

Усиление эффекта Гуса-Хенхен поверхностными волнами в одномерных фотонных кристаллах

В. В. Москаленко*, И. В. Соболева*†, А. А. Федянин*¹⁾

* Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

† Институт физической химии и электрохимии им. А.Н. Фрумкина РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 16 марта 2010 г.

Исследованы условия возбуждения поверхностных электромагнитных волн в одномерных фотонных кристаллах (брэгговских зеркалах). Проведена визуализация поверхностных электромагнитных волн с помощью микроскопии поверхности фотонного кристалла. Экспериментально обнаружено усиление эффекта Гуса-Хенхен при возбуждении поверхностных электромагнитных волн в одномерных фотонных кристаллах. Максимальный сдвиг Гуса-Хенхен составил 30λ при длине волны $\lambda = 532$ нм.

Эффект Гуса-Хенхен представляет собой продольный сдвиг отраженного луча при полном внутреннем отражении относительно положения, определяемого геометрической оптикой (рис.1). Этот эффект был

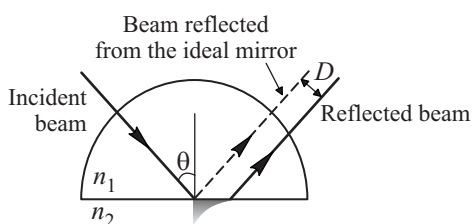


Рис.1. Иллюстрация эффекта Гуса-Хенхен. При полном внутреннем отражении ($n_1 > n_2$) наблюдается продольный сдвиг отраженного луча D

обнаружен в 1943 году Гусом и Хенхен при многолучевой интерференции в стеклянной пластине [1], наблюдаемый сдвиг составил порядка $1-2\lambda$ при длине волны 578 нм. Существует несколько подходов к объяснению эффекта Гуса-Хенхен. Один из них, так называемый фазовый подход [2, 3], основан на возникновении фазового сдвига луча при полном внутреннем отражении. Рассматривая линейно поляризованный луч как ограниченный в пространстве волновой пакет, сдвиг отраженного луча D определяем из уравнений Френеля как

$$D = -\frac{\lambda}{2\pi} \frac{\partial \varphi(\theta)}{\partial \theta}, \quad (1)$$

где λ – длина волны, $\varphi(\theta)$ – фаза комплексного коэффициента отражения, θ – угол падения на границу раздела. Если падающий луч не поляризован, отраженный луч разделяется на две линейно поляризо-

ванные компоненты, так как фаза $\varphi(\theta)$ зависит от поляризации.

Другой подход к объяснению сдвига Гуса-Хенхен был предложен в работе [4]. При полном внутреннем отражении на поверхности диэлектрика возникает экспоненциально затухающее поле. Поток энергии через плоскость, перпендикулярную плоскости падения луча и границе раздела двух сред, не равен нулю, а интенсивности падающего и отраженного лучей одинаковы. В этом случае закон сохранения энергии выполняется только при возникновении сдвига отраженного луча.

Эффект Гуса-Хенхен может быть значительно усилен в поглощающих средах [5–7] или при наличии дополнительного переноса энергии на границе раздела, вызванного распространением поверхностных электромагнитных волн [8, 9]. Примером таких волн могут служить поверхностные плазмон-поляритоны (ППП). В работе [8] экспериментально измерен сдвиг Гуса-Хенхен при отражении от дифракционной металлической решетки вблизи аномалии Вуда при резонансном возбуждении ППП. Максимальная величина сдвига составила 30λ при длине волны падающего света 3.39 мкм. В работе [9] при возбуждении ППП с помощью призмного метода Кречманна наблюдался сдвиг отраженного луча более чем на 50λ при длине волны 632 нм, что соответствует усилению примерно более чем в 10 раз относительно сдвига при полном внутреннем отражении от поверхности диэлектрика.

Большая чувствительность величины сдвига Гуса-Хенхен к характеристикам ППП позволяет использовать этот эффект в оптических сенсорах. Сенсор на ППП основан на зависимости волнового вектора ППП от показателя преломления диэлектрика на границе раздела металл – диэлектрик. Это

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

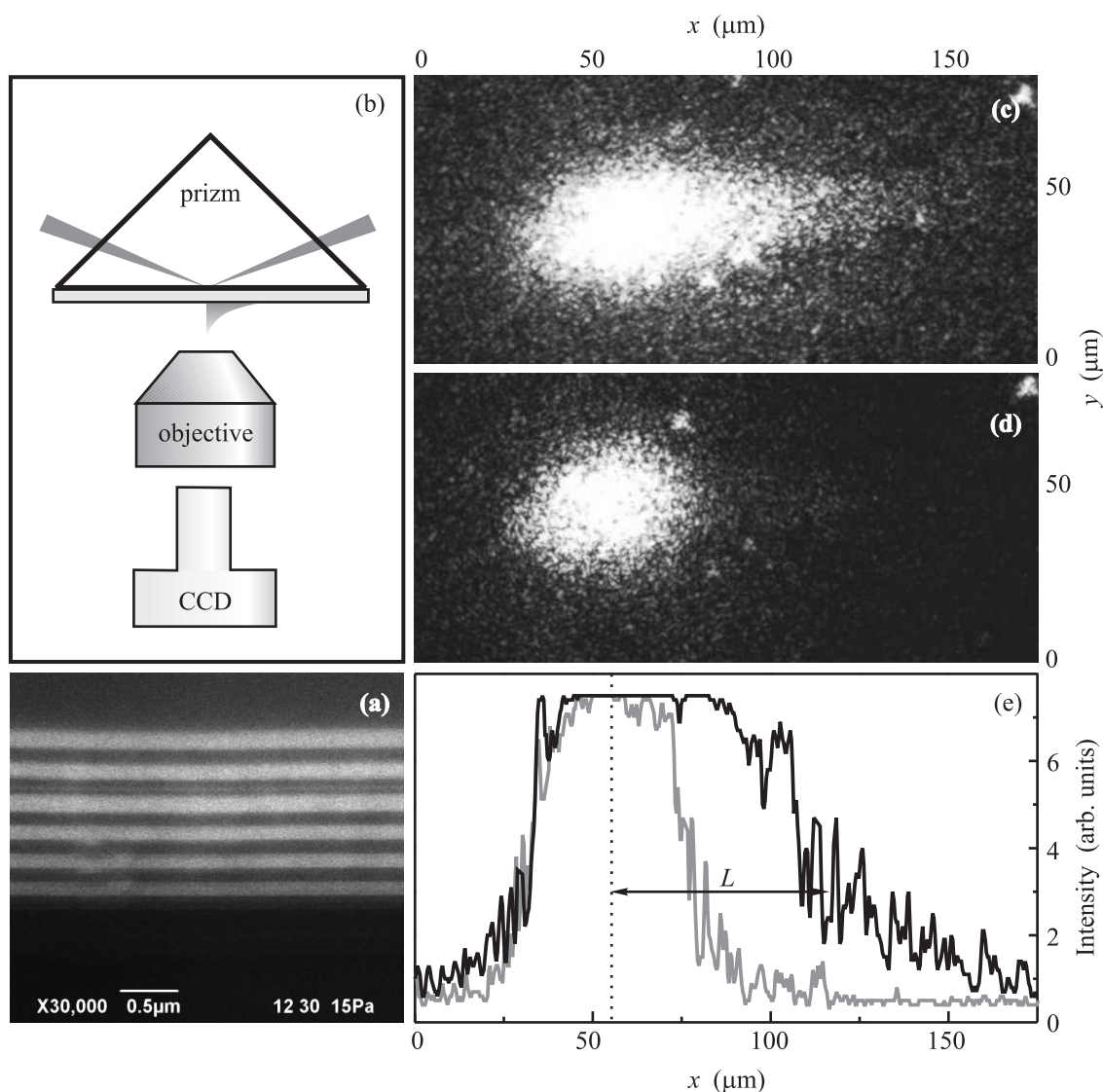


Рис.2. (а) Изображение торца фотонного кристалла, полученное в сканирующем электронном микроскопе. (б). Схема наблюдения возбуждения ПЭВ на поверхности фотонного кристалла методом оптической микроскопии. (с), (d) Микрофотографии поверхности фотонного кристалла при падении *s*- и *p*-поляризованного света, соответственно. (е) Распределение интенсивности вдоль центров пятен для обеих поляризаций падающего излучения

обуславливает чувствительность резонансных условий возбуждения ППП, длины пробега и величины сдвига Гуса-Хенхен от диэлектрического окружения. В работе [10] исследована зависимость сдвига Гуса-Хенхен от коэффициента преломления исследуемой среды при возбуждении ППП в схеме с нарушенным полным внутренним отражением. Чувствительность сенсора составила $1.82 \cdot 10^{-8}$ RIU/нм. Минимальное изменение сдвига Гуса-Хенхен составило 20 нм. Это соответствует разрешению примерно 10^{-8} RIU, что на порядок величины лучше других типов плазмонных сенсоров.

Поверхностные электромагнитные волны (ПЭВ) могут быть возбуждены в фотонных кристаллах. В области частот фотонной запрещенной зоны существуют решения, соответствующие поверхностным электромагнитным волнам [11, 12]. Дисперсионная прямая падающего света в вакууме не пересекается с законом дисперсии ПЭВ, что говорит о невозможности возбуждения ПЭВ при падении света из вакуума. Призмные методы возбуждения ПЭВ позволяют уменьшить наклон дисперсионной кривой света до ее пересечения с дисперсионной кривой ПЭВ. Экспериментальное обнаружение электромагнитных

волн на поверхности фотонных кристаллов было сделано в работе [11].

Поверхностные электромагнитные волны в фотонных кристаллах по своим оптическим свойствам во многом аналогичны плазмон-поляритонам, однако обладают некоторыми особенностями [12]. Во-первых, поляризационные условия возбуждения ПЭВ инвертированы по отношению к поверхностным плазмон-поляритонам, ПЭВ возбуждаются при падении s -поляризованного света. Во-вторых, изменение периода фотонного кристалла позволяет перестраивать длину волны ПЭВ в широком спектральном диапазоне. В-третьих, из-за незначительного поглощения слоев диэлектрика длина свободного пробега ПЭВ в фотонных кристаллах значительно, в 4–5 раз, превышает длину пробега ППП. В работе [13] был теоретически рассмотрен эффект Гуса-Хенхен в двумерных фотоннокристаллических волноводах. Было показано, что благодаря возбуждению волноводных мод, эффект Гуса-Хенхен может быть усилен более чем на порядок величины по сравнению со случаем однократного полного внутреннего отражения от поверхности диэлектрика. Экспериментальное наблюдение эффекта Гуса-Хенхен в фотонных кристаллах до сих пор отсутствует.

В данной работе обнаружено и систематически изучено усиление эффекта Гуса-Хенхен в фотонных кристаллах за счет возбуждения поверхностных электромагнитных волн.

Образцы одномерных фотонных кристаллов (брэгговских зеркал) были получены методом послойного термического напыления и состояли из 6 пар четвертьволновых слоев $\text{SiO}_2/\text{ZrO}_2$ с показателями преломления 1.46 и 1.90, соответственно, напыленных на подложки плавного кварца с показателем преломления 1.46. Период фотонных кристаллов был определен по результатам сканирующей электронной микроскопии торца образца (рис.2а) и составил 250 ± 10 нм. Параметры образцов, рассчитанные с использованием метода матриц распространения, были оптимизированы для возбуждения ПЭВ на внешней поверхности фотонного кристалла при падении s -поляризованного излучения на его внутреннюю поверхность под углом 50° . Возбуждение и регистрация ПЭВ проводились методом нарушенного полного внутреннего отражения в конфигурации Кречманна (рис.2б). Прямоугольная призма из плавного кварца соединялась с подложкой образца фотонного кристалла через водный раствор глицерина, использовавшийся в качестве иммерсионной жидкости. Источником света являлось излучение непрерывного одномодового АИГ- Nd^{3+} -лазера с внутриволновым

удвоением, длиной волны 532 нм, мощностью 10 мВт и угловой расходимостью 2.5 мрад. Лазерный луч фокусировался собирающей линзой с фокусным расстоянием 25.4 мм на поверхность фотонного кристалла в область диаметром порядка 50 мкм. Поляризация входного излучения контролировалась двойным ромбом Френеля и призмой Глана. Угол падения излучения на внутреннюю поверхность фотонного кристалла составлял 50° . Визуализация ПЭВ проводилась по излучению, рассеянному в дальнюю зону, методом оптической микроскопии [12]. Объектив микроскопа с числовой апертурой $\text{NA}=0.28$ фокусировался на поверхность фотонного кристалла, на которой возбуждалась ПЭВ, изображение регистрировалось ПЗС-камерой.

На рис.2с, d изображены микрофотографии поверхности образца фотонного кристалла. При падении s -поляризованного света (рис.2с) на поверхности фотонного кристалла возбуждается ПЭВ, сечение падающего луча приобретает вид кометы, вытянутой по направлению распространения ПЭВ. По длине “хвоста” кометы можно судить о длине свободного пробега ПЭВ. В случае p -поляризации (рис.2d) микрофотография представляет собой картину, характерную для полного внутреннего отражения со светлым пятном – сечением падающего лазерного луча поверхностью фотонного кристалла. На рис.2е представлено распределение интенсивности вдоль центров пятен для обеих поляризаций падающего излучения, показывающее затягивание заднего фронта при возбуждении ПЭВ. Длина пробега ПЭВ L определялась как расстояние между центром пятна p -поляризованного излучения и уровнем $1/e$ заднего фронта пятна s -поляризованного излучения и составила на данном образце ~ 70 мкм.

В идеальных условиях визуализация ПЭВ в дальнем поле невозможна, так как ПЭВ распространяется вдоль границы раздела сред и экспоненциально затухает по нормали к границе. Несмотря на то, что диэлектрические слои фотонного кристалла обладают малым поглощением, длина пробега ПЭВ конечна. Следовательно, в фотонных кристаллах существуют альтернативные механизмы потерь, один из которых связан с рассеянием на шероховатости поверхности фотонного кристалла. Рассеяние происходит как по направлению, перпендикулярному поверхности, так и в плоскости поверхности фотонного кристалла. Свет, рассеянный перпендикулярно поверхности, дает изображение ПЭВ, детектируемое при оптической микроскопии в дальней зоне. Схематичное изображение рассеяния ПЭВ в плоскости поверхности показано на рис.3а. Часть энергии поверхност-

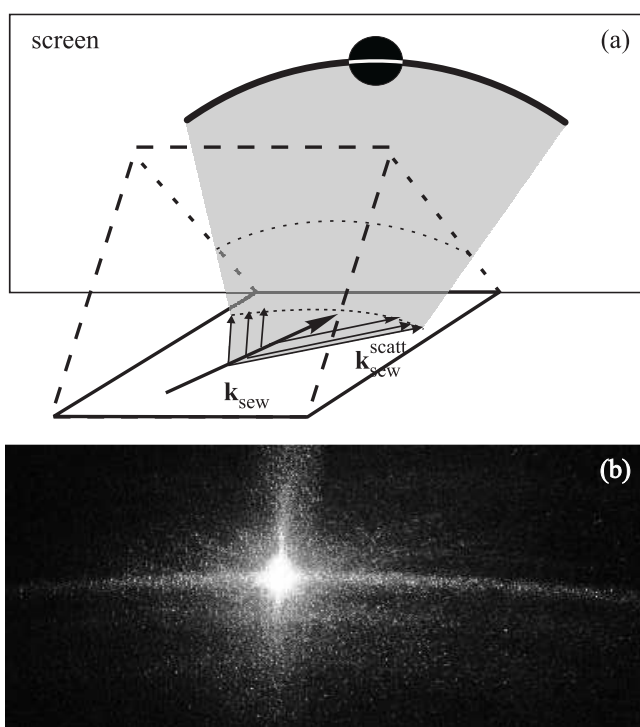


Рис.3. (а) Схематичное изображение рассеяния ПЭВ в плоскости распространения на поверхности фотонного кристалла при использовании призмного метода возбуждения. \mathbf{k}_{sew} – волновой вектор поверхностной моды, \mathbf{k}_{sew}^{scatt} – волновой вектор рассеянной моды. (б) Картина рассеяния ПЭВ в направлении полного внутреннего отражения от фотонного кристалла

ной волны с волновым вектором \mathbf{k}_{sew} рассеивается на микродефектах и переходит в ПЭВ с волновыми векторами \mathbf{k}_{sew}^{scatt} , отличными от первоначального направления \mathbf{k}_{sew} . Рассеянная ПЭВ меняет направление и переизлучается в призму под другим углом. Окончательная картина рассеяния ПЭВ в дальней зоне представляет собой участок дуги, как схематично показано на рис.3а. На рис.3б изображена фотография экрана, визуализирующая рассеяние ПЭВ в плоскости поверхности фотонного кристалла. В центре картины рассеяния находится яркое пятно, представляющее собой часть падающего луча, не перешедшую в ПЭВ и отраженную от поверхности фотонного кристалла в условиях полного внутреннего отражения. Яркая дуга возникает благодаря возбуждению ПЭВ и ее последующему рассеянию в плоскости распространения.

Прямая визуализация эффекта Гуса-Хенхен была проведена с помощью микроскопии ПЭВ, схематически изображенной на рис.4. Падающий через призму лазерный луч возбуждает на поверхности фотонного кристалла ПЭВ, а отраженный в призму луч претер-

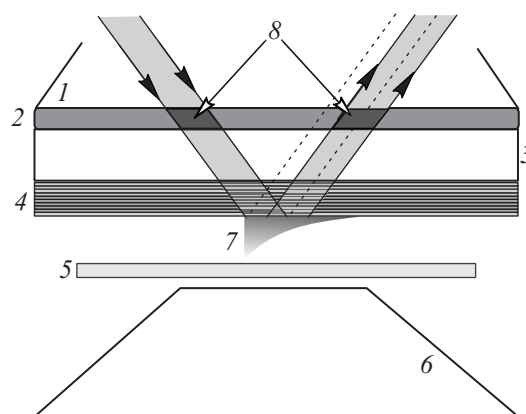


Рис.4. Схема визуализации эффекта Гуса-Хенхен: 1 – призма, 2 – иммерсионное масло с добавлением родамина 6G, 3 – стеклянная подложка с одномерным фотонным кристаллом 4, 5 – оранжевый светофильтр ОС13, 6 – объектив микроскопа, 7 – поверхностная электромагнитная волна, 8 – сечения отраженного и падающего лучей, визуализируемые по фотолюминесценции красителя

певает сдвиг Гуса-Хенхен. При пересечении слоя иммерсионной жидкости, смешанной со спиртовым раствором родамина 6G ($10^{-5}M$) в соотношении 100:1, падающий и отраженный лучи вызывают люминесценцию красителя и могут быть визуализированы через объектив. Для обрезания излучения накачки и получения отчетливой картины флуоресценции перед объективом вставлялся оранжевый светофильтр ОС13. Эффект Гуса-Хенхен проявляется в сдвиге сечения отраженного пятна при падении *s*-поляризованного света относительно положения отраженного луча при падении *p*-поляризованного света. На рис.5а, б приведены микрофотографии сечений луча, отраженного от одномерного фотонного кристалла при падении *s*- и *p*-поляризованного света (пятно флуоресценции падающего луча находится за пределами кадра). Распределение интенсивности флуоресценции в сечении отраженного луча при резонансе (*s*-поляризация, ПЭВ возбуждается) и вне резонанса (*p*-поляризация, ПЭВ не возбуждается) изображено на рис.5с. В случае *p*-поляризации отраженный луч имеет распределение, близкое к гауссову, с максимумом интенсивности в центре пятна. В условиях возбуждения ПЭВ распределение интенсивности флуоресценции становится несимметричным, а максимум интенсивности сдвигается в направлении распространения ПЭВ. Этот сдвиг, равный в рассматриваемом случае ~ 16 мкм (30λ), трактуется как величина сдвига Гуса-Хенхен D .

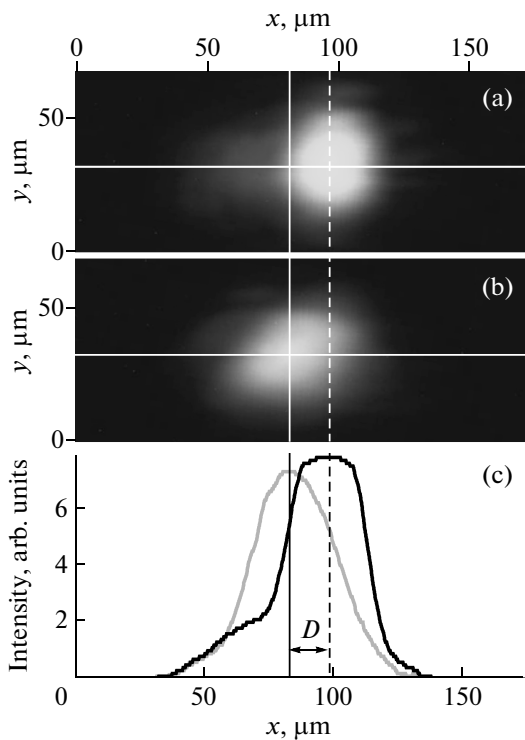


Рис.5. (а), (б) Микрофотографии флуоресценции сечения луча, отраженного от поверхности одномерного фотонного кристалла при возбуждении ПЭВ и при ее отсутствии в случае s - и p -поляризованного излучения накачки, соответственно. (с) Пространственное распределение интенсивности флуоресценции вдоль центров сечений, показывающих сдвиг Гуса-Хенхен D

Сдвиг Гуса-Хенхен при однократном отражении от диэлектрической поверхности составляет порядка длины волны [1, 14]. На поверхности фотонного кристалла измеренная величина сдвига составила 30λ . Таким образом, усиление эффекта Гуса-Хенхен, обусловленное дополнительным продольным переносом энергии в поверхностной электромагнитной волне, составило более одного порядка величины. Сдвиг Гуса-Хенхен, усиленный поверхностными плазмон-поляритонами [8], по порядку величины может быть сравним со сдвигом, полученным на фотонных кристаллах, однако ожидается, что усиление сдвига на фотонных кристаллах может быть еще более значительным. Время жизни поверхностной электромагнитной волны и эффективность преобразования энергии падающего света в ПЭВ могут быть увеличены за счет оптимального подбора параметров фотонного кристалла. Расчеты методом матриц распространения показали, что при увеличении числа пар слоев фотонного кристалла увеличивается длина пробега

поверхностной электромагнитной волны, которая напрямую связана со сдвигом Гуса-Хенхен.

Итак, в статье исследованы механизмы релаксации поверхностных электромагнитных волн в одномерных фотонных кристаллах (брэгговских зеркалах). Показано, что существенным механизмом релаксации является рассеяние поверхностных электромагнитных волн в плоскости образца и в дальнюю зону, что дает возможность их визуализации с помощью оптической микроскопии поверхности фотонного кристалла. Обнаружен и исследован эффект Гуса-Хенхен в одномерных фотонных кристаллах. Получена величина сдвига Гуса-Хенхен, составившая 16 мкм для фотонного кристалла толщиной 12 четвертьволновых диэлектрических слоев. Значения сдвига указывают на существенное, более одного порядка величины, усиление эффекта Гуса-Хенхен в фотонных кристаллах по сравнению со случаем поверхности диэлектрика.

Работа поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований и Министерством образования и науки РФ (госконтракт 02.740.11.0215).

1. F. Goos and H. Hänchen, *Ann. Phys.* **436**, 333 (1947).
2. K. Artmann, *Ann. Phys.* **437**, 87 (1948).
3. K. W. Chiu and J. J. Quinn, *Am. J. Phys.* **40**, 1847 (1972).
4. R. H. Renard, *J. Opt. Soc. Am.* **54**, 1190 (1964).
5. W. J. Wild and C. L. Giles, *Phys. Rev. A* **25**, 2099 (1982).
6. M. Merano, A. Aiello, G. W. t' Hooft et al., *Opt. Express* **15**, 15928 (2007).
7. P. T. Leung, C. W. Chen, and H.-P. Chiang, *Opt. Commun.* **276**, 206 (2007).
8. C. Bonnet, D. Chauvat, O. Emile et al., *Opt. Lett.* **26**, 666 (2001).
9. X. Yin, L. Hesselink, Z. Liu et al., *Appl. Phys. Lett.* **85**, 372 (2004).
10. X. Yin and L. Hesselink, *Appl. Phys. Lett.* **89**, 261108 (2006).
11. W. M. Robertson and M. S. May, *Appl. Phys. Lett.* **74**, 1800 (1999).
12. I. V. Soboleva, E. Descrovi, C. Summonte et al., *Appl. Phys. Lett.* **94**, 231122 (2009).
13. T. Paul, C. Rockstuhl, C. Menzel, and F. Lederer, *Phys. Rev. A* **77**, 053802 (2008).
14. H. Gilles, S. Girard, and J. Hamel, *Opt. Lett.* **27**, 1421 (2002).