Письма в ЖЭТФ, том 117, вып. 3, с. 201 – 206

Аномальная пикосекундная динамика оптического пропускания гибридной метаповерхности Au-Bi:YIG

*М. А. Кирьянов[+], Г. С. Останин[+], Т. В. Долгова[+], М. Иноуе[*1)], А. А. Федянин[+2)]*

[+] *Физический факультет, МГУ имени М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия*

[*] *Department of Electrical and Electronic Information Engineering, Toyohashi University of Technology 1-1 Tempaku-cho, Toyohashi, Aichi 441-8580, Japan*

Поступила в редакцию 8 декабря 2022 г.
После переработки 10 декабря 2022 г.
Принята к публикации 11 декабря 2022 г.

Методом фемтосекундной спектроскопии с временным разрешением “зонд-накачка” изучена суб- и пикосекундная динамика оптического отклика металл-диэлектрической метаповерхности на основе золотых наносфер, помещенных в слой висмут-замещенного железо-иттриевого граната. Показано, что плазмонные моды такой метаповерхности демонстрируют динамику, характерную для объемного золота, в то время как для поляритонной моды наблюдается замедление релаксации на несколько пикосекунд. Отличие связано с детектированием пучком зонда различных процессов на длинах волн плазмонной и поляритонной мод.

DOI: 10.31857/S1234567823030047, EDN: owkghm

Одним из перспективных направлений нанофотоники является разработка методов управления светом с помощью метаповерхностей [1, 2], представляющих собой двумерный структурированный на субволновом масштабе массив наночастиц, которые называются метаатомами [3]. Метаатомы дают возможность возбуждать различные резонансные электромагнитные моды, что позволяет усиливать локализацию энергии электромагнитного поля внутри структуры, увеличивать время взаимодействия света со средой или управлять рассеянием падающего света. Такие структуры нашли широкое применение в биомедицине [4], сенсорике [5], интегральной [6] и топологической [7] фотонике, фотовольтаике [8], нейроморфных [9] и аналоговых [10] вычислениях, нелинейной оптике [11], задачах управления светом [12, 13]. Оптическим откликом метаповерхностей можно управлять с помощью различных внешних воздействий, например, электрического [14] и магнитного полей [15, 16, 17], температуры [18], коротких лазерных импульсов [19–22].

Часто в качестве метаатомов используются наночастицы благородных металлов, обладающие конфигурационными плазмонными резонансами [17, 23–25]. С другой стороны, воздействие лазерных импульсов на объемные металлы широко исследовано методом “зонд-накачка”. Сначала импульс накачки вызывает неравновесную динамику электронного газа, затем за счет электрон-электронных, электрон-фононных и фонон-фононных столкновений энергия перераспределяется, и система приходит в равновесие [26–28]. Эти процессы имеют характерные времена порядка сотен фемтосекунд, единиц пикосекунд и единиц наносекунд, соответственно. Индуцированное ими изменение диэлектрической проницаемости металла можно наблюдать с помощью детектирования отражения или пропускания импульса зонда.

С одной стороны, метаповерхности чувствительны к изменению диэлектрической проницаемости вблизи резонанса, поэтому с их помощью можно эффективно детектировать сверхбыстрые процессы [29]. С другой, увеличение времени взаимодействия накачки со средой в метаповерхностях позволяет усилить воздействие падающего лазерного импульса на структуру [30]. Более того, за счет наноструктурирования появляются дополнительные сверхбыстрые процессы, например, нормальные фононные колебания наносфер с частотой порядка десятков пикосекунд [31]. Возбуждение различных электромагнитных мод пучком накачки также способно вызывать дополнительные сверхбыстрые процессы. Так, в металл-полупроводниковых метаповерхностях были обнаружены плазмон-индуцированные переходы электронов из золотых наночастиц в полупроводник с последующей релаксацией [32]. В таких структурах наблюдается различная динамика сверхбыстрого оп-

1) M. Inoue.
2) e-mail: fedyanin@nanolab.phys.msu.ru

тического отклика для резонансной и нерезонансной длин волн накачки.

Таким образом, в метаповерхностях на суб- и пикосекундном временных масштабах могут одновременно протекать несколько процессов. В многокомпонентных мультирезонансных системах оптический отклик различных резонансов на одно и то же изменение среды может существенно отличаться [4]. Одним из семейств таких мультикомпонентных систем являются гибридные металл-диэлектрические метаповерхности [16, 17, 33–35]. Присутствие металлических и диэлектрических компонент в одной структуре позволяет возбуждать как плазмонные, так и поляритонные моды. Возмущение среды по-разному сказывается на оптическом отклике разных по своей природе мод. Поэтому наличие нескольких процессов с различными временами в одной гибридной метаповерхности приводит к разной динамике оптического отклика в окрестности резонансов разного типа.

В данной работе для гибридной металл-диэлектрической метаповерхности Au-Bi:YIG экспериментально показано, что зондирование на частотах поляритонной и плазмонных мод позволяет наблюдать различную сверхбыструю динамику оптического отклика.

В качестве исследуемого образца была использована гибридная металл-диэлектрическая метаповерхность (ГМДМ) [17] на основе двумерной периодической квадратной решетки из золотых наносфер, покрытых слоем висмут-замещенного железо-иттриевого граната (Bi:YIG). Сначала из золотой пленки на кварцевой подложке методом электронно-лучевой литографии были получены периодически расположенные нанодиски. Далее нанодиски отжигались при температуре 950 °C в течение 10 мин и расплавлялись для формирования сферических капель. Слой Bi:YIG напылялся поверх наносфер при помощи магнетронного распыления и отжигался при температуре 750 °C в течение 15 мин для кристаллизации. Радиус золотых наносфер $R_1 = 55$ нм, период решетки в обоих направлениях $d = 600$ нм, толщина слоя Bi:YIG $h = 95$ нм, над золотыми частицами слой Bi:YIG формирует полусферы, радиус которых $R_2 = 80$ нм. Образец поддерживает различные резонансные электромагнитные возбуждения в видимом спектральном диапазоне, в частности, квазиволноводную моду (КВМ) и поверхностные решеточные резонансы (ПРР). Эти моды имеют разную природу и, соответственно, разную область локализации электромагнитного поля. ПРР возникают из-за когерентного переизлучения локализованных плазмонов в решетке, и поэтому локализованы внутри и вблизи золотых наносфер. КВМ связана с волноводным распространением одного из дифракционных порядков внутри решетки и локализована преимущественно в слое граната. Более детальную характеризацию ГМДМ и наблюдаемых в ней резонансов, а также схему образца, можно найти в работах [16, 17].

Для исследования сверхбыстрых процессов в метаповерхности использовалась фемтосекундная спектроскопия с временным разрешением "зонд-накачка". Источником излучения служил титан-сапфировый лазер с регенеративным усилением. Длительность импульсов составляла 70 фс, центральная длина волны – 800 нм, частота следования импульсов – 1 кГц. Линейно поляризованный пучок накачки падал под нормалью к образцу, его поляризация была направлена вдоль одного из направлений периодичности. Импульс накачки возбуждал дипольный ПРР, что приводило к его резонансному поглощению в ГМДМ [17]. Плотность энергии пучка накачки J менялась в пределах от 0 до 1.2 мДж/см^2.

Для проведения спектроскопии пучком зонда при помощи пластинки сапфира генерировался суперконтинуум в спектральном диапазоне от 450 до 1400 нм, длины волн больше 750 нм обрезались фотонно-кристаллическим фильтром. Широкий спектральный диапазон суперконтинуума позволял детектировать пучком зонда изменение сразу нескольких электромагнитных мод мультирезонансной метаповерхности различной природы для каждой величины задержки между накачкой и зондом. Угол падения p-поляризованного пучка зонда на образец был 17°.

Экспериментальное наблюдение динамики оптического отклика проводилось с помощью измерения дифференциального пропускания:

$$\frac{\Delta T}{T}(\lambda, \tau) = \frac{T(\lambda, \tau) - T(\lambda)}{T(\lambda)},$$

где $T(\lambda, \tau)$ – коэффициент пропускания образца под действием импульса накачки, $T(\lambda)$ – коэффициент пропускания в отсутствие импульса накачки, τ – время задержки между импульсами накачки и зонда.

Были измерены спектры дифференциального пропускания ГМДМ в широком спектральном диапазоне для различных времен задержки и плотностей энергии пучка накачки. На рисунке 1 представлена двумерная карта эволюции спектров $\Delta T/T$ и на рис. 2 – ее сечения по времени и длине волны для плотности энергии $J = 0.6$ мДж/см^2.

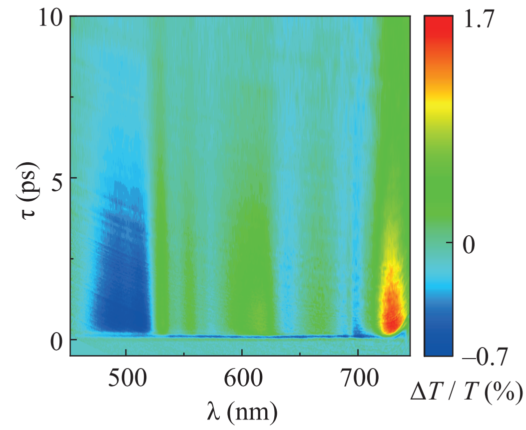

Рис. 1. (Цветной онлайн) Зависимость $\Delta T/T$ от длины волны λ и времени задержки τ

Фемтосекундный лазерный импульс накачки при воздействии на ГМДМ резонансно поглощается золотыми наносферами, что приводит к повышению температуры электронного газа и связанному с этим изменением диэлектрической проницаемости золота [36, 37]. Поэтому большая чувствительность к возбуждению электромагнитных мод ГМДМ, попадающих в спектральный диапазон зонда, приводит к резонансному усилению величины $\Delta T/T$. В спектрах $\Delta T/T$ наблюдаются несколько характерных особенностей. Выделяются два пика в окрестности 540 нм, два пика в окрестности длины волны 630 нм и пик на 730 нм. Как было показано ранее в работах [17, 16], указанные пики спектрально близки к длинам волн возбуждения КВМ, квадрупольного ПРР и дипольного ПРР, соответственно. Провал в коротковолновой части спектра возникает из-за увеличения поглощения золота, связанного с повышением вероятности d-перехода при больших температурах электронного газа [36, 37].

На рисунке 2b представлены сечения по времени нормированного на максимум дифференциального пропускания для различных длин волн. Динамика $\Delta T/T$ в окрестности дипольного ПРР на длине волны 730 нм является характерной для сверхбыстрого оптического отклика золота на данной длине волны [26, 28, 38]. Поглотив импульс накачки, свободные электроны золота переходят в неравновесное возбужденное состояние, которое не описывается распределением Ферми. За время термализации τ_{ee} путем электрон-электронных столкновений электронный газ переходит в фермиевское равновесное состояние с повышенной температурой. На временной зависимости $\Delta T/T$ процесс термализации соответствует росту, а ее окончание – максимуму. Помимо столкновений между собой, горячие

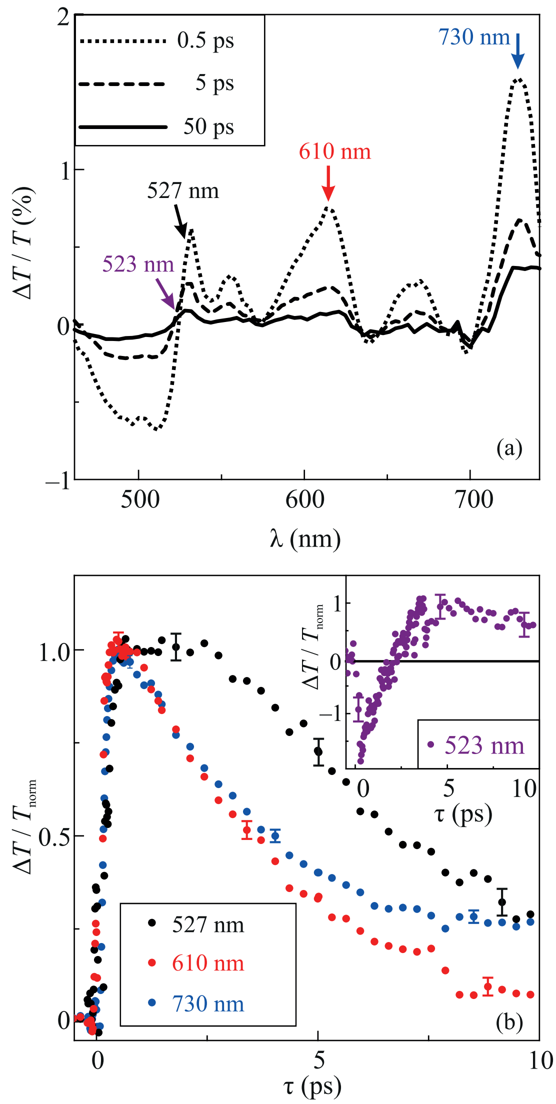

Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – Сечения $\Delta T/T(\lambda)$ при различных временах задержки. (b) – Нормированные на максимум сечения $\Delta T/T(\tau)$ на длинах волн, положения которых отмечены стрелками на рис. (a); на вставке – сечение на длине волны 523 нм вблизи нуля $\Delta T/T$

электроны могут сталкиваться с решеточными остовами и передавать им энергию. Такой процесс называется электрон-фононной релаксацией. Так как вероятность такого рассеяния существенно меньше, чем электрон-электронного, время электрон-фононной релаксации τ_{ep} значительно превышает τ_{ee}. На ранних временах термализация электронов описывается кинетическим уравнением Больцмана [39], а на более поздних временах – двухтемпературной моделью [40].

На рисунке 2b электрон-фононная релаксация соответствует экспоненциальному затуханию после достижения максимума. Были получены времена термализации $\tau_{ee} = 160$ фс и электрон-фононной релаксации $\tau_{ep} = 2.4$ пс, что соответствует значениям, представленным в литературе [38]. Значения были получены при помощи аппроксимации экспериментальных данных, метод подробно описан в работе [29]. Фононная подсистема, достигнув равновесия с электронной, начинает отдавать тепло в гранат. Это происходит с характерным временем порядка сотен пикосекунд и выходит за рамки рассмотрения. Зависимости $\Delta T/T$ от времени в окрестности квадрупольного ПРР и на длинах волн коротковолнового провала также соответствуют характерной динамике оптического отклика золота (рис. 2b). Различия на больших временах связаны с разной спектральной зависимостью вкладов в диэлектрическую проницаемость от температур электронного газа и фононов. Следовательно, динамика оптического отклика на суб- и пикосекундном диапазоне в широкой спектральной области преимущественно определяется процессами в золоте.

Однако динамика дифференциального пропускания вблизи КВМ имеет существенные отличия (рис. 3a). $\Delta T/T$ достигает максимума за большее время τ_1, и далее, в отличие от областей вне окрестности КВМ, сохраняет достигнутые максимальные значения в течение времени τ_2 порядка нескольких сотен фемтосекунд, после чего наблюдается релаксация с характерным временем $\tau_3 > \tau_{ep}$. Таким образом, наблюдается замедление сверхбыстрого оптического отклика на длинах волн возбуждения КВМ.

Более того, поведение дифференциального пропускания вблизи волноводной моды меняется в зависимости от спектрального положения рассматриваемого сечения по времени: при движении от максимума дифференциального пропускания на длине волны 530 нм в коротковолновую область увеличиваются времена τ_1, τ_2, τ_3 (рис. 3a). На длинах волн, где значения $\Delta T/T$ близки к 0, динамика дифференциального пропускания принимает качественно иной вид, наблюдается переход из области отрицательных значений $\Delta T/T$ в область положительных значений на субпикосекундных временах, но низкое соотношение сигнал-шум не позволяет получить достоверных времен (рис. 2b, вставка). В спектральной области, где $\Delta T/T < 0$, динамика также описывается характерными для золота процессами.

Для других плотностей энергии импульса накачки вид зависимости $\Delta T/T(\tau)$ качественно сохраняется, но изменяются характерные времена (рис. 3b). В спектральных окрестностях плазмонных резонансов и в области межзонного перехода наблюдается замедление релаксации $\Delta T/T$ с увеличением J (рис. 3b, вставка). Это изменение связано с зависимостью времени электрон-фононной релаксации от температуры кристаллической решетки [27, 41]. В спектральной окрестности существования волноводной моды замедление динамики дифференциального пропускания с увеличением J становилось более выраженным, наблюдалось увеличение τ_1, τ_2 и τ_3.

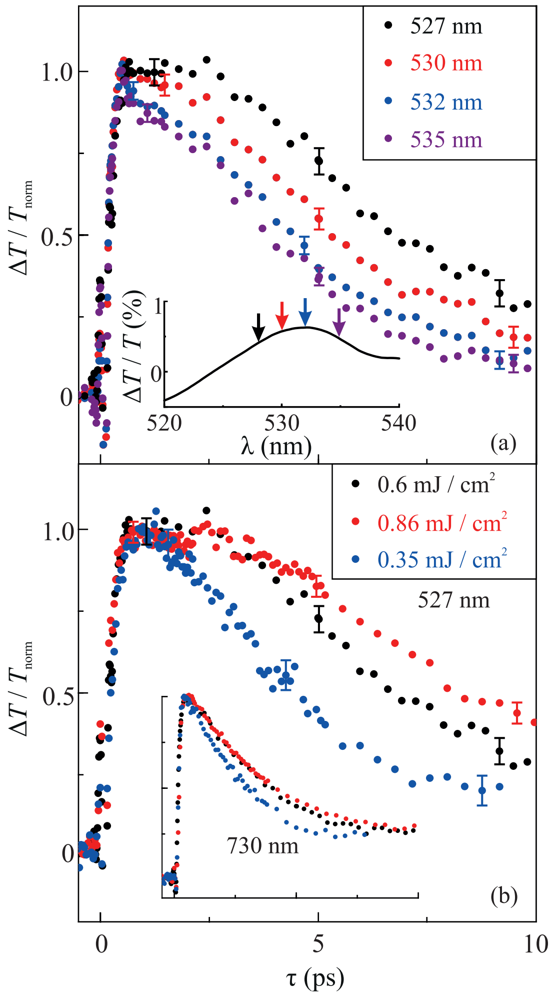

Рис. 3. (Цветной онлайн) (a) – Нормированные на максимум сечения $\Delta T/T(\tau)$ на различных длинах волн в окрестности КВМ; на вставке – спектр $\Delta T/T(\lambda)$ вблизи КВМ и положение рассматриваемых длин волн. (b) – Сечения $\Delta T/T(\tau)$ на длине волны 527 нм для различных плотностей энергии; на вставке – нормированное сечение $\Delta T/T(\tau)$ на длине волны 730 нм для тех же плотностей энергии

Также были измерены зависимости $\Delta T/T(J)$ при фиксированных временах задержек (рис. 4). В окрестности дипольного плазмонного резонанса наблюдалась ожидаемая линейная зависимость от плотности энергии для всех исследованных времен

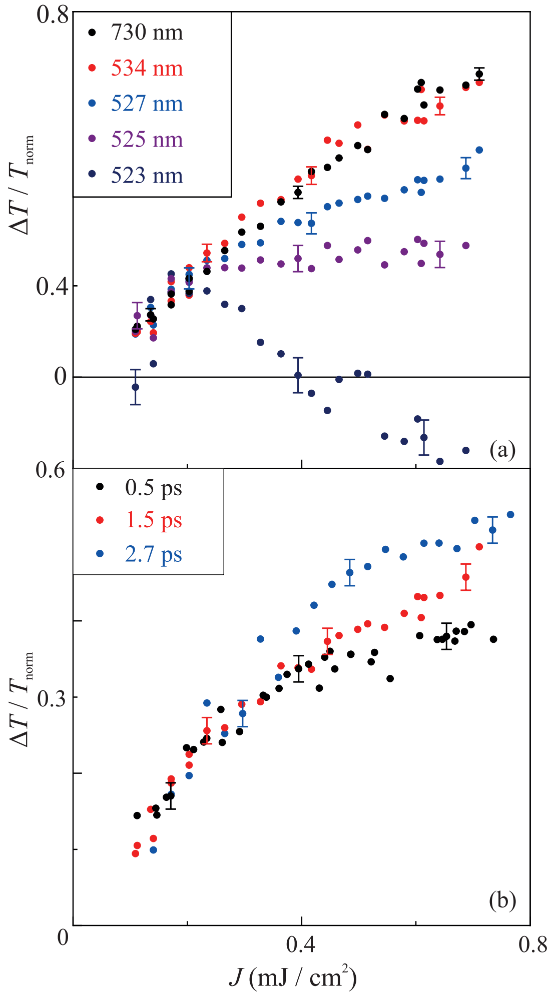

Рис. 4. (Цветной онлайн) (a) – Зависимость нормированного на линейный участок дифференциального пропускания от плотности мощности $\Delta T/T(J)$ вблизи дипольного ППР (черные точки) и вблизи КВМ для различных длин волн. (b) – Зависимость нормированного на линейный участок дифференциального пропускания от плотности мощности $\Delta T/T(J)$ для различных времен задержки в окрестности КВМ на длине волны 527 нм

задержек [38, 26]. В остальных спектральных областях также наблюдалась линейная зависимость, за исключением области КВМ. В ее окрестности $\Delta T/T$ росло с увеличением J медленнее, чем линейно. Отличие от линейной зависимости проявлялось больше всего для коротких времен задержки (рис. 4b). Как и зависимость $\Delta T/T(\tau)$, $\Delta T/T(J)$ меняется в узком спектральном окне в окрестности существования КВМ (рис. 4a): при изменении длины волны от 530 нм в сторону уменьшения зависимость $\Delta T/T(J)$ сильнее отклоняется от линейной. В области, где дифференциальное пропускание близко к нулю, зависимость от мощности имеет экстремум и меняет знак, а в области отрицательных значений $\Delta T/T$ зависимость становится линейной. Для сравнения различных зависимостей $\Delta T/T(J)$ нормировка на рис. 4 производилась на линейную часть так, чтобы $\Delta T/T_{\mathrm{norm}}$ при малых плотностях энергий совпадало для всех зависимостей.

Таким образом, в данной работе экспериментально обнаружена аномальная пикосекундная динамика оптического пропускания гибридной метаповерхности Au-Bi:YIG в узком спектральном окне, соответствующем возбуждению пучком зонда квазиволноводной моды. Исследуемая мультирезонансная структура обладает модами, различными по своей природе и областям локализации. Плазмонные моды локализованы внутри и вблизи наносфер, поэтому доминирующий вклад в динамику $\Delta T/T$ дает изменение диэлектрической проницаемости золота. Так как провал в спектре дифференциального пропускания связан с межзонным переходом в золоте, динамика $\Delta T/T$ на этих длинах волн также определяется процессами в золоте. В свою очередь, квазиволноводная мода локализована в слое граната, поэтому изменение состояния граната сильнее отразится на ней, чем на остальных особенностях в спектре. Зондирование вблизи квазиволноводной моды позволяет обнаружить процесс, который не проявлялся вблизи других резонансов: дифференциальное пропускание демонстрирует зависимости $\Delta T/T(\tau)$ и $\Delta T/T(J)$, качественно отличные от кривых, полученных для остального спектрального диапазона. Помимо изменения состояния граната, другой возможный механизм наблюдаемых отличий заключается в изменении геометрии волновода за счет теплового расширения золотых наносфер.

Работа поддержана грантом Российского научного фонда # 22-22-00856.

Для характеризации образцов использовалось оборудование, предоставленное по программе развития МГУ (соглашение # 102 от 14.02.2022).

---

1. A. I. Kuznetsov, A. E. Miroshnichenko, M. L. Brongersma, Y. S. Kivshar, B. S. Luk'yanchuk, Sciense **354**, aag2472 (2016).
2. M. R. Shcherbakov, S. Liu, V. V. Zubyuk, A. Vaskin, P. P. Vabishchevich, G. Keeler, T. Pertsch, T. V. Dolgova, I. Staude, I. Brener, and A. A. Fedyanin, Nat. Commun. **8**, 17 (2017).
3. N. Meinzer, W. L. Barnes, and I. R. Hooper, Nature Photon. **8**, 889 (2014).
4. D. Rodrigo, A. Tittl, N. Ait-Bouziad, A. John-Herpin, O. Limaj, C. Kelly, D. Yoo, N. J. Wittenberg, S.-H. Oh,

H. A. Lashuel, and H. Altug, Nat. Commun. **9**, 2160 (2018).

5. D. Ray, T. V. Raziman, C. Santschi, D. Etezadi, H. Altug, and O. J. F. Martin, Nano Lett. **20**, 8752 (2020).
6. Z. Wang, Y. Xiao, K. Liao, T. Li, H. Song, H. Chen, S. M. Z. Uddin, D. Mao, F. Wang, Z. Zhou, B. Yuan, W. Jiang, N. K. Fontaine, A. Agrawal, A. E. Willner, and X. Hu, Nanophotonics **11**, 3531 (2022).
7. A. S. Ustinov, A. S. Shorokhov, and D. A. Smirnova, JETP Lett. **114**, 719 (2021).
8. S. Makarov, A. Furasova, E. Tiguntseva, A. Hemmetter, A. Berestennikov, A. Pushkarev, A. Zakhidov, and Y. Kivshar, Adv. Opt. Mater. **7**, 1800784 (2019).
9. C. Wu, H. Yu, S. Lee, R. Peng, I. Takeuchi, and M. Li, Nat. Commun. **12**, 1 (2021).
10. X. Zhang, Y. Zhou, H. Zheng, A. E. Linares, F. C. Ugwu, D. Li, H.-B. Sun, B. Bai, and J. G. Valentine, Nano Lett. **21**, 8715 (2021).
11. K. I. Okhlopkov, A. Zilli, A. Tognazzi, D. Rocco, L. Fagiani, E. Mafakheri, M. Bollani, M. Finazzi, M. Celebrano, M. R. Shcherbakov, C. D. Angelis, and A. A. Fedyanin, Nano Lett. **21**, 10438 (2021).
12. F. Qin, L. Ding, L. Zhang, F. Monticone, C. C. Chum, J. Deng, S. Mei, Y. Li, J. Teng, M. Hong, S. Zhang, A. Alu, and C.-W. Qiu, Sci. Adv. **2**, e1501168 (2016).
13. А.Д. Гартман, А.С. Устинов, А.С. Шорохов, А.А. Федянин, Письма в ЖЭТФ **114**, 509 (2021).
14. S. Lepeshov and A. Krasnok, Nat. Nanotechnol. **16**, 615 (2021).
15. D. O. Ignatyeva, D. M. Krichevsky, V. I. Belotelov, F. Royer, S. Dash, and M. Levy, J. Appl. Phys. **132**, 100902 (2022).
16. A. V. Chetvertukhin, A. I. Musorin, T. V. Dolgova, H. Uchida, M. Inoue, and A. A. Fedyanin, J. Magn. Magn. Mater. **383**, 110 (2015).
17. 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).
18. S. Abdollahramezani, O. Hemmatyar, M. Taghinejad, H. Taghinejad, Y. Kiarashinejad, M. Zandehshahvar, T. Fan, S. Deshmukh, A. A. Eftekhar, W. Cai, E. Pop, M. A. El-Sayed, and A. Adibi, Nano Lett. **21**, 1238 (2021).
19. V. Zubyuk, L. Carletti, M. Shcherbakov, and S. Kruk, APL Mat. **9**, 060701 (2021).
20. P. A. Shafirin, V. V. Zubyuk, A. A. Fedyanin, and M. R. Shcherbakov, Nanophotonics **11**, 4053 (2022).
21. A. Basiri, Md Z. E. Rafique, J. Bai, S. Choi, and Y. Yao, Light Sci. Appl. **11**, 102 (2022).
22. Y. Wu, L. Kang, H. Bao, and D. H. Werner, ACS Phot. **7**, 2362 (2020).
23. M. Mayer, M. J. Schnepf, T. A. F. König, and A. Fery, Adv. Opt. Mater. **7**, 1800564 (2019).
24. J. Wang, A. Coillet, O. Demichel, Z. Wang, D. Rego, A. Bouhelier, P. Grelu, and B. Cluzel, Light Sci. Appl. **9**, 50 (2020).
25. V. G. Kravets, A. V. Kabashin, W. L. Barnes, and A. N. Grigorenko, Chem. Rev. **118**, 5912 (2018).
26. C.-K. Sun, F. Vallée, L. H. Acioli, E. P. Ippen, and J. G. Fujimoto, Phys. Rev. B **50**, 15337 (1994).
27. R. Groeneveld, R. Sprik, and A. D. Lagendijk, Phys. Rev. B **51**, 11433 (1995).
28. N. Del Fatti, R. Bouffanais, F. Vallée, and C. Flytzanis, Phys. Rev. Lett. **81**, 922 (1998).
29. I. A. Novikov, M. A. Kiryanov, P. K. Nurgalieva, A. Yu. Frolov, V. V. Popov, T. V. Dolgova, and A. A. Fedyanin, Nano Lett. **20**, 8615 (2020).
30. 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).
31. G. V. Hartland, Chem. Rev. **111**, 3858 (2011).
32. H. Harutyunyan, A. B. F. Martinson, D. Rosenmann, L. K. Khorashad, L. V. Besteiro, A. O. Govorov, and G. P. Wiederrecht, Nat. Nanotechnol. **10**, 770 (2015).
33. J. Guan, J. E. Park, S. Deng, M. J. H. Tan, J. Hu, and T. W. Odom, Chem. Rev. **122**, 15177 (2022).
34. Á. Barreda, F. Vitale, A. E. Minovich, C. Ronning, and I. Staude, Adv. Photonics Res. **3**, 2100286 (2022).
35. M. G. Barsukova, A. I. Musorin, A. S. Shorokhov, and A. A. Fedyanin, APL Photonics **4**, 016102 (2019).
36. R. Rosei, F. Antonangeli, and U. M. Grassano, Surf. Sci. **37**, 689 (1973).
37. M. Guerrisi, R. Rosei, and P. Winsemius, Phys. Rev. B **12**, 557 (1975).
38. T. Stoll, P. Maioli, A. Crut, and F. Vallée, Eur. Phys. J. B **87**, 1 (2014).
39. N. Del Fatti, C. Voisin, M. Achermann, S. Tzortzakis, D. Christofilos, and F. Vallée, Phys. Rev. B **61**, 16956 (2000).
40. С. И. Анисимов, Б. Л. Капелиович, Т. Л. Перельман, ЖЭТФ **66**, 776 (1974).
41. S.-S. Wellershoff, J. Hohlfeld, J. Güdde, and E. Matthias, Appl. Phys. A **69**, S99 (1999).