

05

Анизотропия магнитооптического отклика наноперфорированных пленок пермаллоя

© И.А. Колмычек¹, В.Л. Крутянский¹, А. Maziewski², N. Tahir², А.О. Adeyeye³, Т.В. Мурзина¹

¹ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

² Faculty of Physics, University of Białystok, Białystok, Poland

³ Dept. of Electrical Computer Engineering, National University of Singapore, Singapore

E-mail: ikolmychek@mail.ru

Исследована азимутальная анизотропия линейного и квадратичного магнитооптического эффекта Керра для структуры, представляющей собой упорядоченный массив отверстий диаметром 420 nm в пленке пермаллоя толщиной 30 nm на кремниевой подложке. Экспериментально обнаружена азимутальная анизотропия как магнитооптического эффекта Керра, так и коэрцитивной силы, соответствующие симметрии 4m планарного массива наноотверстий. Эксперимент сопровождается численным расчетом анизотропного распределения намагниченности в структуре при различных направлениях приложения магнитного поля.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 16-02-01060, 16-32-00702), стипендии Президента РФ СП-382.2015.5.

1. Введение

Структуры с неоднородным распределением намагниченности являются предметом интенсивных исследований в последнее время, что связано с возможностью их практического использования, в том числе в миниатюрных системах хранения информации и магнитооптических сенсорах [1–3]. Мультиязычные антиферромагнитные пленки [4], магнитоплазмонные наноструктуры [5], эпитаксиальные магнитные пленки могут проявлять свойства, отличные от присущих объемным материалам. Дополнительные возможности в создании магнитной анизотропии можно реализовать за счет изготовления периодических массивов наноструктур различного дизайна, например, массивов нанодисков, взаимодействие между которыми определяет распределение намагниченности, в частности, возникновение магнитных вихрей, а следовательно, и параметры магнитооптического отклика [6–8].

Другой класс объектов — инвертированные наноструктуры (в англоязычной литературе — „antidots“), то есть массивы отверстий в пленках магнитных материалов. Такие перфорированные пленки также могут быть основой стабильных и высокочастотных систем хранения информации, так как не имеют суперпарамагнитного состояния [9]. Влияние формы отверстий, их размера и расположения на статику (коэрцитивность, намагниченность насыщения) и динамику (спиновые волны) намагниченности активно исследуется в последнее время [10–12].

Генерация второй гармоники (ВГ) является уникальным невозмущающим методом исследования свойств поверхности, интерфейсов и наноструктур различного состава, поскольку в объеме centrosymmetric среды

в электродипольном приближении она запрещена согласно требованиям симметрии. Нарушение инверсной симметрии на поверхности и границах раздела приводит к появлению источников ВГ, локализованных именно в этих пространственных областях. Наличие намагниченности нарушает симметрию структуры, что приводит к появлению дополнительных магнитоиндуцированных компонент тензора квадратичной восприимчивости [13]. Дополнительным преимуществом метода генерации ВГ при изучении магнитных сред является большая величина эффектов — известно, что магнитооптические эффекты Керра и Фарадея во второй гармонике на один-два порядка по величине могут превышать их линейные магнитооптические аналоги. Метод также хорошо зарекомендовал себя при изучении структур с неоднородным распределением намагниченности; было показано, что возможна визуализация эффектов, связанных, в частности, с вихревой намагниченностью и наличием магнитного тороидного момента [14–18]. В то же время, существует очень мало работ, посвященных исследованию анизотропии магнитоиндуцированной второй гармоники в подобных наноструктурах [19,20]. Это мотивирует проведение исследований анизотропных перфорированных магнитных пленок методами нелинейной оптики, что, насколько нам известно, до сих пор практически не проводилось.

2. Образцы

Образцы размером 4 × 4 mm представляли собой массив круглых отверстий с диаметром 420 nm в пленке пермаллоя (Ni₈₀Fe₂₀) толщиной 30 nm на кремниевой подложке, отверстия расположены в узлах квадратной решетки со стороной 600 nm. Структуры были изготовлены в Национальном Университете Сингапура методом

УФ-литографии (длина волны 248 nm). Для создания перфорации подложка была сначала покрыта 60-нанометровым неотражающим покрытием, а затем 480-нанометровым слоем фоторезиста. Для экспонирования резиста использовался литографический позиционер Nikon S203, использующий излучение KrF эксимерного лазера. В результате был сформирован массив нанодисков резиста диаметром около 420 nm. Далее он был покрыт 30-нанометровым слоем пермаллоя. Удаление резиста проводилось в растворе ОК73, в результате чего был сформирован массив наноотверстий в пленке пермаллоя. Детали процесса изготовления описаны в работе [21].

3. Экспериментальные установки

Измерение линейного меридионального магнитооптического эффекта Керра (МОЭК) проводилось при комнатной температуре методом микроскопии МОЭК с помощью микроскопа EVECО. Регистрировалась интенсивность отраженного света, поляризованного под углом 4° по отношению к плоскости падения. Ориентация магнитного поля на установке была неизменной, варьировалось азимутальное положение структуры относительно поля, т.е. изменялся угол ψ . Положение $\psi = 0$ соответствовало случаю, когда магнитное поле было параллельно диагонали к решетке нанодоотверстий.

В нелинейно-оптических экспериментах в качестве источника излучения накачки использовался фемтосекундный титан-сапфировый лазер, работающий на длине волны 800 nm. Падающее под углом 40 градусов p - или s -поляризованное зондирующее излучение фокусировалось на образце в пятно диаметром около $50 \mu\text{m}$. Излучение второй гармоники, зеркально отраженное от образца, выделялось необходимым набором фильтров и регистрировалось фотоэлектронным умножителем, работающим в режиме счета фотонов.

Расчеты распределения намагниченности в структуре проведены путем численного решения уравнения Ландау–Лифшица, описывающего движение намагниченности в приближении континуальной модели в твердых телах, в программном пакете „Object Oriented Micromagnetic Framework“.

4. Результаты и обсуждение

4.1. Линейный МОЭК. При изучении меридионального МОЭК магнитное поле было в плоскости структуры, азимутальное положение которой изменялось. Было обнаружено, что магнитные свойства структуры существенно анизотропны. При $\psi = 0$ петля гистерезиса имеет типичный для ферромагнетика вид (рис. 1, *a*). Однако при $\psi = 30\text{--}60^\circ$ наблюдаются особенности в форме гистерезиса (рис. 1, *b*). Для выяснения механизма возникновения „перехлестов“ в гистерезисах МОЭК было проведено моделирование

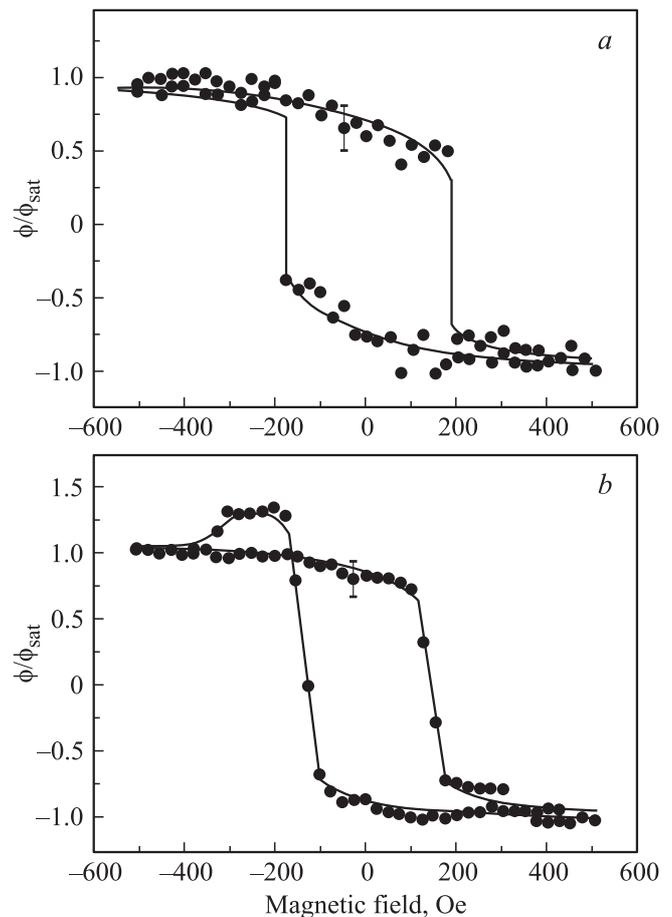


Рис. 1. Петли гистерезиса в геометрии меридионального МОЭК: (а) $\psi = 0^\circ$, (б) $\psi = 40^\circ$.

распределения намагниченности в структуре. Было показано, что при приложении насыщающего магнитного поля $H_{\text{sat}} = 1.5 \text{ kOe}$ вдоль диагонали квадратной решетки структура намагничивается вдоль поля и сохраняет это направление намагниченности при уменьшении внешнего поля вплоть до коэрцитивного поля с обратным знаком $-H_c$, а затем намагниченность резко изменяется на противоположную. В таком случае рассчитанный гистерезис имеет типичный для ферромагнетика вид, изображенный сплошной линией на рис. 1, *a*, и совпадает с экспериментальным.

При азимутальном положении образца, соответствующем угловому положению $\psi = 40^\circ$, т.е. на 5° отклоненного от стороны квадратной решетки нанодоотверстий, в насыщающем поле $H_{\text{sat}} = 1.5 \text{ kOe}$ структура намагничена по полю (рис. 2, *a*), однако, при его уменьшении появляется компонента намагниченности вдоль диагонали решетки (рис. 2, *b*). Другими словами, для промежуточной по амплитуде напряженности внешнего магнитного поля имеются две компоненты намагниченности, вдоль внешнего магнитного поля и поперек него. Таким образом, поскольку в эксперименте регистрируется интенсивность отраженного от структуры излучения

при определенном положении анализатора, то вклад в наблюдаемый гистерезис дают как меридиональный, так и экваториальный эффект Керра, что приводит к особенностям, обнаруженным экспериментально (рис. 1, b).

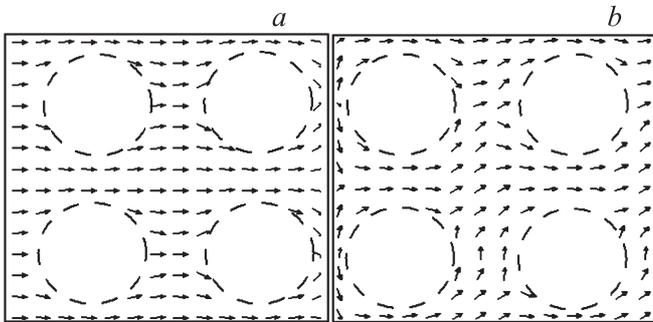


Рис. 2. Расчет распределения намагниченности в структуре при $\psi = 40^\circ$ (a) в насыщающем внешнем магнитном поле, (b) после его выключения.

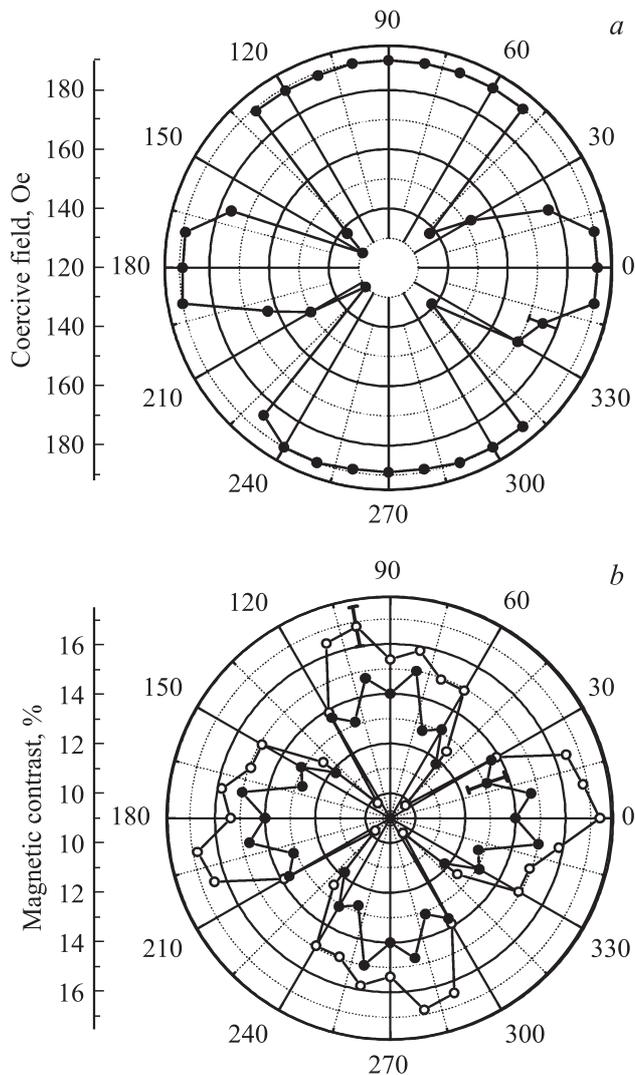


Рис. 3. (a) Азимутальная зависимость коэрцитивной силы, вычисленной по данным МОЭЖ; (b) Азимутальная зависимость магнитного контраста ВГ.

Петли гистерезиса МОЭЖ измерены при всех азимутальных положениях образца, из экспериментальных данных определены значения коэрцитивной силы H_c . Результат представлен на рис. 3, a. При нулевом азимутальном угле коэрцитивная сила примерно в 1.5 раза больше, чем при намагничивании вдоль стороны квадратного массива. То есть, у структуры есть оси легкого и тяжелого намагничивания, что подтверждается расчетами, представленными выше.

4.2. Генерация магнитоиндуцированной второй гармоники. В первую очередь, было выяснено, что немагнитный квадратичный отклик азимутально изотропен, что характерно для структуры, обладающей симметрией 4-го порядка. В дальнейших экспериментах статическое магнитное поле с напряженностью до 400 Oe было приложено к образцу в экваториальной геометрии, и измерялась интенсивность ВГ, изменение которой пропорционально намагниченности. Измерены гистерезисы магнитоиндуцированной ВГ при различных азимутальных положениях образца, откуда определены значения коэрцитивной силы и величины магнитного контраста ВГ по формуле $\rho_{2\omega} = (I_{2\omega}(H) - I_{2\omega}(-H)) / (I_{2\omega}(H) + I_{2\omega}(-H)) 100\%$, где $I_{2\omega}(H)$ и $I_{2\omega}(-H)$ — интенсивности ВГ для противоположных направлений магнитного поля.

Азимутальные зависимости $\rho_{2\omega}$ отражают симметрию 4-го порядка, соответствующую симметрии структуры. Зависимость $H_c(\omega)$ совпадает с графиком на рис. 3, a. Что касается величины эффекта, то максимум $\rho_{2\omega}$ наблюдается при приложении магнитного поля вдоль диагонали квадратной решетки нанодоверстий (рис. 3, b). Кроме того, при *p*- и *s*-поляризованном излучении накачки знак магнитного контраста различен (на рис. 3, b показаны абсолютные значения). Наблюдаемые азимутальные зависимости связаны с симметричными свойствами магнитоиндуцированных компонент тензора квадратичной восприимчивости для структуры, обладающей симметрией 4-го порядка [13].

5. Заключение

Итак, в работе экспериментально и численно исследована азимутальная анизотропия магнитных, магнитооптических и магнитных нелинейно-оптических свойств квадратных массивов отверстий в пермаллоевой пленке. Исследованием МОЭЖ обнаружено, что коэрцитивная сила при приложении магнитного поля вдоль диагонали квадратной решетки примерно в 1.5 раза превосходит H_c при намагничивании вдоль стороны, что связано со спецификой распределения намагниченности. Методом генерации магнитоиндуцированной второй гармоники получена аналогичная азимутальная зависимость для коэрцитивной силы. Кроме того, максимальные значения магнитного контраста достигаются при намагничивании вдоль диагонали, что связано с симметрией тензора квадратичной восприимчивости.

Список литературы

- [1] A. Fernandez, M.R. Gibbons, M.A. Wall, C. J. Cerjan. *J. Magn. Magn. Materials* **190**, 71 (1998).
- [2] R.D. Gomez, M.C. Shih, R.M.H. New, R.F.W. Pease, R.L. White. *J. Appl. Phys.* **80**, 342 (1996).
- [3] P.R. Krauss, S.Y. Chou. *Appl. Phys. Lett.* **71**, 3174 (1997).
- [4] I.A. Kolmychek, V.L. Krutyanskiy, T.V. Murzina, M.V. Sapochnikov, E.A. Karashtin, V.V. Rogov, A.A. Fraerman. *JOSA B* **32**, 2, 331 (2015).
- [5] V.I. Belotelov, I.A. Akimov, M. Pohl, V.A. Kotov, S. Kasture, A.S. Vengurlekar, A.V. Gopal, D.R. Yakovlev, A.K. Zvezdin, M. Bayer. *Nature Nanotechnology* **6**, 370 (2011).
- [6] M. Grimsditch, Y. Jaccard, I.K. Schuller. *Phys. Rev. B* **58**, 17 11539 (1998).
- [7] L.J. Heyderman, H.H. Solak, C. David, D. Atkinson, R.P. Cowburn, F. Nolting. *Appl. Phys. Lett.* **85**, 21, 4989 (2004).
- [8] J.A. Johnson, M. Grimsditch, V. Metlushko, P. Vavassori, B. Ilic, P. Neuzil, R. Kumar. *Appl. Phys. Lett.* **77**, 4410 (2000).
- [9] R.P. Cowburn, A.O. Adeyeye, J.A.C. Bland. *Appl. Phys. Lett.* **70**, 17, 2309 (1997).
- [10] D. Tripathy, P. Vavassori, J.M. Porro, A.O. Adeyeye, N. Singh. *Appl. Phys. Lett.* **97**, 042512 (2010).
- [11] S. Tacchi, M. Madami, G. Gubbiotti, G. Carlotti, A.O. Adeyeye, S. Neusser, B. Botters, D. Grundler. *IEEE Trans. Magn* **46**, 6, (2010).
- [12] C.C. Wang, A.O. Adeyeye, N. Singh. *Nanotech.* **17**, 1629 (2006).
- [13] R.-P. Pan, H.D. Wei, Y.R. Shen. *Phys. Rev. B* **39** 1229 (1989).
- [14] I.A. Kolmychek, V.L. Krutyanskiy, T.V. Murzina, M.V. Sapochnikov, E.A. Karashtin, V.V. Rogov, A.A. Fraerman. *J. Opt. Soc. Am. B* **32**, 2, 331 (2015).
- [15] A.A. Rzhetsky, B.B. Krichevstov, D.E. Burgler, C.M. Schneider. *Phys. Rev. B* **75**, 144416 (2007).
- [16] H.A. Wierenga, M.W.J. Prins, D.L. Abraham, Th. Rasing. *Phys. Rev. B* **50** 1282 (1994).
- [17] A. Kirilyuk. *J. Phys. D* **35**, R189 (2002).
- [18] V.L. Krutyanskiy, I.A. Kolmychek, B.A. Gribkov, E.A. Karashtin, E.V. Skorohodov, T.V. Murzina. *Phys. Rev. B* **88**, 094424 (2013).
- [19] K. Sato, A. Kodama, M. Miyamoto, A.V. Petukhov, K. Takahashi, S. Mitani, H. Fujimori, A. Kirilyuk, Th. Rasing. *Phys. Rev. B* **64**, 184427 (2001).
- [20] I.A. Kolmychek, T.V. Murzina. *J. Magn. Magn. Mat.* **323**, 2973 (2011).
- [21] N. Singh, S. Goolaup, A.O. Adeyeye. *Nanotechnology* **15**, 1539 (2004).