

Динамика фарадеевского вращения в гибридных магнитофотонных метаповерхностях

А. М. Черняк,^{1,2} А. И. Мусорин,^{1,2} А. А. Федянин^{2,*}

¹ Университет МГУ-ППИ в Шэньчжэне, факультет наук о материалах
КНР, 518172, провинция Гуандун, г. Шэньчжэнь, р-н Лунган, Даюньсиньчэн, ул. Гоцзидасюэюань, д. 1

² Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,
физический факультет, кафедра нанофотоники
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

(Поступила в редакцию 17.05.2024; после доработки 28.06.2024; подписана в печать 09.07.2024)

Исследовано поведение фарадеевского вращения на фемтосекундном масштабе в ми-резонансных магнитофотонных метаповерхностях, состоящих из двумерно упорядоченных кремниевых нанодисков, покрытых тонким слоем никеля. Показано, что в статическом случае максимальный поворот плоскости поляризации достигает 14° на резонансной длине волны для спектрально перекрытых электрических и магнитных дипольных мод. При прохождении одностороннего фемтосекундного лазерного импульса через спроектированную метаповерхность, он разделяется на два, длительности которых вдвое меньше исходного, а плоскости поляризации повернуты в противоположные стороны, формируя почти ортогональные реплики.

PACS: 33.57.+с, 78.20.Ls. УДК: 537.632.4.

Ключевые слова: сверхбыстрые процессы, эффект Фарадея, резонансы Ми, нанофотоника.

DOI: 10.55959/MSU0579-9392.79.2450402

ВВЕДЕНИЕ

Слабые по своей природе магнитооптические (МО) эффекты могут быть усилены за счет увеличения времени взаимодействия излучения с гиротропным материалом. Одним из подходов является использование оптических резонансов для эффективной локализации света внутри магнитных сред [1]. Большие значения действительной и малые мнимой частей показателя преломления диэлектриков и полупроводников позволяют излучению, распространяющемуся в таких средах, формировать собственные моды внутри нанорезонаторов. Резонансное рассеяние света на описанных наночастицах делает возможным воспроизведение эффектов аналогичных плазмонным без использования сложных геометрических форм, необходимых в случае металлических объектов [2–6]. Например, экспериментально и численно было показано, что возбуждение резонансов Ми способствует усилению интенсивностных и поляризационных МО-эффектов [7–10].

В отличие от источников непрерывного излучения лазерные импульсы после взаимодействия с наноструктурированной средой могут проявлять сложную динамику поляризации, если время жизни резонанса сопоставимо с длительностью волнового пакета [11, 12]. Однако подобные исследования в магнитофотонных метаповерхностях еще проведены не были. В настоящей работе выполнено числен-

ное моделирование фемтосекундной динамики эффекта Фарадея в ми-резонансных кремниевых дисках, покрытых 5-нм слоем никеля.

1. ИССЛЕДУЕМЫЙ ОБРАЗЕЦ, СТАТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ

Для численных расчетов используется метод конечных разностей во временной области, реализованный в программном обеспечении Ansys Lumerical FDTD. Задача решается для трехмерной модели, в которой вдоль осей X и Y заданы периодические граничные условия, а по направлению Z установлены полностью поглощающие слои. Спектры пропускания рассчитываются для нормального падения плоской электромагнитной волны вдоль оси Z (рис. 1, а). Направление поляризации совпадает с осью X . Внешнее магнитное поле прикладывается по направлению Z . Для определения величины эффекта Фарадея, проявляющегося во вращении плоскости поляризации на угол θ_F линейно поляризованного света при прохождении света через намагниченную среду, считается действительная часть арктангенса отношения двух компонент электромагнитного поля в дальней дифракционной зоне:

$$\theta_F(\text{deg}) = \frac{180^\circ}{\pi} \text{Re} \left(\arctan \left(\frac{E_y}{E_x} \right) \right).$$

Исследуемый образец представляет двумерную квадратную решетку кремниевых нанодисков с периодом $P = 400$ нм, размещенную на кварцевой подложке. Высота нанодисков составляет

* E-mail: fedyanin@nanolab.phys.msu.ru

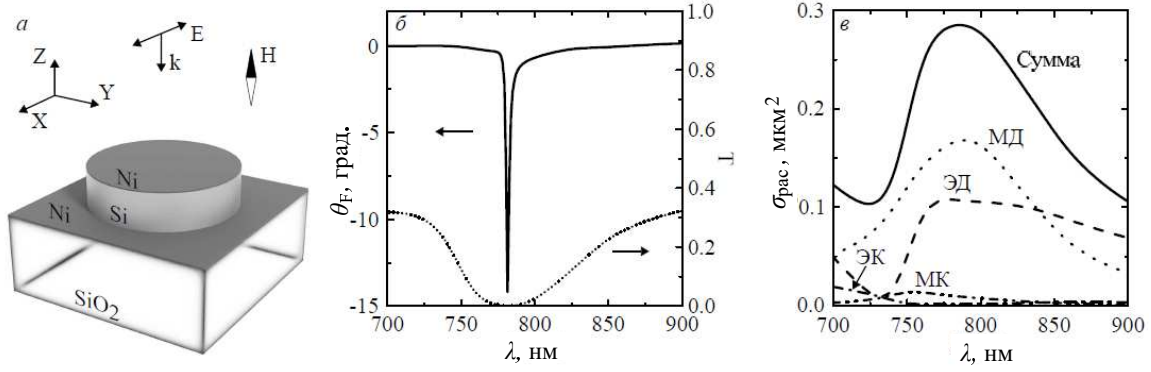


Рис. 1. *a* — Схематическое изображение элементарной ячейки исследуемой метаповерхности. *б* — Численное моделирование спектральных зависимостей коэффициента пропускания (пунктирная кривая) и фарадеевского поворота (сплошная кривая) метаповерхности. *в* — Спектры сечения рассеяния. МД и ЭД — магнитный и электрический дипольные моменты, МК и ЭК — магнитный и электрический квадрупольные моменты

$H = 145$ нм, их диаметр — $d = 280$ нм. Параметры подбирались таким образом, чтобы оптический резонанс оказался вблизи длины волны 800 нм. Диски и подложка покрыты тонкой пленкой никеля толщиной $h = 5$ нм (см. рис. 1, *a*). При выполнении расчетов учитывается дисперсионная зависимость гирации магнитного материала [13]. Значение величины приложенного магнитного поля соответствует

полю насыщения [9]. На рис. 1, *б* пунктирной кривой представлен спектр пропускания данной структуры, в котором на длине волны $\lambda = 782$ нм наблюдается резонансная особенность. Для установления ее природы рассчитывается сечение рассеяния первых четырех фундаментальных мод Ми, дающих основной вклад в исследуемом спектральном диапазоне [14]:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{рас}}(\text{МКМ}^2) \simeq & \frac{k_0^4}{12\pi\epsilon_0^2\mu_0v_dI_0} \left| \mathbf{p} + \frac{ik_d}{v_d}\mathbf{T} \right|^2 + \frac{k_0^4\epsilon_d}{12\pi\epsilon_0v_dI_0} |\mathbf{m}|^2 + \\ & + \frac{k_0^6\epsilon_d}{1440\pi\epsilon_0^2\mu_0v_dI_{\text{inc}}} \sum_{\alpha\beta} |Q_{\alpha\beta}|^2 + \frac{k_0^6\epsilon_d^2}{160\pi\epsilon_0v_dI_0} \sum_{\alpha\beta} |M_{\alpha\beta}|^2, \end{aligned} \quad (1)$$

где $\alpha = x, y, z$ и $\beta = x, y, z$; k_0 и k_d — волновые векторы в вакууме и среде; $v_d = c/\sqrt{\epsilon_d}$ — скорость света в среде с диэлектрической проницаемостью ϵ_d ; ϵ_0, μ_0 — диэлектрическая и магнитная проницаемости вакуума; I_0 — интенсивность падающего излучения; \mathbf{p} , \mathbf{T} и \mathbf{m} — электрический, тороидальный и магнитный дипольные моменты, \hat{Q} и \hat{M} — электрический и магнитный квадрупольные моменты. Вблизи длины волны $\lambda = 782$ нм наиболее выражен вклад рассеяния электрического и магнитного дипольных резонансов в величину суммарного сечения (см. рис. 1, *в*). Более высокими порядками можно пренебречь из-за их незначительного влияния в данном спектральном интервале. Таким образом, геометрия частицы приводит к спектральному перекрытию двух мод, которые проявляются как один провал (рис. 1, *б*). Оценка добротности дает значение ~ 10 , что характерно для оптических резонансов типа Ми [4]. Спектр фарадеевского вращения представлен на рис. 1, *б* сплошной кривой. Интерференция локальных полей двух возбуждаемых мод приводит к значительному сужению особенности в МО отклике и многократному усилению эффекта Фарадея. В условиях резонанса наблюдается резкое увеличение угла поворота плоскости поляризации до значения $\theta_F = -14^\circ$, что на три по-

рядка превышает величину фарадеевского вращения от неструктурированной пленки никеля той же толщины [9]. Оценка добротности резонанса в МО отклике исследуемой в данной работе структуры по формуле Фано [15] составляет ~ 300 :

$$\theta_F = \left| a_1 + ia_2 + \frac{b}{\omega - \omega_0 + i\gamma} \right|^2,$$

где ω_0 — центральная частота резонанса, γ — коэффициент затухания, a_1, a_2, b — вещественные константы. В других системах эта величина порядка 20 независимо от типа резонанса (Ми, локальные плазмоны, бегущие плазмон-поляритоны) [9, 16, 17]. Максимальное значение добротности резонанса в спектре фарадеевского вращения было получено в работе [10], где оно оказалось ~ 200 . Представленные расчеты проведены в стационарном случае, то есть при освещении образца источником непрерывного излучения. При работе с лазерным импульсом важно соотношение между его длительностью и временем жизни резонанса. В связи со сложной пространственной структурой распределения локальных электромагнитных полей для случая спектрально перекрытых резонансов с разной добротностью оптического и магнитооптического откликов представляет интерес исследование по-

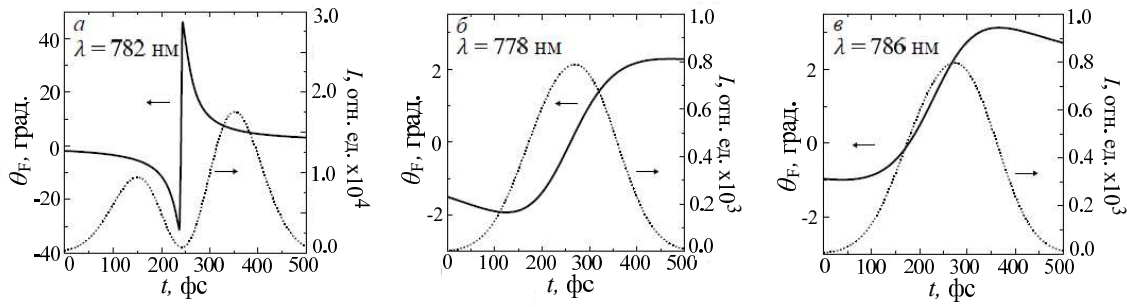


Рис. 2. Сплошная кривая — временная зависимость фарадеевского вращения для длин волн: *a* — $\lambda = 782$ нм, *б* — $\lambda = 778$ нм и *в* — $\lambda = 786$ нм. Пунктирная кривая — интенсивность импульса, прошедшего через метаповерхность

ведения поворота плоскости поляризации на фемтосекундном масштабе.

2. ФЕМТОСЕКУНДНАЯ ДИНАМИКА ФАРАДЕЕВСКОГО ВРАЩЕНИЯ

Моделирование распространения импульса гауссовой формы единичной амплитуды с длительностью $\tau = 240$ фс через метаповерхность проводится для трех несущих длин волн излучения: 778 нм, 782 нм и 786 нм. На рис. 2 пунктирной кривой показаны интенсивности волновых пакетов, прошедших образец, сплошной — динамика фарадеевского вращения. Если центральная длина волны импульса совпадает с резонансной длиной волны $\lambda = 782$ нм, форма исходного волнового пакета значительно меняется, превращаясь в два импульса с длительностью по ≈ 120 фс (см. рис. 2, *a*). При этом поворот плоскости поляризации в двух импульсах имеет разные знаки, то есть происходит в разные стороны. В течение первой части сигнала вращение составляет $\theta_F = -31^\circ$ за 120 фс, а во второй — $\theta_F = +46^\circ$. Таким образом, поляризации первого и второго импульсов оказываются почти ортогональными друг другу, достигая абсолютного значения поворота 77° . При наличии поляризационного светоделителя или призмы Глана после магнитофотонной метаповерхности исходный одиночный импульс может быть разделен на два ортогонально поляризованных с длительностью вдвое меньшей исходной.

Если центральная длина волны лазерного импульса отстраивается от точного резонансного значения, форма прошедшего импульса повторяет исходный падающий волновой пакет (рис. 2, *б, в*). В течение длительности импульса значение фарадеевского вращения увеличивается на 4° , меняет знак от -1.9° до 2.1° для несущей длины волны 778 нм и от -1° до 3° для 786 нм.

Полученные зависимости объясняются особенностями распределения локальных электромагнитных полей внутри частицы. Внешнее магнитное поле вносит дополнительный фазовый сдвиг между компонентами поля, что в конечном счете проявляется в больших значениях фарадеевского враще-

ния. Установлено, что чем меньше длительность импульса, тем больше временная производная фарадеевского вращения. Таким образом, в обратной ситуации, в пределе импульса бесконечной длительности или постоянного сигнала, динамика поворота плоскости поляризации отсутствует — в любой момент времени задержка одной компоненты поля относительно другой фиксирована.

Известные на данный момент плазмонные структуры, фотонные кристаллы и структуры с оптическими резонансами других типов дают поворот плоскости поляризации на уровне единиц градусов и меньше [10, 16–23], что ограничивает их применимость в практических задачах. Субволновых нанопотонных систем, способных повернуть плоскость поляризации на 45° , как в данной работе, еще продемонстрировано не было. Несмотря на то, что интенсивность прошедшего импульса оказывается сильно подавленной, можно использовать исходный импульс мощнее и получить нужную мощность излучения после магнитофотонной метаповерхности, поскольку рассмотренные эффекты линейны. Альтернативным способом увеличения пропускания на резонансной длине волны может стать использование магнитных диэлектриков. Это могут быть наноструктурированные системы по типу магнитофотонных кристаллов [22] или ми-резонансные метаповерхности [10]. Экспериментально продемонстрированное фарадеевское вращение вплоть до 14° было реализовано лишь при криогенных температурах (20К) в условиях возбуждения бегущих плазмон-поляритонов в магнитных полях величиной 5 Тл [23].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследовано поведение фарадеевского вращения на фемтосекундном масштабе в ми-резонансных магнитофотонных метаповерхностях, сформированных двумерным массивом кремниевых дисков, покрытых тонким слоем никеля. Спектральное перекрытие электрического и магнитного дипольных резонансов Ми приводит к усилению поляризационного магнитооптического эффекта. В статическом случае максимальный поворот плоскости поляризации на резонансной длине волны дости-

гает 14° . При фемтосекундном воздействии падающий волновой пакет преобразуется в два ортогонально поляризованных, длительность которых вдвое меньше исходного сигнала.

Результаты моделирования, проведенные в данном исследовании, подтверждают перспективность использования метаповерхностей для магнитооптических приложений и сверхбыстрых оптических процессов. Полученные данные могут быть исполь-

зованы для разработки новых типов оптических устройств с улучшенными динамическими магнитооптическими свойствами.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (№ 20-12-00371, моделирование статических спектров) и Фонда развития теоретической физики и математики БАЗИС (моделирование динамики оптических процессов).

- [1] Kuznetsov A.I., Miroshnichenko A.E., Brongersma M.L. et al. // *Science*. **354**, N 6314. aag2472. (2016).
- [2] Staude I., Miroshnichenko A.E., Decker M. et al. // *ACS Nano*. **7**, N 9. 7824. (2013).
- [3] Kuznetsov A.I., Miroshnichenko A.E., Fu Y.H. et al. // *Sci. Rep.* **2**, N 1. 492. (2012).
- [4] Evlyukhin A.B., Novikov S.M., Zywiets U. et al. // *Nano Lett.* **12**, N 7. 3749. (2012).
- [5] Terekhov P.D., Baryshnikova K.V., Artemyev Y.A. et al. // *Phys. Rev. B*. **96**, N 3. 035443. (2017).
- [6] Hsiao H., Chu C. H., Tsai D.P. // *Small Methods*. **1**, N 4. 1600064. (2017).
- [7] De Sousa N., Froufe-Pérez L.S., Sáenz J.J., García-Martín A. // *Sci. Rep.* **6**, N 1. 30803. (2016).
- [8] Barsukova M.G., Shorokhov A.S., Musorin A.I. et al. // *ACS Photonics*. **4**, N 10. 2390. (2017).
- [9] Barsukova M.G., Musorin A.I., Shorokhov A.S., Fedyanin A.A. // *APL Photonics*. **4**, N 1. 016102. (2019).
- [10] Christofi A., Kawaguchi Y., Alù A., Khanikaev A.B. // *Opt. Lett.* **43**, N 8. 1838. (2018).
- [11] Nuernberger P., Selle R., Langhojer F. et al. // *J. Opt. A-Pure Appl. Opt.* **11**, N 8. 085202. (2009).
- [12] Musorin A.I., Sharipova M.I., Dolgova T.V. et al. // *Phys. Rev. Appl.* **6**, N 2. 024012. (2016).
- [13] Krinchik G.S., Artem'ev V.A. // *Sov. Phys. JETP*. **26**, N 6. 1080. (1968).
- [14] Evlyukhin A.B., Reinhardt C., Chichkov B.N. // *Phys. Rev. B*. **84**, N 23. 235429. (2011).
- [15] Yang Y., Kravchenko I.I., Briggs D.P., Valentine J. // *Nat. Commun.* **5**, N 1. 5753. (2014).
- [16] Chin J.Y., Steinle T., Wehler T. et al. // *Nat. Commun.* **4**, N 1. 1599. (2013).
- [17] Kataja M., Hakala T.K., Julku A. et al. // *Nat. Commun.* **6**, N 1. 7072. (2015).
- [18] Musorin A.I., Chetvertukhin A.V., Dolgova T.V. et al. // *Appl. Phys. Lett.* **115**, N 15. 151102. (2019).
- [19] Ignatyeva D.O., Karki D., Voronov A.A. et al. // *Nat. Commun.* **11**, N 1. 5487. (2020).
- [20] Черняк А.М., Барсукова М.Г., Шорохов А.С. и др. // *Письма в ЖЭТФ*. **111**, № 1. С. 46. (2020).
- [21] Xia S., Ignatyeva D.O., Liu Q. et al. // *Laser Photon. Rev.* **16**, N 8. 2200067. (2022).
- [22] Inoue M., Fujikawa R., Baryshev A. et al. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* **39**, N 8. R151. (2006).
- [23] Floess D., Hentschel M., Weiss T. et al. // *Phys. Rev. X*. **7**, N 2. 021048. (2017).

Dynamics of Faraday Rotation in Hybrid Magnetophotonic Metasurfaces

A. M. Chernyak^{1,2}, A. I. Musorin^{1,2}, A. A. Fedyanin^{2,a}

¹Department of Materials Science, Shenzhen MSU-BIT University, Shenzhen 517182, P.R.C.

²Department of Nanophotonics, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University
Moscow 119991, Russia

E-mail: ^afedyanin@nanolab.phys.msu.ru

The behavior of Faraday rotation on the femtosecond timescale in Mie-resonant magnetophotonic metasurfaces formed by a two-dimensional array of silicon nanodisks coated with a thin nickel film is studied. It is shown that in the static case the maximum of polarization plane rotation is 14° at the resonant wavelength for spectrally overlapped electric and magnetic dipole modes. When a single femtosecond laser pulse passes through the designed metasurface, it splits into two, the durations of which are half as long as the initial one, and the polarization planes are rotated in opposite directions, forming almost orthogonal replicas.

PACS: 33.57.+c, 78.20.Ls.

Keywords: Faraday effect, Mie resonances, nanophotonics, ultra-fast processes.

Received 17 May 2024.

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2024. **79**, No. 5. Pp. .

Сведения об авторах

1. Черняк Анна Максимовна — аспирант; тел.: (495) 939-39-10, e-mail: chernyak@nanolab.phys.msu.ru.
2. Мусорин Александр Игоревич — канд. физ.-мат. наук, доцент; тел.: (495) 939-39-10, e-mail: musorin@nanolab.phys.msu.ru.
3. Федянин Андрей Анатольевич — доктор физ.-мат. наук, зав. кафедрой, профессор; тел.: (495) 939-39-10, e-mail: fedyanin@nanolab.phys.msu.ru.