

Визуализация изочастотных контуров сильно локализованных волноводных мод в планарных диэлектрических структурах

Д. В. Пермяков⁺ 1), И. С. Синев⁺, С. К. Сычев⁺, А. С. Гудовских*, А. А. Богданов⁺, А. В. Лавриненко^{+#},
А. К. Самусев⁺

⁺ Университет ИТМО, 199034 Санкт-Петербург, Россия

* Санкт-Петербургский Академический университет РАН, 194021 Санкт-Петербург, Россия

DTU Fotonik, Technical University of Denmark, DK-2800 Kongens Lyngby, Denmark

Поступила в редакцию 9 ноября 2017 г.

Предложена экспериментальная методика изучения дисперсионных свойств оптических поверхностных и волноводных мод в планарных структурах. Экспериментальная установка представляет собой микроскоп с высокоапертурным объективом и линзой твердой иммерсии в форме полусферы из селенида цинка, приводимой в контакт с поверхностью образца. При этом регистрация отражения от образца проводится в задней фокальной плоскости системы. Такая конфигурация позволяет исследовать в видимом и ближнем инфракрасном спектральных диапазонах сильно локализованные состояния с эффективным показателем преломления до 2.25. На примере тонкого слоя кремния, нанесенного на стеклянную подложку, продемонстрирована возможность визуализации изочастотных контуров с поляризационным разрешением и восстановления дисперсии мод волновода в зависимости от направления их распространения.

DOI: 10.7868/S0370274X18010034

1. Введение. Планарные фотонные структуры составляют основу современной оптоэлектроники. К их числу относятся дифракционные решетки, различные фотонно-кристаллические пластины, мембраны, волноводные структуры и метаповерхности – двумерный аналог метаматериалов [1–4]. Основной характеристикой таких структур является спектр их собственных мод, который в общем случае состоит из волноводных, поверхностных и резонансных состояний (утекающих мод). Резонансные состояния могут быть исследованы в экспериментах по измерению спектров пропускания [5], отражения [6], поглощения [7] или люминесценции [8]. Волноводные и поверхностные моды²⁾ в таких экспериментах себя не обнаруживают, так как их дисперсионные кривые лежат ниже световой линии. Поэтому для возбуждения мод используются призмы с высоким показателем преломления, дифракционные решетки, резонансные оптические антенны или шероховатости на поверхности [9].

Анизотропия планарных фотонных структур приводит к зависимости дисперсии локализованных состояний от направления их распространения,

что позволяет реализовать необычные режимы распространения волн, например, каналирование, отрицательное преломление или однонаправленное распространение [10, 11]. Такие эффекты можно наглядно объяснить в терминах изочастотных контуров, так как они определяют зависимость групповой скорости волны $\mathbf{v}_g = \nabla_{\mathbf{k}}\omega$ от направления распространения и, как следствие, форму волновых фронтов. Поэтому важной задачей экспериментальной оптики является визуализация изочастотных контуров состояний, возбуждаемых в таких структурах.

Одним из возможных решений может быть использование метода микроскопии задней фокальной плоскости (также называемой Фурье-микроскопией). Регистрация сигнала в задней фокальной плоскости оптической системы позволяет визуализировать диаграммы направленности излучения одиночных источников [12] и характеризовать зонную структуру фотонных кристаллов [13]. При использовании иммерсионных объективов становится возможным наблюдать и диаграммы направленности локализованных состояний, находящихся под световым конусом воздуха. В частности, метод микроскопии задней фокальной плоскости был успешно применен в установке микроскопии утечки излучения для наблюдения диаграмм направленности поверхностных плазмон-

¹⁾ e-mail: d.permyakov@metalab.ifmo.ru

²⁾ Для краткости для волноводных и поверхностных мод мы будем использовать термин локализованные состояния.

поляритонов, возбуждаемых из-за дефектов на тонких пленках металла [14, 15]. Однако в этом случае максимальный волновой вектор наблюдаемых поверхностных волн ограничен числовой апертурой используемого иммерсионного объектива, а чаще – показателем преломления подложки, через которую происходит утечка излучения. В результате, подобные установки не позволяют получать информацию о локализованных модах с волновым вектором выше $(1.4-1.6)k_0$, где k_0 – волновой вектор света в вакууме. Для наблюдения состояний с сильной локализацией (т.е. с большими волновыми векторами в плоскости структуры) может быть также использован метод сканирующей ближнепольной микроскопии [16, 17], который, однако, технически гораздо более сложен.

Увеличение эффективной числовой апертуры оптической системы возможно за счет использования так называемых линз твердой иммерсии [18]. Такая линза представляет собой элемент из прозрачного материала, обычно имеющий форму полусферы, который помещается между объективом и исследуемым образцом и приводится в контакт с поверхностью последнего, как проиллюстрировано на рис. 1. При использовании с обычным сухим объективом линза может увеличивать эффективную числовую апертуру системы в n раз, где n – показатель преломления материала линзы. Идея использования таких элементов в системах микроскопии была впервые предложена в работе [18]. С тех пор линзы твердой иммерсии получили широкое применение. В первую очередь, они используются как устройства для улучшения фокусировки световых пучков для приложений в лазерной литографии [19] и формировании изображений со сверхвысоким пространственным разрешением [20–22], а также для наблюдения люминесценции одиночных источников в геометрии полного внутреннего отражения (ПВО) [23, 24]. Кроме того, было предложено использовать линзы твердой иммерсии в системах микроскопии задней фокальной плоскости [25], что позволило наблюдать диаграммы направленности поверхностных плазмон-поляритонов, возбуждаемых на границе тонких металлических пленок, однако числовая апертура таких систем оставалась сравнительно небольшой.

В нашей работе мы предлагаем использовать аналогичную схему, совмещающую микроскопию задней фокальной плоскости и твердую иммерсию, для визуализации изочастотных контуров локализованных мод, возбуждаемых в планарных волноводах и метаповерхностях. Благодаря использованию миниатюрной (диаметр 3 мм) линзы из ZnSe ($n_{\text{ZnSe}} = 2.54$ при $\lambda = 700$ нм [26]) в предложенной схеме дости-

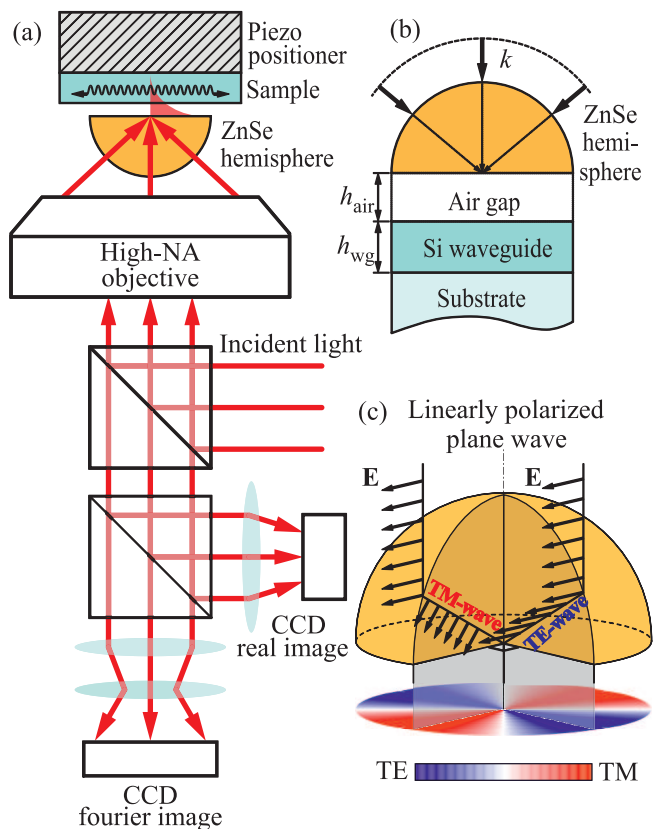


Рис. 1. (Цветной онлайн) (а) – Общая схема экспериментальной установки для наблюдения поверхностных волн. (б) – Схематичное представление образца, приведенного в контакт с ZnSe призмой. Воздушный зазор h_{air} может варьироваться с помощью пьезопозиционера в диапазоне от нескольких микрометров до ≈ 20 нм. Система настраивается таким образом, чтобы фокус объектива находился в центре плоской части полусферической линзы. (с) – Схема, иллюстрирующая распределение поляризации возбуждающего излучения в задней фокальной плоскости объектива для линейной поляризации пучка засветки. Разные точки в задней фокальной плоскости соответствуют разным углам падения лучей на образец

гается большая эффективная числовая апертура (около 2.25 в зависимости от диапазона частот, в котором проводятся измерения), позволяющая получать информацию о модах с высоким эффективным показателем преломления. Важной особенностью установки является возможность характеристики дисперсии поверхностных волн в зависимости от направления распространения. Мы демонстрируем функциональность разработанной нами установки на примере волновода из аморфного кремния. Мы визуализируем изочастотные контуры волноводных мод в такой системе с поляризационным разреше-

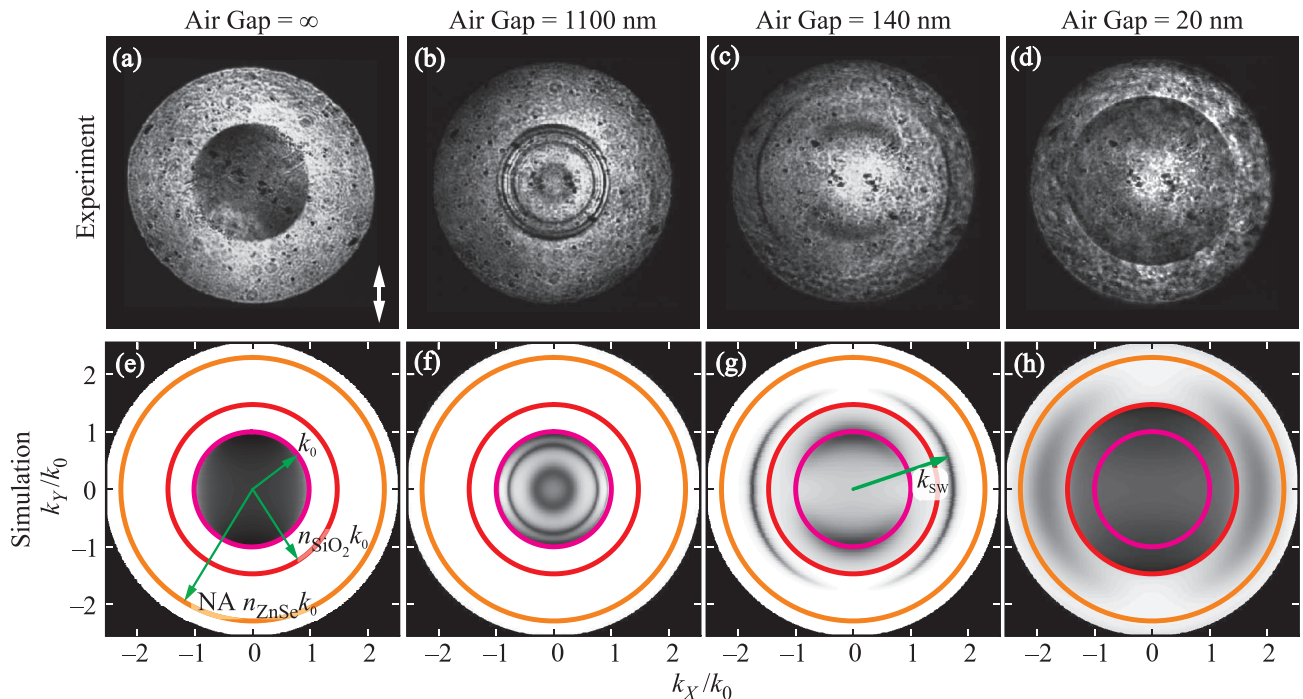


Рис. 2. (Цветной онлайн) (a)–(d) – Изображения отражения от плоской границы линзы твердой иммерсии в задней фокальной плоскости оптической системы для различных значений воздушного зазора между линзой и планарным кремниевым волноводом. Длина волны возбуждения $\lambda = 700$ нм, поляризация отмечена стрелкой на рисунке (a). (e)–(h) – Численный расчет отражения от слоистой структуры (ZnSe/воздушный зазор/Si волновод/кварцевая подложка), представленный в осях волновых векторов волны, падающей из ZnSe

нием и из полученных данных восстанавливаем их законы дисперсии.

2. Методы. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1a, она сочетает в себе высокоапертурный объектив с длинным рабочим отрезком (Mitutoyo, M Plan Apo HR, 100 \times , 0.9 NA) и полусферическую линзу из ZnSe малого размера (диаметр основания 3 мм). За счет этого становится возможным фокусировать свет на плоской поверхности линзы, что позволяет проводить измерения отражения в геометрии нарушенного ПВО. Эффективная числовая апертура системы при этом возрастает относительно числовой апертуры используемого объектива пропорционально показателю преломления ZnSe полусферы. В нашем случае эта величина составила приблизительно 2.25.

Важным параметром, определяющим эффективность возбуждения (силу связи) мод образца, наблюдаемых в геометрии нарушенного ПВО, является воздушный зазор между линзой твердой иммерсии и образцом. В эксперименте он изменялся с помощью пьезоподвижки, прижимающей образец к линзе (см. рис. 1a). Благодаря этому, воздушный зазор контролировался с высокой точностью, и в условиях максимального прижатия образца к призме достигал ве-

личины порядка 20 нм, что определялось путем сравнения экспериментальных карт отражения с численным моделированием.

Для исследования зависимости формы изочастотных контуров от длины волны возбуждающего пучка мы использовали источник лазерного суперконтинуума (Fianium WhiteLase SC400-6), сопряженный с акустооптическим фильтром Fianium AOTF. Эта система позволяет получать узкоспектральный лазерный пучок с перестраиваемой длиной волны в диапазоне 600–1050 нм, который заводился в оптическую схему через неполяризующий делитель пучка (см. рис. 1a). Чтобы обеспечить симметричное распределение интенсивности пучка в плоскости входного зрачка объектива, лазерный пучок подвергался дополнительной пространственной фильтрации через одномодовое оптическое волокно. Свет, отраженный от плоской поверхности иммерсионной линзы, регистрировался в канале сбора одновременно в плоскости реального изображения и в плоскости, сопряженной с задней фокальной плоскостью объектива.

На рис. 2 приведены примеры изображений задней фокальной плоскости системы для различных воздушных зазоров между линзой и планарным

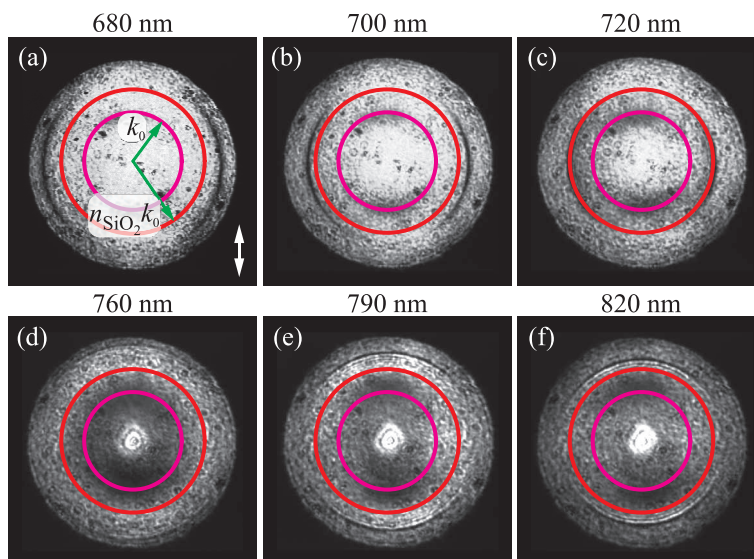


Рис. 3. (Цветной онлайн) Распределения интенсивности отражения от планарного кремниевого волновода в задней фокальной плоскости системы с линзой твердой иммерсии, полученные при фиксированном воздушном зазоре ($h_{\text{air}} \approx 140$ нм) между линзой и образцом на различных длинах волн. Поляризация возбуждающего излучения отмечена стрелкой на панели (a)

кремниевым волноводом (210 нм аморфного кремния на подложке из плавленного кварца). При приближении волновода к линзе распределение интенсивности отражения в задней фокальной плоскости меняется. На большом удалении наблюдается обычная картина невозмущенного ПВО, представляющая собой кольцо с внутренним радиусом, соответствующим волновому вектору света в воздухе (рис. 2a). Затем на расстояниях порядка нескольких микрометров в области внутри кольца ПВО из-за интерференции в зазоре между линзой и образцом начинают наблюдаться кольца Ньютона (рис. 2b). При дальнейшем уменьшении расстояния проявляется режим нарушенного ПВО, в котором наблюдаются волноводные моды структуры (рис. 2c). Наконец, на расстояниях порядка нескольких десятков нанометров видно кольцо, соответствующее полному внутреннему отражению между ZnSe и подложкой (рис. 2d).

Для моделирования наблюдаемых карт отражения в задней фокальной плоскости оптической системы мы использовали метод матриц переноса [27]. Расчет проводился отдельно для ТЕ- и ТМ-поляризованных мод. Итоговые карты были получены из формулы (1). Сравнение результатов моделирования для планарного кремниевого волновода (см. нижний ряд рис. 2) с экспериментальными картинками отражения показывает отличное соответствие.

3. Восстановление дисперсии волноводных мод. Благодаря тому, что при измерениях использо-

вался линейно поляризованный свет, в картах отражения в зависимости от длины волны наблюдались ТЕ- и ТМ-поляризованные моды (рис. 3). В простейшем случае планарного волновода дисперсия волноводных мод не зависит от направления их распространения, поэтому информацию о ней легко можно извлечь из измеренных картин отражения, произведя свертку распределения сигнала в задней фокальной плоскости с функцией распределения поляризации падающей волны. Функция распределения поляризации $|P\rangle$ для линейно поляризованного пучка имеет простую форму

$$|P\rangle = \sin^2(\varphi)|TE\rangle + \cos^2(\varphi)|TM\rangle, \quad (1)$$

где φ – угол между направлением поляризации параллельного пучка засветки и радиус-вектором данной точки в задней фокальной плоскости системы. Эта зависимость проиллюстрирована на рис. 1c. Для наиболее наглядного представления дисперсионных кривых мы использовали следующее преобразование измеряемого сигнала отражения $I(\omega, k, \varphi)$:

$$F(\omega, k) = 4 \frac{\int_0^{2\pi} I(\omega, k, \varphi) \cos^2(\varphi) d\varphi}{\int_0^{2\pi} I(\omega, k, \varphi) d\varphi} - 2. \quad (2)$$

В этом случае $F(\omega, k) = 0$ соответствует отсутствию модуляции сигнала отражения от угла, $F(\omega, k) = 1$ соответствует возбуждению ТМ-поляризованной моды, $F(\omega, k) = -1$ – возбуждению ТЕ-поляризованной

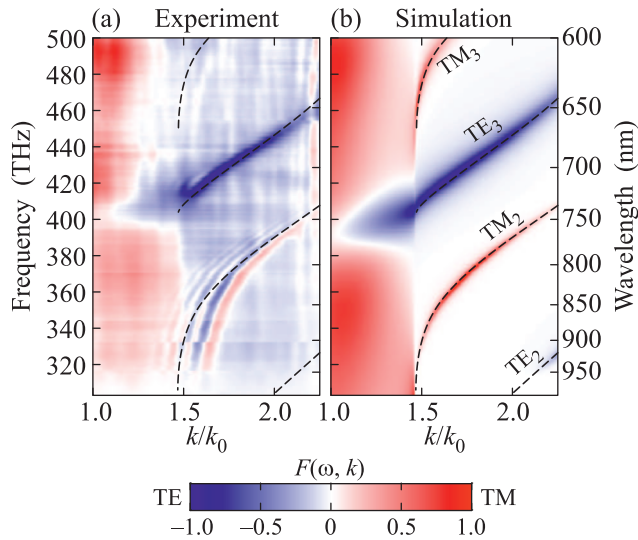


Рис. 4. (Цветной онлайн) Дисперсионные зависимости TE- и TM-мод планарного кремниевого волновода, восстановленные из карт отражения в пространстве волновых векторов экспериментальных данных (а) и результатов численного моделирования методом матриц переноса (б) для воздушного зазора 140 нм

моды. Результаты обработки экспериментальных данных отражения в зависимости от длины волны представлены на рис. 4а. Чтобы восстановить соответствие между наблюдаемыми провалами в картах отражения и модами планарного волновода, аналогичным образом были обработаны и данные численного моделирования отражения. Результат обработки приведен на рис. 4б и показывает хорошее соответствие с измеренными данными. В исследуемом спектральном диапазоне как в экспериментальной, так и в численной картах $F(\omega, k)$ ярко проявляются две волноводные моды с различными поляризациями. Аналитическое моделирование также позволяет определить индексы наблюдаемых волноводных мод, которые обозначены на рис. 4 пунктирными линиями. Небольшое отличие экспериментальных значений $F(\omega, k)$ от нуля в области волновых векторов выше $1.5k_0$ связано с небольшой анизотропией распределения интенсивности в пучке засветки после пространственной фильтрации оптическим волокном. Кроме того, осцилляции, наблюдаемые в восстановленном сигнале на низкочастотной TM-моды, связаны с хроматическими aberrациями объектива, которые возрастают по мере удаления от его рабочего спектрального диапазона (400–800 нм).

4. Заключение. Таким образом, в нашей работе мы продемонстрировали возможности установки

микроскопии задней фокальной плоскости, в которой в качестве основного оптического элемента выступает высокоапертурный объектив, совмещенный с линзой твердой иммерсии, для визуализации изочастотных контуров локализованных состояний в планарных структурах. В отличие от стандартных методов наблюдения поверхностных волн методом спектроскопии отражения в геометрии нарушенного полного внутреннего отражения, такая установка позволяет одновременно получать информацию о характеристиках поверхностных состояний или волноводных мод, распространяющихся во всех направлениях. При этом эффективные показатели преломления наблюдаемых локализованных состояний могут достигать значений 2.25 в видимом спектральном диапазоне при использовании линзы из селенида цинка, что дает решающее преимущество в сравнении с системами с жидкой иммерсией. Разработанная установка предлагается как универсальный инструмент для экспериментальной характеристики локализованных состояний в бурно развивающемся направлении планарной фотоники и метаповерхностей.

Экспериментальные измерения были выполнены при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант # 15-12-20028). Численный расчет был выполнен при финансовой поддержке РФФИ (грант # 17-02-01234).

1. T. Tamir, G. Griffel, and H.L. Bertoni, *Guided-Wave Optoelectronics: Device Characterization, Analysis, and Design*, Springer Science & Business Media (2013).
2. H. A. Haus, *Waves and Fields in Optoelectronics*, Prentice-Hall (1984).
3. F. Bonaccorso, Z. Sun, T. Hasan, and A. Ferrari, *Nat. Photonics* **4**, 611 (2010).
4. K. J. Ebeling, *Integrated Optoelectronics: Waveguide Optics, Photonics, Semiconductors*, Springer Science & Business Media (2012).
5. V. Lousse, W. Suh, O. Kilic, S. Kim, O. Solgaard, and Sh. Fan, *Opt. Express* **12**, 1575 (2004).
6. Z. Liu, S. Tibuleac, D. Shin, P. Young, and R. Magnusson, *Opt. Lett.* **23**, 1556 (1998).
7. A. Christ, S. Tikhodeev, N. Gippius, J. Kuhl, and H. Giessen, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 183901 (2003).
8. N. Ganesh, W. Zhang, P. C. Mathias, E. Chow, J. Soares, V. Malyarchuk, A.D. Smith, and B. T. Cunningham, *Nat. Nanotechnol.* **2**, 515 (2007).
9. S. A. Maier, *Plasmonics: Fundamentals and Applications*, Springer Science & Business Media (2007).

10. A. A. High, R. C. Devlin, A. Dibos, M. Polking, D. S. Wild, J. Perczel, N. P. de Leon, M. D. Lukin, and H. Park, *Nature* **522**, 192 (2015).
11. O. Takayama, A. Bogdanov, and A. V. Lavrinenko, *J. Phys.: Condens. Matter* **29**, 463001 (2017).
12. D. Zhang, R. Badugu, Y. Chen, S. Yu, P. Yao, P. Wang, H. Ming, and J. R. Lakowicz, *Nanotechnology* **25**, 145202 (2014).
13. R. Wagner, L. Heerklotz, N. Kortenbruck, and F. Cichos, *Appl. Phys. Lett.* **101**, 081904 (2012).
14. A. Drezet, A. Hohenau, D. Koller, A. Stepanov, H. Ditlbacher, B. Steinberger, F. R. Aussenegg, A. Leitner, and J. R. Krenn, *Materials Science and Engineering: B* **149**, 220 (2008).
15. I. S. Sinev, A. A. Bogdanov, F. E. Komissarenko, K. S. Frizyuk, M. I. Petrov, K. Frizyuk, and S. Makarov, *Laser Photon. Rev.* **11**, 1700168 (2017).
16. J. Lin, J. B. Mueller, Q. Wang, G. Yuan, N. Antoniou, X. C. Yuan, and F. Capasso, *Science* **340**, 331 (2013).
17. D. Permyakov, I. S. Mukhin, I. Shishkin, A. Samusev, P. A. Belov, and Yu. S. Kivshar, *JETP Lett.* **99**, 622 (2014).
18. S. M. Mansfield and G. Kino, *Appl. Phys. Lett.* **57**, 2615 (1990).
19. L. Ghislain, V. Elings, K. Crozier, S. Manalis, S. Minne, K. Wilder, G. S. Kino, and C. F. Quate, *Appl. Phys. Lett.* **74**, 501 (1999).
20. Q. Wu, G. Feke, R. D. Grober, and L. Ghislain, *Appl. Phys. Lett.* **75**, 4064 (1999).
21. D. R. Mason, M. V. Jouravlev, and K. S. Kim, *Opt. Lett.* **35**, 2007 (2010).
22. L. Wang, M. C. Pitter, and M. G. Somekh, *Opt. Lett.* **36**, 2794 (2011).
23. G. Wrigge, I. Gerhardt, J. Hwang, G. Zumofen, and V. Sandoghdar, *Nat. Phys.* **4**, 60 (2008).
24. Y. Rezus, S. Walt, R. Lettow, A. Renn, G. Zumofen, A. Renn, S. Götzinger, and V. Sandoghdar, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 093601 (2012).
25. J. Zhang, C. See, M. Somekh, M. Pitter, and S. Liu, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 5451 (2004).
26. D. T. F. Marple, *J. Appl. Phys.* **35**, 539 (1964).
27. F. Abeles, *Ann. Phys. (Paris)* **5**, 596 (1950).