесторонне исследуемые монокристаллические пленки ферритов со структурой граната, шпинели помимо одноосной анизотропии обладают также кубической анизотропией. В данной работе была поставлена цель – исследовать распределение намагниченности и средней электрической поляризации в двухслойных наноразмерных ферромагнитных пленках с учетом комбинированной кубической и одноосной анизотропии, изучить влияние величины и знака кубической анизотропии на электрическую поляризацию при перемагничивании вихревой структуры внешним магнитным полем, перпендикулярным плоскости пленки.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Исследована двухслойная пленка, верхний слой которой обладает одноосной анизотропией типа “легкая ось”, а нижний – “легкая плоскость”. Кубическая анизотропия одинакова для обоих слоев. Слои пленки обладают одноосной анизотропией разных знаков, одинаковой кубической анизотропией и имеют конечную толщину. Пленка конечных размеров, квадратная в поперечном сечении. Нормаль к пленке совпадает с осью координат z , а также с осью [001] кристалла и осью одноосной анизотропии. Внешнее магнитное поле направлено параллельно оси z .

Функционал энергии системы имеет вид:

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

Он включает в себя энергию кубической анизотропии $E_{\text{cub},i} = \frac{K_1}{M_i^4} \{ M_{x,i}^2 M_{y,i}^2 + M_{x,i}^2 M_{z,i}^2 + M_{z,i}^2 M_{y,i}^2 \}$,

одноосной магнитной анизотропии $E_{u,i} = \frac{K_{u,i}}{M_i^2} M_{z,i}^2$,

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

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

менного взаимодействия $E_{\text{int}} = \frac{J}{M_1 M_2} \mathbf{M}_1 \mathbf{M}_2$. Здесь K_1 – первая константа кубической анизотропии, $K_{u,i}$ – константы 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

Задачу нахождения равновесного состояния решали численно. Расчеты проводили в пакете программ трехмерного моделирования ООММФ [14] 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, $K_{u,1} \approx 2 \times 10^4$ эрг/см³, $K_{u,2} \approx -7 \times 10^4$ эрг/см³, $J = 1$ см⁻¹. Константы кубической анизотропии варьировали от -7×10^4 до 7×10^4 эрг/см³. Исследуемые образцы представляли собой прямоугольные наностолбики, их размеры варьировали в широких пределах. Для иллюстрации были выбраны наиболее характерные образцы с поперечными размерами 200×200 нм и толщиной 120 нм.

Для неоднородного распределения намагниченности величину вектора электрической поляризации \mathbf{P} вычисляли по формуле [15]

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

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

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

Кроме того, для исследования зависимости поляризации от координаты z , аналогично вычисляли поляризацию, усредненную по объему ячейки $\langle P_z \rangle_S$, чьи поперечные размеры равны поперечным размерам пленки, а высота равна 3 нм, что соответствует величине дискретизации по оси z .

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для вихревого распределения намагниченности компоненты средней поляризации образца, лежащие в плоскости пленки, равны нулю, поскольку такое распределение намагниченности порождает радиальное распределение поляризации. Поэтому далее мы исследуем только перпен-

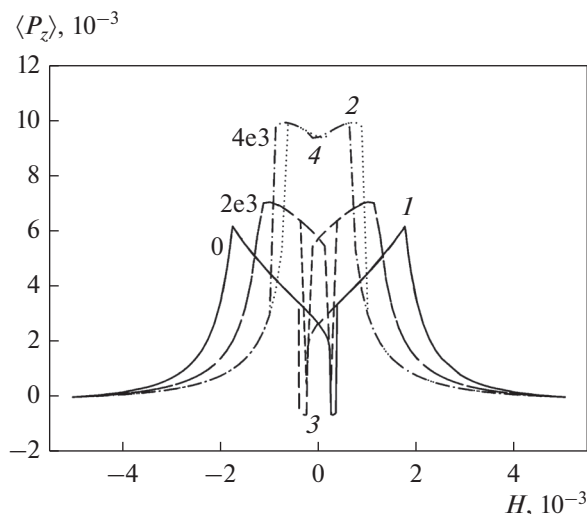


Рис. 1. Зависимости средней поляризации от величины внешнего магнитного поля. Величина положительной константы кубической анизотропии указана слева от кривых.

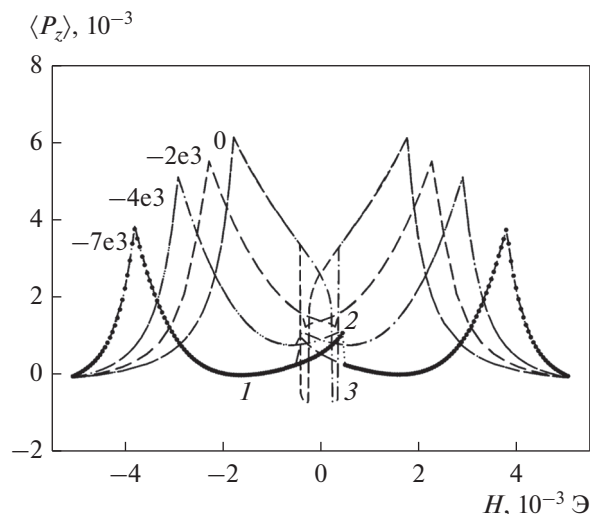


Рис. 2. Зависимости средней поляризации от величины внешнего магнитного поля. Величина отрицательной константы кубической анизотропии указана слева от кривых.

дикулярную плоскости пленки компоненту поляризации $\langle P_z \rangle$. Сравним график изменения средней поляризации при перемагничивании двухслойной пленки, обладающей только одноосной анизотропией разных знаков с графиками изменения средней поляризации при перемагничивании пленок, обладающих наряду с комбинированной одноосной разных знаков и кубической анизотропией. Константа кубической анизотропии одинакова в обоих слоях, но имеет положительное (рис. 1) и отрицательное значение (рис. 2). Слева от графиков указаны величины кубической анизотропии. Цифрами на графиках отмечены рассматриваемые точки, в которых далее будет исследовано распределение намагниченности, а также усредненной по объему ячейки поляризации. Перемагничивание происходит из состояния насыщения вдоль оси z до состояния насыщения против оси z , а затем из состояния насыщения против оси z к состоянию насыщения вдоль оси z .

На первом рисунке видно, что для положительной кубической анизотропии при увеличении постоянной анизотропии максимумы кривых средней поляризации смещаются в область низких полей. Величина максимумов становится больше, также и локальные минимумы, расположенные вблизи нулевого поля, возрастают и, соответственно, гистерезис практически исчезает.

На рис. 3а показано распределение намагниченности, а на рис. 4 (кривая 1) приведена усредненная по объему ячейки поляризация по толщине пленки, обладающей только одноосной анизотропией, для магнитного поля $H_z = 1760$ Э (точка 1 на рис. 1). Видно, что вихрь намагниченности в

данном случае еще не сформировался. Величина усредненной поляризации плавно убывает между нижней и верхней границами пленки. Сравним это с распределением намагниченности и усредненной по объему ячейки поляризации для пленки, обладающей комбинированной одноосной и кубической анизотропией 4×10^4 эрг/см³ для поля $H_z = 500$ Э (точка 2 на рис. 1). В данном случае вихрь на нижней границе пленки уже практически сформировался (см. рис. 3б). На верхней границе намагниченность все еще направлена вдоль оси z . Основной вклад в величину поляризации, как видно на рис. 4, кривая 2, вносит нижний слой. Поляризация вблизи нижней границы пленки практически не меняется, а затем плавно снижается.

Рассмотрим теперь изменение поляризации и намагниченности образца, в котором отсутствует кубическая анизотропия вблизи минимума \bar{P}_z в точке 3. С уменьшением насыщающего поля средняя поляризация начинает убывать. При этом вектор намагниченности отклоняется внутрь образца.

При достижении поля -277 Э (точка 3 на рис. 1) средняя поляризация оказывается отрицательной. Это соответствует состоянию, когда намагниченность большей части подслоя с анизотропией “легкая плоскость” уже развернулась по полю, но в центре ядра вихря все еще присутствует намагниченность, ориентированная преимущественно вдоль оси z (см. рис. 3в). При этом усредненная по объему ячейки поляризация становится близкой к нулю в нижнем слое и отрицательной в верхнем слое пленки (см. рис. 4, кривая 7). Это и приводит к резкому уменьшению средней поляризации.

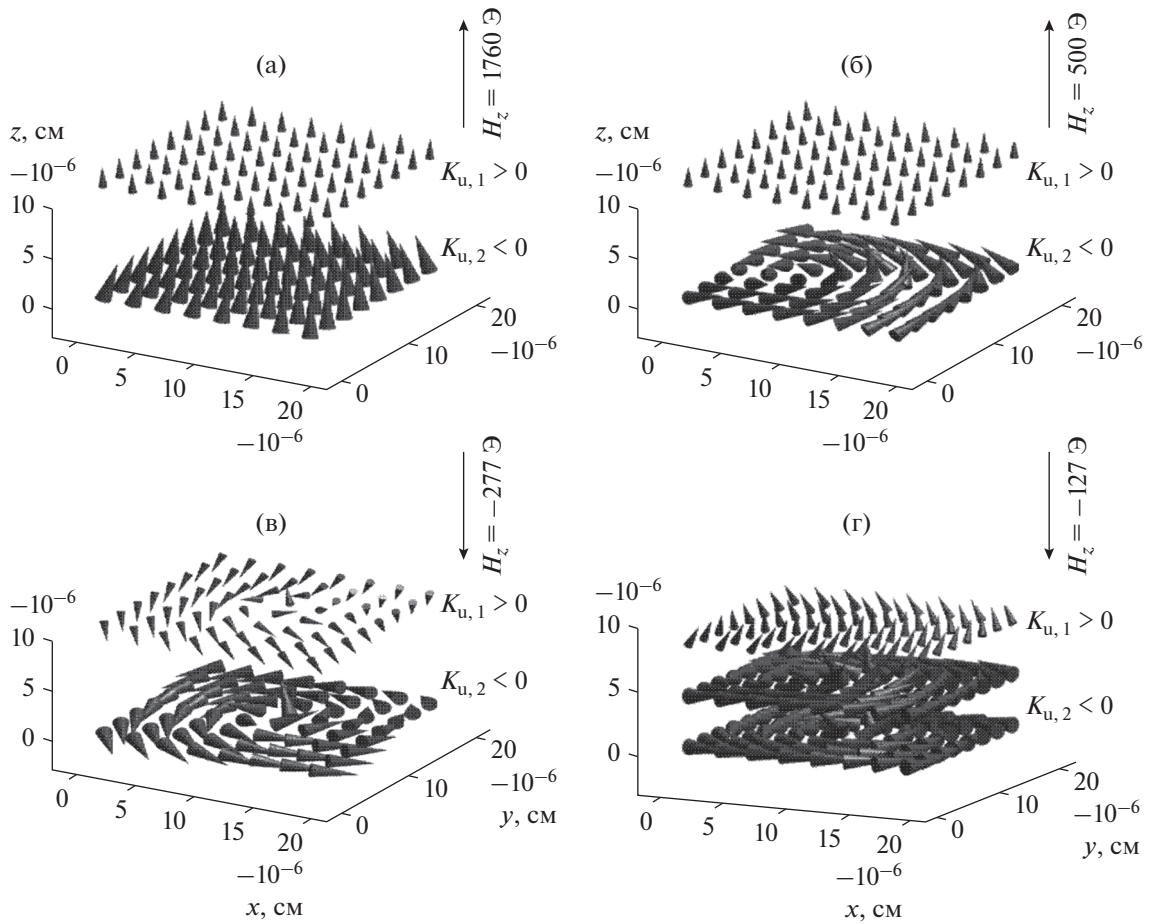


Рис. 3. Распределение намагниченности на верхней и нижней границах пленки в различных магнитных полях при перемагничивании. На рисунке (г) также приведено распределение намагниченности между слоями пленки. Рисунки соответствуют: (а) точке 1, (б) точке 2, (в) точке 3, (г) точке 4 на рис. 1.

Для образца с комбинированной кубической и одноосной анизотропией вблизи нулевого поля средняя поляризация также имеет локальный минимум в поле -126 Э (см. точку 4 на рис. 1). В этом случае усредненная по слоям поляризация имеет максимум в центре образца. Соответствующее распределение намагниченности в центре образца и на его границах представлено на рис. 3г. На нижней границе образца намагниченность, за исключением ядра вихря, уже лежит в плоскости (x, y) . На верхней границе, хотя вихревая структура уже начинает образовываться, намагниченность все еще ориентирована против поля. А в середине образца, где и наблюдается максимум поляризации (кривая 4 на рис. 4), намагниченность постепенно разворачивается по полю, хотя в ядре вихря все еще остается намагниченность, ориентированная против направления поля. Затем, с уменьшением поля, намагниченность верхнего слоя также разворачивается и происходит перемагничивание образца.

Для пленок, обладающих кубической анизотропией с отрицательной константой, напротив,

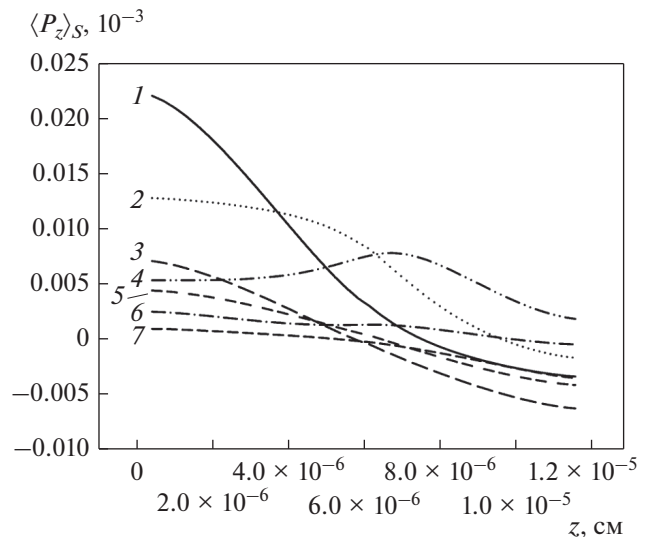


Рис. 4. Зависимости усредненной по объему ячейки электрической поляризации $\langle P_z \rangle_S$ от толщины в магнитных полях H_z : 1760 (1), 500 (2), -126 (4), -277 (7), -1600 (3), 500 (5), 450 Э (6). Кривые 1, 2, 4, 7 рассчитаны после намагничивания до насыщения вдоль оси z , а кривые 3, 5, 6 после намагничивания до насыщения в обратном направлении.

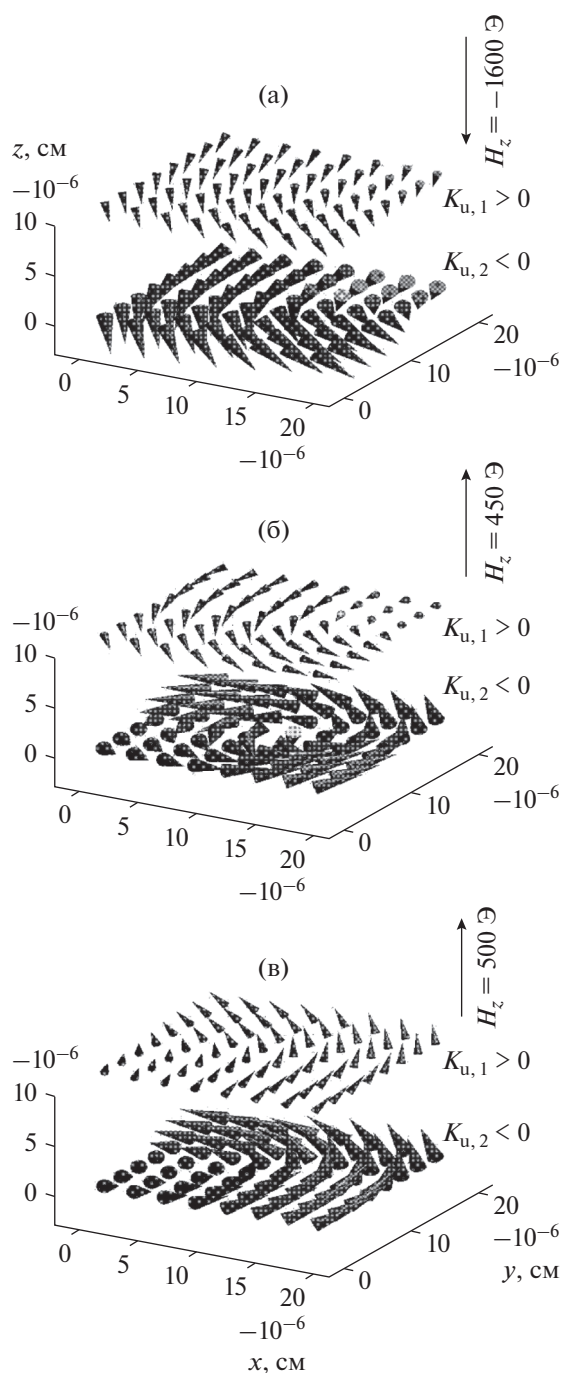


Рис. 5. Распределение намагниченности на верхней и нижней границах пленки в различных магнитных полях при перемагничивании. Рисунки соответствуют: (а) точке 1, (б) точке 2, (в) точке 3 на рис. 2.

при увеличении модуля постоянной кубической анизотропии максимумы кривых средней поляризации смещаются в область высоких полей, а величина максимумов уменьшается (рис. 2). С уменьшением константы кубической анизотропии также обнаруживается отличие в поведении средней поляризации вблизи нулевого поля: вна-

чале наблюдается рост средней поляризации, а затем ее быстрое уменьшение.

Рассмотрим изменение в распределении намагниченности и усредненной по объему ячейки поляризации при перемагничивании пленки из состояния насыщения против оси z к состоянию насыщения вдоль оси z . Когда средняя поляризация достигает своего минимума в точке 1 на рис. 2, что соответствует магнитному полю -1600 Э, вихревое распределение намагниченности не успевает сформироваться (см. рис. 5а). При этом положительная поляризация в нижнем слое и отрицательная в верхнем оказываются практически равны (кривая 3 на рис. 4). Затем, уже в положительном поле, наблюдается рост $\langle P_z \rangle$ вплоть до поля 450 Э (точка 2 на рис. 2). При этом происходит формирование вихря в обоих слоях пленки и намагниченность остается развернутой против поля, везде, за исключением периферии нижнего слоя пленки (см. рис. 5б), поэтому поляризация пленки оказывается преимущественно положительной (кривая 6 на рис. 4). При дальнейшем увеличении магнитного поля происходит уменьшение $\langle P_z \rangle$ вблизи поля 500 Э (точка 3 на рис. 2), связанное с разворотом намагниченности по полю (см. рис. 5в) и частичной компенсацией положительной поляризации нижнего слоя и отрицательной верхнего (кривая 5 на рис. 4). Распределение намагниченности и поляризации при максимальных значениях средней поляризации аналогично распределениям для пленок, обладающих только одноосной анизотропией.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Численно исследовано распределение намагниченности и средней электрической поляризации в двухслойных наноразмерных ферромагнитных пленках с комбинированной кубической и одноосной анизотропией.

Для положительной кубической анизотропии при увеличении константы анизотропии максимумы кривых средней поляризации смещаются в область низких полей, а величина ее максимумов становится больше. Это объясняется тем, что в нижнем слое пленки успевает сформироваться магнитный вихрь, тогда как в пленке, обладающей только одноосной анизотропией, вблизи максимума намагниченности в обоих слоях остается развернутой вдоль направления поля.

Для пленки, обладающей только одноосной анизотропией типа “легкая плоскость” и “легкая ось” слоев, в точках минимума зависимости от внешнего поля средняя поляризации оказывается отрицательной. Это соответствует состоянию, когда намагниченность большей части подслоя с анизотропией “легкая плоскость” уже развернулась по полю, но в центре ядра вихря все еще при-

сутствует намагниченность, ориентированная преимущественно против поля.

Для пленок, обладающих кубической анизотропией с отрицательной постоянной, напротив, при увеличении модуля константы кубической анизотропии максимумы кривых средней поляризации смещаются в область высоких полей, а величина максимумов уменьшается. При этом распределения намагниченности и поляризации при максимальных значениях средней поляризации аналогичны распределениям для пленок, обладающих только одноосной анизотропией.

С уменьшением константы кубической анизотропии также обнаруживается отличие в поведении средней поляризации вблизи нулевого поля: вначале наблюдается рост средней поляризации, а затем ее быстрое уменьшение. При росте средней поляризации вблизи нулевого поля происходит формирование вихря в обоих слоях пленки и намагниченность остается развернутой против поля, везде, за исключением периферии нижнего слоя пленки, поэтому поляризация пленки оказывается преимущественно положительной. При дальнейшем увеличении магнитного поля происходит уменьшение средней поляризации, связанное с разворотом намагниченности по полю и частичной компенсацией положительной поляризации нижнего слоя и отрицательной верхнего.

Таким образом, в зависимости от знака константы кубической анизотропии, характер зависимостей $\langle P_z \rangle$ от поля будет значительно отличаться: при положительной константе анизотропии происходит смещение максимума $\langle P_z \rangle$ в область высоких полей и его уменьшение тем большее, чем больше константа кубической анизотропии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Prokaznikova A.V., Paporkov V.A. Study of the magneto-optical properties of structures on curved surfaces for creating memory elements on magnetic vortices // Russian Microelectronics. 2020. V. 49. № 5. P. 358–371.
2. 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.
3. Matsukura F., Tokura Y., Ohno H. Control of magnetism by electric fields // Nat. Nanotechnol. 2015. V. 10. № 3. P. 209–220.
4. Karpov P. I., Mukhin S. I. Polarizability of electrically induced magnetic vortex plasma // Phys. Rev. B. 2017. V. 95. P. 195136-1–195136-16.
5. Барьяхтар В.Г., Львов В.А., Яблонский Д.А. Теория неоднородного магнитоэлектрического эффекта // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 37. № 12. С. 565–567.
6. Vila L., Darques M., Encinas A., Ebels U., George J.M., Faini G., Thiaville A., Piraux L. Magnetic vortices in nanowires with transverse easy axis // Phys. Rev. B. 2009. V. 79. P. 172410-1–172410-4.
7. Goiriena-Goikoetxea M., Guslienko K.Y., Roucod M., Oruee I., Berganzaf E., Jaafarf M., Asenjo A., Fernández-Gubieda M.L., Fernández Barquín L., García-Arribasa A. Magnetization reversal in circular vortex dots of small radius // Nanoscale 2017. V. 9. P. 11269–11278.
8. Metlov K.L. Equilibrium large vortex state in ferromagnetic disks // J. Appl. Phys. 2013. V. 113. P. 223905-1–223905-5.
9. Metlov K.L. Simple analytical description for the cross-tie domain wall structure // Applied Physics Letters 2001. V. 79. P. 2609–2611.
10. 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.
11. Шульга Н.В., Дорошенко Р.А. Неоднородный магнитоэлектрический эффект в наноразмерной ферромагнитной пленке с поверхностной анизотропией // ФММ. 2019. Т. 120. № 7. С. 695–701.
12. Shul'ga N.V., Doroshenko R.A. Electric polarization in two-layer bounded ferromagnetic film // J. Magn. Mater. 2019. V. 471. P. 304–309.
13. Шульга Н.В., Дорошенко Р.А. Гистерезис электрической поляризации в двухслойной ферромагнитной пленке при вихревом распределении намагниченности // ФММ. 2020. Т. 121. № 6. С. 583–588.
14. Donahue M.J., Porter D.G. OOMMF User's Guide. Version 1.0 NISTIR 6376. National institute of standards and technology. Gaithersburg, MD. 1999.
15. Mostovoy M. Ferroelectricity in spiral magnets // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. № 6. P. 067601-1–067601-4.