

# Высокодобротные металлинзы инфракрасного диапазона на основе германиевых димеров

В. М. Пустынникова, А. И. Мусорин, А. А. Федянин<sup>1)</sup>

Физический факультет, МГУ имени М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 22 февраля 2023 г.

После переработки 23 февраля 2023 г.

Принята к публикации 2 марта 2023 г.

Современные методы нанофотоники позволяют создавать миниатюрные устройства, изменяющие направление распространения света, модулирующие фазовый фронт, контролирующие выходящее состояние поляризации. Одно из многообещающих направлений исследований – разработка элементов плоской оптики, основу которых составляют планарные аналоги метаматериалов – диэлектрические метаповерхности, представляющие собой двумерный массив субволновых наночастиц с высоким показателем преломления и малым коэффициентом поглощения. Однако резонансы таких нанорассеивателей, как правило, низкой добротности. Нарушение симметрии частиц может приводить к возбуждению квазисвязанных состояний континуума высокой добротности. В настоящей работе проведено численное моделирование метаповерхностей инфракрасного диапазона, поддерживающих такие резонансы и сформированных димерами германиевых нанопараллелепипедов. Показана возможность фокусировки излучения в точку и линию – сферические и цилиндрические металлинзы толщиной 300 нм.

DOI: 10.31857/S1234567823070030, EDN: jhtaio

Концепция плоской оптики, совместимой с технологиями микронных схем и интегральных оптоэлектронных компонентов, делает идею фотонной лаборатории на чипе все более реалистичной. Ультратонкие аналоги оптических компонентов, получившие название метаповерхностей [1], являются основой плоской оптики (рис. 1). Под метаповерхностью

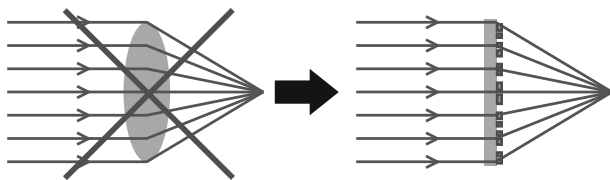


Рис. 1. (Цветной онлайн) Схематичное изображение миниатюрной плоской линзы на основе метаповерхности

стью понимается двумерный упорядоченный массив субволновых нанорассеивателей, называемых метаатомами, каждый из которых можно рассматривать как источник вторичных волн. В этом случае, согласно принципу Гюйгенса–Френеля, результирующий отклик всей структуры является интерференцией данных волн. Такие массивы позволяют управлять поляризацией [2], амплитудой [3], фазой проходящего/отраженного света [4], а также направле-

нием его распространения [5, 6] благодаря локализации световой энергии в объеме или вблизи наночастиц с оптическими резонансами [7]. Метаповерхности способны формировать сложные волновые фронты, что легло в основу элементов плоской оптики: волновых пластин [8], спектральных фильтров [9], поляризаторов [10], линз [11]. Последние разработки в области плоских линз показывают, что пространственно упорядоченные резонансные рассеиватели с нужной задержкой фазы света позволяют скомпенсировать хроматические [12] (в трехслойных метаповерхностях из плазмонных дисков) и сферические aberrации [13] (металлинза из кремниевых столбиков), добиться высокой числовой апертуры [14] (димеры кремниевых цилиндров) и сделать такие устройства многофункциональными [15] (параллелепипеды из материала с фазовым переходом). Правильное расположение метаатомов позволяет создать сверхтонкий аксикон, формирующий недифрагирующие пучки Бесселя в металлинзе, образованной золотыми V-образными антеннами [16]. Дальнейшее усовершенствование метаповерхностей в целом, и металлинз в частности, расширяется использованием материалов, свойства которых реагируют на внешнее воздействие: жидких кристаллов [17–19], магнетиков [20, 21], полупроводников [22–24]. Так можно делать активные устройства, способные модулировать падающее излучение.

<sup>1)</sup>e-mail: fedyanin@nanolab.phys.msu.ru

Одним из недостатков метаустройств является низкая добротность резонансов метаатомов ( $Q \sim 10$ ). Для повышения эффективности новых устройств нанопотоники было предложено формировать метаповерхность из наночастиц, поддерживающих резонансы связанного состояния континуума [25]. Такие моды образуются при спектральном перекрытии двух резонансов (обычно “темного” и “светлого”), что позволяет контролировать количество излучательных потерь, сужая резонансные особенности и повышая добротность до значений  $Q \sim 10^2 \div 10^3$ . Под “темными” понимаются резонансы, которые не могут быть возбуждены или задетектированы в дальней дифракционной зоне, т.е. не обладающие излучательными потерями. Связанные состояния в континууме – конфигурации электромагнитных полей, существующие в непрерывном спектре, но остающиеся при этом пространственно локализованными. Подобные примеры изучены в широком диапазоне материальных систем: в пьезоэлектрических материалах, диэлектрических фотонных кристаллах, оптических волноводах и волокнах, квантовых точках, графене и топологических изоляторах [26]. Резонансы связанного состояния континуума проявляются в отклике как одиночных частиц [27], так и метаповерхностей [28, 29]. Существенную роль при реализации высокодобротных резонансов в массивах частиц играет наличие асимметричности [30]. Она позволяет делать резонансы “темных” мод “светлыми”. Примерами асимметричности можно назвать отсутствие части параллелепипеда [31], смещение круглого отверстия от центра в нанодиске магнитного диэлектрика для усиления магнитооптических эффектов [32]. Метаатом может представлять собой пару эллипсоидов, наклоненных друг к другу относительно вертикали, для усиления нелинейно-оптических эффектов [33] или двумя параллелепипедами [34, 35]. Хотя при изготовлении нанокубы не всегда удается сделать с четкими краями, их достоинством является большее число независимых параметров, управляющих оптическим откликом и расширяющих возможность контроля резонансного рассеяния и диаграммы направленности через изменение амплитуды и фазы падающих волн.

В настоящей работе предложено использовать подходы высокодобротных метаповерхностей для реализации сверхтонких элементов инфракрасной плоской оптики – цилиндрических и сферических металинз. Метаповерхности с резонансами связанного состояния континуума для фокусировки излучения исследованы слабо [35, 36]. Поэтому в данной работе в качестве метаатома рассматрива-

ется асимметричный димер из параллелепипедов. Основные работы по плоской оптике рассматривают устройства для видимого диапазона и соответствующие материалы (кремний, диоксид титана и др.). В данной работе моделируется метаповерхность для инфракрасного диапазона, поэтому в качестве материала взят германий, как полупроводник с большим показателем преломления в этой области, с рабочей длиной волны – 1.8 мкм, так как здесь коэффициент поглощения мал.

Фокусирующие свойства метаповерхности определяются пространственным профилем фазы прошедшей волны, зависящим от фокусного расстояния  $f$  и длины волны света  $\lambda$ . Для излучения, распространяющегося вдоль оси  $Z$ , значение фазовой задержки  $\varphi$  зависит от положения метаатома  $(x, y)$ :

$$\varphi(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda} \left( \sqrt{f^2 + x^2 + y^2} - f \right). \quad (1)$$

Эта непрерывная функция показана черной кривой на рис. 2а при  $y = 0$  и бирюзовой поверхностью на рис. 2б. Разность фаз между центром и краями металинзы должна составлять  $2\pi m$ ,  $m = 1, 2, \dots$ , чтобы в фокальной плоскости волны усиливали друг друга. Чем больше порядок  $m$ , тем эффективнее фокусировка. Чтобы реализовать профиль фазы (1) на практике, необходимо провести дискретизацию функции  $\varphi(x, y)$  (показано цветом на рис. 2а, б). Интервал  $0 \dots 2\pi$  разбивается эквидистантно с шагом  $\pi/4$ , и решается задача о поиске восьми конфигураций метаатомов, реализующих нужные фазовые задержки. Для диапазона значений  $\varphi_1 = (0 \pm \pi/8)$  полагают фазу равной нулю, область  $\varphi_2 = (\pi/4 \pm \pi/8)$  соответствует задержке  $\pi/4$  и так далее. Величины, превышающие  $2\pi$ , приводятся к интервалу  $0 \dots 2\pi$  вычитанием  $2\pi m$ . Подставляя предельные значения угла  $\varphi_k$  в выражение (1), можно найти координаты границ и ширину фазовой зоны, образованной метаатомами одной конфигурации. Далее, в зависимости от периода, который используется при построении металинзы, можно рассчитать число ячеек, образующих эту область. Таким образом выполняется дискретизация фазы. Пример такого разбиения представлен на рис. 2а, б для длины волны  $\lambda = 1.8$  мкм, фокусного расстояния  $f = 500$  мкм, периода  $P = 0.88$  мкм и  $m = 3$ . В таблице 1 приведены данные о числе ячеек, формирующих зону с определенной фазой.

Численное моделирование выполнялось методом конечных разностей во временной области. Свет падал вдоль оси  $Z$ , поляризация по оси  $Y$  (см. рис. 2с). Подложкой служил диэлектрик с показателем пре-

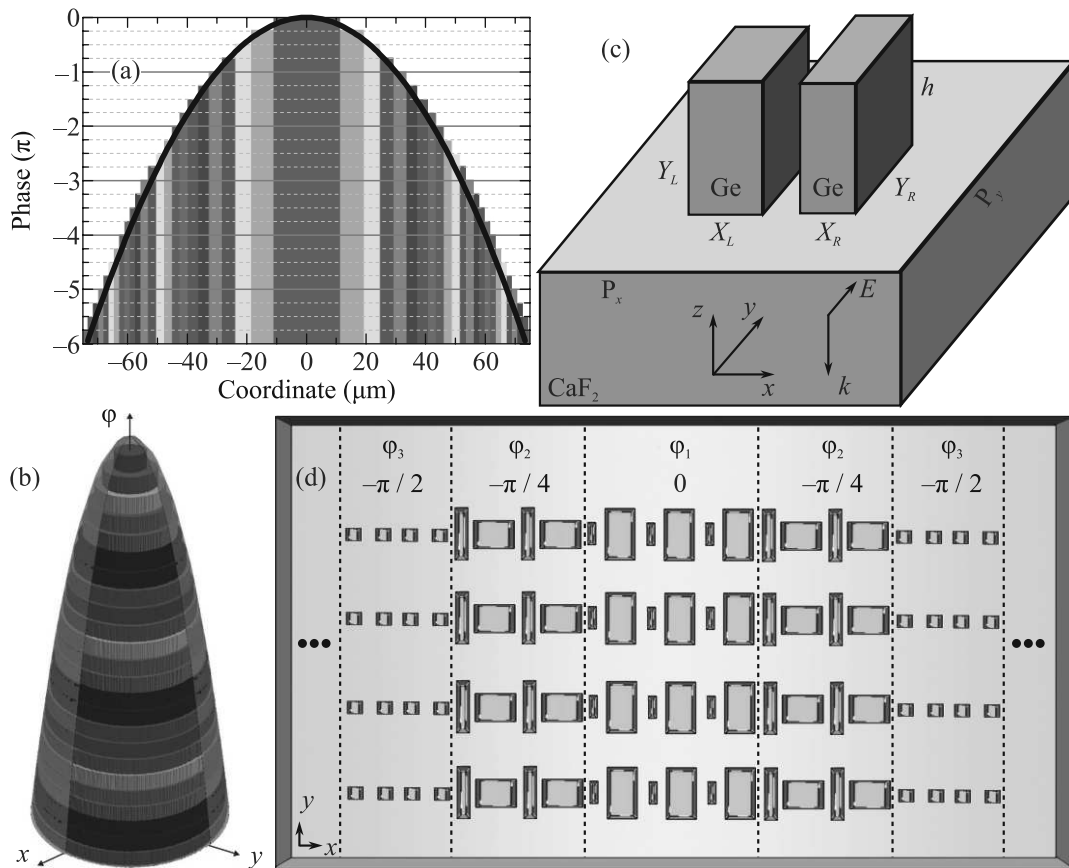


Рис. 2. (Цветной онлайн) (а), (b) – Зависимость фазовой задержки световой волны, прошедшей металлинзу, от положения метаатома. Черная кривая на рис. (а) и бирюзовый параболоид на рис. (b) получены из выражения (1); цветные столбцы – различные значения фаз с шагом  $\pi/4$ . (с) – Исследуемая геометрия метаатома – элементарной ячейки металлинзы. (d) – Схематичное изображение цилиндрической металлинзы

Таблица 1. Число периодов, формирующих заданную фазовую зону плоской металлинзы

Фазы	0	$-\frac{\pi}{4}$	$-\frac{2\pi}{4}$	$-\frac{3\pi}{4}$	$-\pi$	$-\frac{5\pi}{4}$	$-\frac{6\pi}{4}$	$-\frac{7\pi}{4}$	$-2\pi$	$-\frac{9\pi}{4}$	$-\frac{10\pi}{4}$	$-\frac{11\pi}{4}$
Штуки	12	9	6	5	4	4	3	3	3	3	3	3
Фазы	$-3\pi$	$-\frac{13\pi}{4}$	$-\frac{14\pi}{4}$	$-\frac{15\pi}{4}$	$-4\pi$	$-\frac{17\pi}{4}$	$-\frac{18\pi}{4}$	$-\frac{19\pi}{4}$	$-5\pi$	$-\frac{21\pi}{4}$	$-\frac{22\pi}{4}$	$-\frac{23\pi}{4}$
Штуки	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2

ломления  $n = 1.4$ . Расчет производился в несколько шагов. *Первым* был подбор конфигураций метаатомов, вносящих нужную фазовую задержку и обладающих как можно большим пропусканием, в идеале – единичным. Трехмерная расчетная область содержала идеально согласующиеся слои (*perfectly matched layers*, PML) по оси Z, а по X и Y были установлены периодические граничные условия. Для метаатома-димера асимметричных параллелепипедов параметрами задачи являются две ширины, две длины наночастиц, период и высота. Учитывая типичные технологические процессы изготовле-

ния полупроводниковых наночастиц, целесообразно рассматривать высоту всей металлинзы одинаковой, поэтому вариант, когда одни частицы выше, а другие ниже, не рассматривается. Высота частиц  $h$  составила 300 нм, а оптимальный период квадратной решетки  $P_x = P_y = 880$  нм. На рис. 3 представлен один из примеров характеристики метаатомов с параметрами  $(x_l, y_l); (x_r, y_r) = (450, 445)$  нм;  $(200, 700)$  нм: (а) – спектр пропускания; (b) – спектр фазы прошедшей волны; (с) – распределение модуля локального электрического поля, построенное в плоскости XY для середины высоты наночастиц. Под фазой по тексту

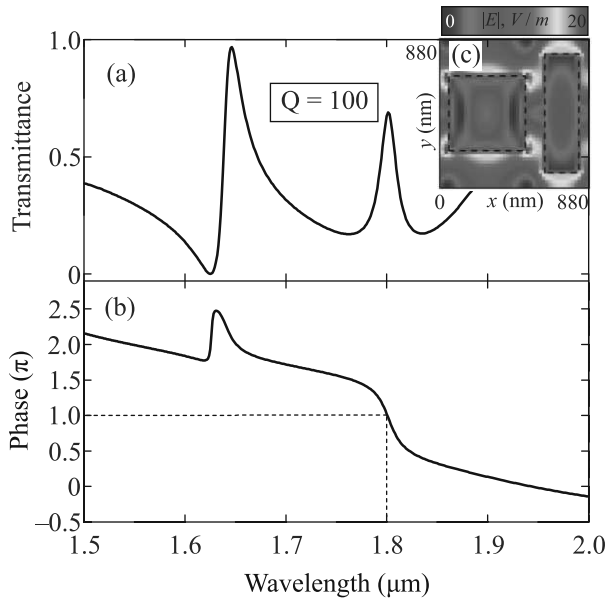


Рис. 3. (Цветной онлайн) (а) – Спектр пропускания метаатома  $(x_l, y_l); (x_r, y_r) = (450, 445); (200, 700)$ ;  $T(1.8 \text{ мкм}) = 0.7$ ; (б) – спектр фазы прошедшей волны,  $\varphi(1.8 \text{ мкм}) = \pi$ ; (с) – распределение модуля локального электрического поля для длины волны  $\lambda = 1.8 \text{ мкм}$

понимается разница фаз волн – прошедшей метаатома и падающей на них. На длине волны 1.8 мкм внутри широкого провала в спектре пропускания (рис. 3а) существует разрешенное состояние, добротность которого составляет 100, а коэффициент пропускания увеличивается до значения 0.7. Распределение поля (рис. 3с) для этого спектрального положения показывает, что область концентрации максимальной энергии приходится вне частиц димера, что дает относительно высокое пропускание и коэффициент усиления поля достигает 20 раз. Значение фазы оказывается равным  $\pi$  (рис. 3б). Вблизи длины волны 1.65 мкм существует еще один резонанс с близким к единице пропусканием и значением фазы  $\pi/2$ .

Изменение ширин и длин наночастиц позволило подобрать восемь геометрий метаатомов с необходимыми фазовыми задержками. Размеры параллелепипедов и соответствующие фазы представлены на рис. 4. Центр каждого параллелепипеда помещался в середину метаатома по оси  $Y$  (440 нм), а по оси  $X$  – в четверть (220 нм) и три четверти (660 нм) периода. Таким образом, расстояние между центрами параллелепипедов фиксировано и составляет половину периода, а зазор между частицами внутри ячейки определяется ширинами частиц.

Расположив по пространству метаатомы соответствующих фаз в нужном количестве, получаем сфор-

мированные зоны цилиндрической металлинзы. На рисунке 5 представлена итоговая зависимость фазы от координаты вдоль металлинзы (черными точками). Кроме того, на графике 5 показана теоретическая зависимость (красной кривой), рассчитанная согласно выражению (1). Результаты находятся в хорошем согласии – дискретизация фазы выполнена корректно.

Вторым шагом стал расчет фокусирующих свойств металлинз. Трехмерная расчетная область содержала идеально согласующиеся слои на всех границах, от которых до исследуемой системы выдержан отступ в три длины волны, чтобы избежать влияния отражений от границ на оптический отклик моделируемой структуры. Результаты расчета в дальней дифракционной зоне представлены на рис. 6. На рисунке 6а, с представлено распределение интенсивности электрического поля по ходу распространения излучения. Вблизи положения фокуса ( $f = 500 \text{ мкм}$ ) присутствует яркое пятно, вызванное сложением волн от разных фазовых зон, т.е. фокусировка. На правых панелях рисунка 6 показано распределение интенсивности электрического поля в фокальной плоскости в случае расположения фазовых зон в виде окружностей для формирования сферической линзы, фокусирующей в точку (рис. 6б), и в виде прямоугольников для создания цилиндрической линзы, фокусирующей в линию (рис. 6д). Полная ширина пиков на полувысоте для обеих линз составляет 9 мкм. Размер линз равен 147.84 мкм, что соответствует крайним фазовым задержкам в 6л.

Таким образом, спроектированы элементы плоской оптики инфракрасного диапазона, фокусирующие излучение в точку и линию – сферические и цилиндрические металлинзы, представляющие собой двумерные массивы несимметричных димеров германиевых наночастиц. Методом конечных разностей во временном пространстве для длины волны 1.8 мкм подобраны параметры восьми высокочастотных метаатомов, вызывающих равномерную фазовую задержку падающей волны от 0 до  $2\pi$  с шагом  $\pi/4$ . Для фокусного расстояния 500 мкм размер перетяжки составил 9 мкм для обеих линз. Фокусировка существует только для линейной поляризации света, параллельной длинной стороне параллелепипедов. Для ортогональной – спектральный модовый состав системы другой, резонансы смещаются, фазовые задержки нарушаются, и поэтому фокусировки не происходит. Полученные результаты могут быть использованы при разработке компактных оптических устройств инфракрасного диапазона, например, сканаторов, считывателей QR-кодов или штрих-

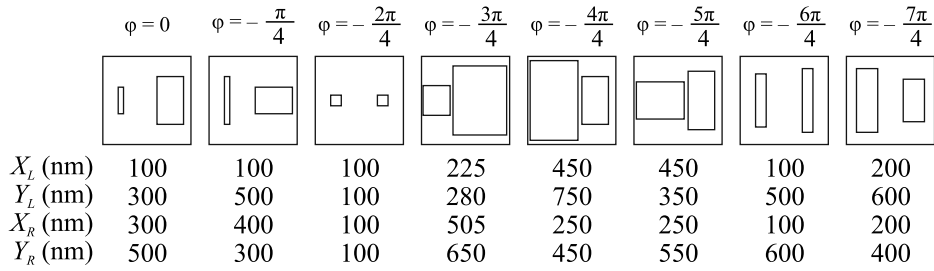


Рис. 4. Фазовые задержки и соответствующие им схемы метаатомов. Размеры параллелепипедов, формирующих метаатомы

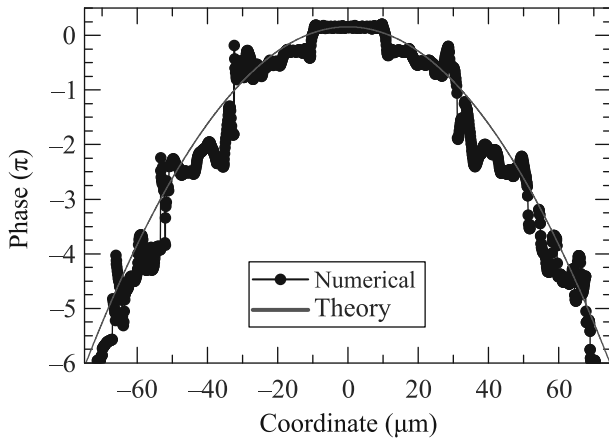


Рис. 5. (Цветной онлайн) Зависимость фазы световой волны, прошедшей через металлинзу, от положения метаатома, полученная по формуле (1) (красная кривая) и в результате численного моделирования (черные точки)

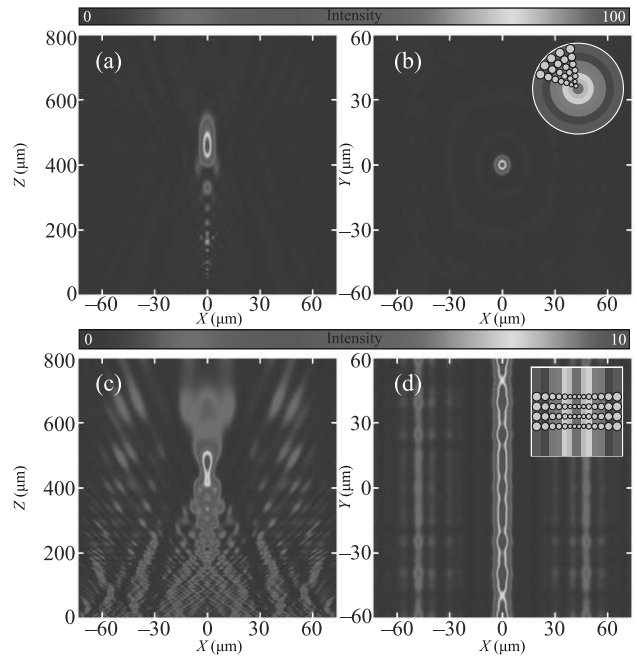


Рис. 6. (Цветной онлайн) Распределение интенсивности электрического поля от координат: (a), (c) – в плоскости  $XZ$  для  $y = 0$ ; (b), (d) – в плоскости  $XY$  для положения фокуса  $z = f = 500$  мкм. Графики получены для: (a), (b) – сферической и (c), (d) – цилиндрической линз. На вставках рисунков (b) и (d) схематично представлено расположение фазовых зон, сформированных метаатомами различных геометрий

кодов. Они могут представлять интерес для разработки компактных, миниатюрных систем идентификации персоны по отпечатку пальца [37].

Авторы выражают благодарность Б. С. Лукьянчуку за дискуссию и обсуждение результатов.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (# 21-52-12036, моделирование фокусировки).

Исследование проведено в рамках Программы развития МГУ, междисциплинарной научно-образовательной школы “Фотонные и квантовые технологии. Цифровая медицина”.

Данная работа была поддержана грантом Фонда развития теоретической физики и математики “БАЗИС” (# 22-1-3-5-1, расчет амплитудно-частотных и фазо-частотных характеристик метаатомов).

1. N. Yu and F. Capasso, *Nat. Mater.* **13**, 139 (2014).
2. N. Yu, F. Aieta, P. Genevet, M. A. Kats, Z. Gaburro, and F. Capasso, *Nano Lett.* **12**, 6328 (2012).

3. T. Ellenbogen, K. Seo, and K. B. Crozier, *Nano Lett.* **12**, 1026 (2012).
4. A. Arbabi, Y. Horie, M. Bagheri, and A. Faraon, *Nat. Nanotechnol.* **10**, 937 (2015).
5. M. I. Shalaev, J. Sun, A. Tsukernik, A. Pandey, K. Nikolskiy, and N. M. Litchinitser, *Nano Lett.* **15**, 6261 (2015).
6. А. Д. Гартман, А. С. Устинов, А. С. Шорохов, А. А. Федянин, *Письма в ЖЭТФ* **114**, 509 (2021).
7. A. I. Kuznetsov, A. E. Miroshnichenko, M. L. Brongersma, Y. S. Kivshar, B. Luk'yanchuk, *Science* **354**, aag2472 (2016).

8. Y. Yang, W. Wang, P. Moitra, I. Kravchenko, D. Briggs, and J. Valentine, *Nano Lett.* **14**, 1394 (2014).
9. Z. Zheng, A. Komar, K.Z. Kamali, J. Noble, L. Whichello, A.E. Miroshnichenko, M. Rahmani, D.N. Neshev, and L. Xu, *J. Appl. Phys.* **130**, 053105 (2021).
10. Y. Intaravanne and X. Chen, *Nanophotonics* **9**, 1003 (2020).
11. M. Khorasaninejad and F. Capasso, *Science* **358**, eaam8100 (2017).
12. O. Avayu, E. Almeida, Y. Prior, and T. Ellenbogen, *Nat. Commun.* **8**, 14992 (2017).
13. A. Arbabi, E. Arbabi, S.M. Kamali, Y. Horie, S. Han, and A. Faraon, *Nat. Commun.* **7**, 13682 (2016).
14. R. Paniagua-Dominguez, Y.F. Yu, E. Khaidarov, S. Choi, V. Leong, R.M. Bakker, X. Liang, Y.H. Fu, V. Valuckas, L.A. Krivitsky, and A.I. Kuznetsov, *Nano Lett.* **18**, 2124 (2018).
15. L. Chen, Y. Hao, L. Zhao, R. Wu, Y. Liu, Z. Wei, N. Xu, Z. Li, and H. Liu, *Opt. Express* **29**, 9332 (2021).
16. F. Aieta, P. Genevet, M.A. Kats, N. Yu, R. Blanchard, Z. Gaburro, and F. Capasso, *Nano Lett.* **12**, 4932 (2012).
17. A. Komar, R. Paniagua-Dominguez, A. Miroshnichenko, Y.F. Yu, Y.S. Kivshar, A.I. Kuznetsov, and D. Neshev, *ACS Photonics* **5**, 1742 (2018).
18. M. Bosch, M.R. Shcherbakov, K. Won, H. Lee, Y. Kim, and G. Shvets, *Nano Lett.* **21**, 3849 (2021).
19. J. Wang, K. Li, H. He, W. Cai, J. Liu, Z. Yin, Q. Mu, V.K.S. Hisao, D. Gérard, D. Luo, G. Li, and Y.J. Liu, *Laser Photonics Rev.* **16**, 2100396 (2022).
20. A.I. Musorin, M.G. Barsukova, A.S. Shorokhov, B.S. Luk'yanchuk, and A.A. Fedyanin, *J. Magn. Magn. Mater.* **459**, 165 (2018).
21. A.I. Musorin, A.V. Chetvertukhin, T.V. Dolgova, H. Uchida, M. Inoue, B.S. Luk'yanchuk, and A.A. Fedyanin, *Appl. Phys. Lett.* **115**, 151102 (2019).
22. P.P. Iyer, M. Pendharkar, and J.A. Schuller, *Adv. Opt. Mater.* **4**, 1582 (2016).
23. G.K. Shirmanesh, R. Sokhoyan, P.C. Wu, and H.A. Atwater, *ACS Nano* **14**, 6912 (2020).
24. V.V. Zubyuk, P.P. Vabishchevich, M.R. Shcherbakov, A.S. Shorokhov, A.N. Fedotova, S. Liu, G. Keeler, T.V. Dolgova, I. Staude, I. Brener, and A.A. Fedyanin, *ACS Photonics* **6**, 2797 (2019).
25. K. Koshelev, A. Bogdanov, and Y. Kivshar, *Sci. Bull.* **64**, 836 (2019).
26. H. Qin, W. Redjem, and B. Kante, *Opt. Lett.* **47**, 1774 (2022).
27. E.V. Melik-Gaykazyan, K.L. Koshelev, J. Choi, S.S. Kruk, H. Park, A.A. Fedyanin, and Y.S. Kivshar, *JETP Lett.* **109**, 131 (2019).
28. V.V. Zubyuk, P.A. Shafrin, M.R. Shcherbakov, G. Shvets, and A.A. Fedyanin, *ACS Photonics* **9**, 493 (2022).
29. K.I. Okhlopkov, A. Zilli, A. Tognazzi, D. Rocco, L. Fagiani, E. Mafakheri, M. Bollani, M. Finazzi, M. Celebrano, M.R. Shcherbakov, C. Angelis, and A.A. Fedyanin, *Nano Lett.* **21**, 10438 (2021).
30. K. Koshelev, S. Lepeshov, M. Liu, A. Bogdanov, and Y. Kivshar, *Phys. Rev. Lett.* **121**, 193903 (2018).
31. S. Campione, S. Liu, L.I. Basilio, L.K. Warne, W.L. Langston, T.S. Luk, J.R. Wendt, J.L. Reno, G.A. Keeler, I. Brener, and M.B. Sinclair, *ACS Photonics* **3**, 2362 (2016).
32. А.М. Черняк, М.Г. Барсукова, А.С. Шорохов, А.И. Мусорин, А.А. Федянин, *Письма в ЖЭТФ* **111**, 40 (2020).
33. A.P. Anthur, H. Zhang, R. Paniagua-Dominguez, D.A. Kalashnikov, S.T. Ha, T.W. Maß, A.I. Kuznetsov, and L. Krivitsky, *Nano Lett.* **20**, 8745 (2020).
34. K. Koshelev, Y. Tang, K. Li, D. Choi, G. Li, and Y. Kivshar, *ACS Photonics* **6**, 1639 (2019).
35. A. Archetti, R. Lin, N. Restori, F. Kiani, T.V. Tsoulos, and G. Tagliabue, *Nanophotonics* **11**, 3969 (2022).
36. E. Klopfer, M. Lawrence, D. Barton III, J. Dixon, and J.A. Dionne, *Nano Lett.* **20**, 5127 (2020).
37. E. Lassalle, T.W. Mass, D. Eschimese, A.V. Baranikov, E. Khaidarov, S. Li, R. Paniagua-Dominguez, and A.I. Kuznetsov, *ACS Photonics* **8**, 1457 (2021).