

# Замедление света резонансными фотонными кристаллами со сложной элементарной ячейкой

Д. Р. Казанов<sup>1)</sup>, А. В. Пошакинский, Т. В. Шубина

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, 194021 С.-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 2 ноября 2016 г.

После переработки 11 ноября 2016 г.

Обсуждаются особенности распространения и замедления коротких импульсов света (длительностью  $\sim 0.1$ – $2$  пс) в одномерных резонансных фотонных кристаллах с различными типами элементарных ячеек, содержащих несколько квантовых ям. Установлено, что использование структур со сложной элементарной ячейкой позволяет уменьшить групповую скорость экситон-поляритонов при сохранении ширины окна прозрачности. Расчеты показывают возможность замедления импульса света в 50 раз по отношению к распространению в вакууме. Предсказанная задержка импульса составляет 2 пс при затухании всего в 3–5 раз.

DOI: 10.7868/S0370274X17010027

**1. Введение.** В настоящее время оптическая задержка импульсов (медленный свет) представляет особый интерес для эффективной квантовой обработки информации [1]. Замедление импульсов может быть выполнено разными методами [2]. В основном для замедления света используется резкое изменение показателя преломления  $n(\omega)$  в диспергирующих средах, которое уменьшает групповую скорость (см. ссылки в [3]). В частности, такое поведение имеет место в диэлектриках с резонансной линией поглощения, а также в атомных средах с электромагнитно-индуцируемой прозрачностью. Принципиальный недостаток таких систем – это сильное затухание импульса света вблизи резонансной линии и ограничение на ширину входящего импульса (он должен быть равен микросекундам) из-за узкого окна прозрачности. Как следствие, все еще продолжают поиски новых материальных систем, в которых можно реализовывать замедление коротких импульсов света без сильного затухания.

Один из перспективных путей развития – это использование фотонных кристаллов, в которых дисперсия света искажается вблизи частоты брэгговского резонанса и возможно появление мод с малой групповой скоростью [4]. Экспериментально в таких структурах была обнаружена задержка примерно на 2 пс при распространении на длину 10 мкм [5]. Дальнейшее увеличение длины приводит к неприемлемо большим оптическим потерям.

С другой стороны, эффективное замедление света может быть достигнуто вблизи экситонных резонансов [6]. Поэтому особенно перспективными представляются структуры, в которых экситонный и брэгговский резонансы имеют место на близких частотах. В структурах с квантовыми ямами (КЯ), период которых равен половине длины волны света на частоте экситонного резонанса, происходит формирование сверхизлучательной моды, что может приводить к меньшему ослаблению и искажению проходящего импульса света [7]. В периодической структуре с КЯ была продемонстрирована задержка света на 1.4 пс с помощью кросс-корреляционных техник [8]. Было показано теоретически, что замедление света обусловлено наличием в стоп-зоне узкой полосы пропускания, которой можно эффективно управлять, меняя пространственное расположение и параметры КЯ [9]. Ранее замедление света изучалось в простых резонансных фотонных кристаллах, у которых элементарная ячейка содержит одну КЯ. Использование структур со сложной элементарной ячейкой позволяет управлять свойствами фотонных мод в полосе пропускания [10]. В данной статье показывается, что в таких структурах возможны большие задержки при меньшем затухании. Сопоставлены условия прохождения света через структуры с простой элементарной ячейкой и двумя типами сложных элементарных ячеек, формирующих фотонный кристалл. Рассчитаны дисперсии и спектры пропускания, проведено моделирование прохождения импульсов различной длительности через резонансный фотонный кристалл. Показано, что в структурах с КЯ на ос-

<sup>1)</sup>e-mail: kazanovdr@beam.ioffe.ru

нове  $A_2B_6$  возможна реализация задержки пикосекундных импульсов на время, сопоставимое с их длительностью, всего лишь с двукратным ослаблением интенсивности. Ослабление увеличивается при прохождении фемтосекундных импульсов.

**2. Модель и метод расчета.** Рассматривалось прохождение коротких импульсов света через три типа структур, близких к брэгговским (см. рис. 1). Элементарная ячейка структуры типа А содержит

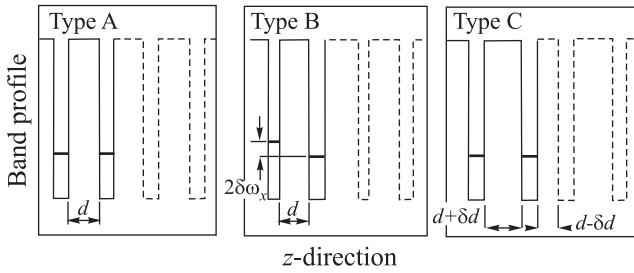


Рис. 1. Элементарные ячейки трех типов рассмотренных структур

одну КЯ. Частота экситонного резонанса  $\omega_x$  в КЯ немного отстроена от частоты брэгговского резонанса  $\omega_B = \pi c / (n_a d_a + n_b d_b)$ . Элементарная ячейка структуры типа В содержит две различные КЯ с различными частотами экситонного резонанса  $\omega_x \pm \delta\omega_x$ . Элементарная ячейка структуры типа С содержит две одинаковые квантовые ямы, однако толщины двух барьерных слоев различны и равны  $d \pm \delta d$ . Расчет проводился с учетом различия показателей преломления КЯ ( $n_a$ ) и барьера ( $n_b$ ), которое приводит к отличному от нуля фоновому коэффициенту отражения света от интерфейса яма-барьер,  $r_{ba} = (n_b - n_a) / (n_b + n_a)$ .

При нормальном падении коэффициенты отражения  $r(\omega)$  и прохождения  $t(\omega)$  через КЯ света с частотой, близкой к частоте экситонного резонанса  $\omega_x$ , выражаются как [11, 12]:

$$r(\omega) = r^{(0)} + r_{\text{exc}}, \quad t(\omega) = t^{(0)} + r_{\text{exc}}, \quad (1)$$

где фоновые коэффициенты отражения и прохождения равны соответственно

$$r^{(0)} = r_{ba} \frac{1 - e^{2i\omega n_a d_a/c}}{1 - r_{ba}^2 e^{2i\omega n_a d_a/c}}, \quad (2)$$

$$t^{(0)} = e^{i\omega n_a d_a/c} (1 - r_{ba} r^{(0)}),$$

а экситонный вклад определяется по формулам

$$r_{\text{exc}} = t^{(0)} \frac{i\bar{\Gamma}_0}{\omega_x - \omega - i(\Gamma + \bar{\Gamma}_0)}, \quad (3)$$

$$\bar{\Gamma}_0 = \frac{1 - r_{ba} e^{i\omega n_a d_a/c}}{1 + r_{ba} e^{i\omega n_a d_a/c}} \Gamma_0.$$

Здесь  $\Gamma_0$  и  $\bar{\Gamma}$  – это радиационное и нерадиационное затухание экситона. Для расчетов мы выбрали материальные параметры, соответствующие квантовым ямам ZnSe/ZnMgSSe, псевдоморфно выращенным на подложке GaAs, для которых  $\hbar\omega_x = 2.8358$  эВ,  $\hbar\Gamma = 0.3$  мэВ,  $\hbar\Gamma_0 = 0.125$  мэВ,  $n_a = 2.9$ ,  $n_b = 2.85$ .

Расчет оптических свойств структур с квантовыми ямами проводился методом матриц переноса. При таком подходе каждый слой в структуре, КЯ или барьер, описывается матрицей переноса  $T$ , связывающей амплитуды электрического поля на левом и правом краях слоя. В базисе волн, бегущих вправо и влево, матрица переноса имеет вид

$$T_{\text{layer}} = \frac{1}{t(\omega)} \begin{bmatrix} t^2(\omega) - r^2(\omega) & r(\omega) \\ -r(\omega) & 1 \end{bmatrix}, \quad (4)$$

где коэффициенты отражения и прохождения  $r(\omega)$  и  $t(\omega)$  для квантовой ямы даются уравнением (2), а для барьера  $r(\omega) = 0$  и  $t(\omega) = e^{i\omega n_b d_b/c}$ . Матрица переноса через несколько слоев есть произведение матриц переноса этих слоев. Дисперсия экситон-поляритонов в бесконечной периодической структуре может быть найдена, используя соотношение

$$\cos(Kd) = \frac{\text{Sp}[T_{\text{period}}(\omega)]}{2}, \quad (5)$$

где  $T_{\text{period}}$  – матрица переноса через один период,  $K$  – волновой вектор поляритона,  $\omega$  – его частота,  $d$  – период структуры. Коэффициенты отражения  $r(\omega)$  и пропускания  $t(\omega)$  через структуру, состоящую из  $N$  периодов, могут быть вычислены из матричного уравнения

$$T^N(\omega) \begin{bmatrix} 1 \\ r(\omega) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t(\omega) \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (6)$$

Для изучения эффекта задержки импульса, было рассмотрено прохождение через структуры импульсов света длительностью  $\delta t = 2$  пс и 100 фс. Спектр импульсов считался гауссовым с центральной частотой  $\omega_0$ :

$$E_{\text{in}}(\omega) \sim e^{-\frac{\delta t^2 (\omega - \omega_0)^2}{2}}. \quad (7)$$

Предполагалось, что в момент  $t = 0$  амплитуда падающего импульса максимальна. В линейном режиме электрическое поле прошедшего импульса определяется как [6, 13]:

$$E_{\text{out}}(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} E_{\text{in}}(\omega) t(\omega) e^{-i\omega t} \frac{d\omega}{2\pi}. \quad (8)$$

**3. Дисперсия брэгговских структур.** На рис. 2 представлены дисперсии структур разного

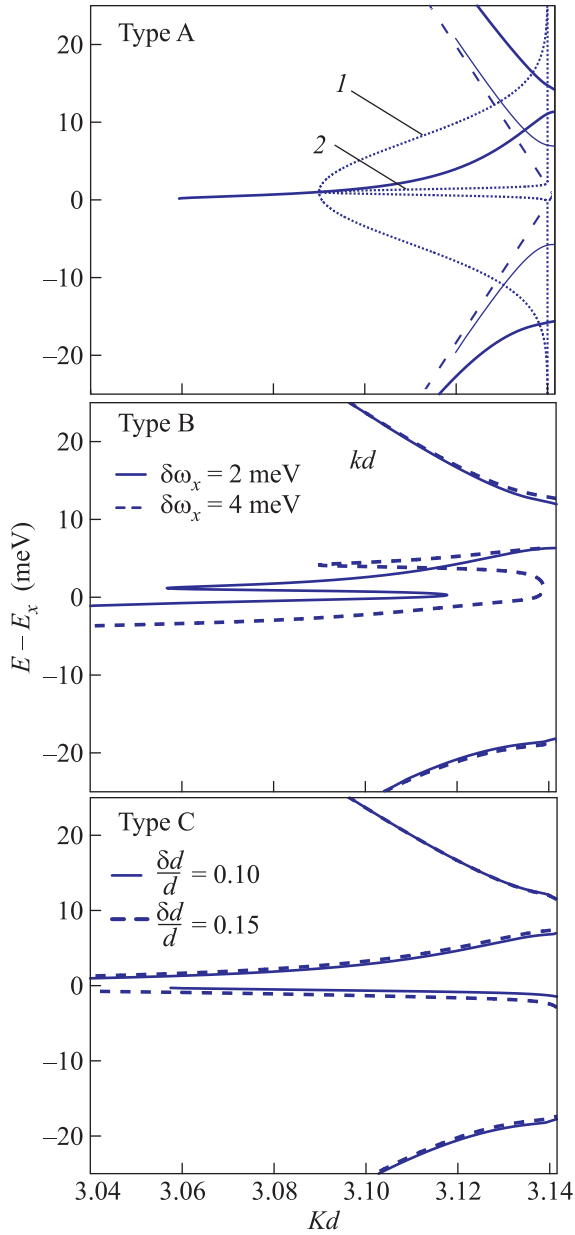


Рис. 2. (Цветной онлайн) Тип А: 1, 2 – спектр падающих импульсов длительностью 100 фс и 2 пс. Пунктирная линия – дисперсия оптических мод без учета экситона ( $\Gamma_0 = 0$ ) и контраста показателей преломления ( $\Delta n = 0$ ). Тонкие сплошные линии – дисперсия без экситона, но с учетом контраста ( $\Delta n \neq 0$ ). Жирная сплошная линия – дисперсия с учетом контраста с экситоном при  $\omega_B - \omega_x = 5$  мэВ. Тип В и тип С – дисперсии экситон-поляритонных мод при различных отклонениях от брэгговского условия, указанных на графиках. Расчет проведен по формуле (5)

дизайна при различных расстройках. На рисунке для типа А пунктиром показана дисперсия света в структуре без экситона ( $\Gamma_0 = 0$ ) в отсутствие разли-

цы показателей преломления  $\Delta n = n_a - n_b = 0$ . При введении контраста  $\Delta n = n_a - n_b = 0.05$  (тонкие сплошные линии) в структуре появляется фотонная стоп-зона, которая обусловлена брэгговским отражением света. Ширина стоп-зоны пропорциональна разности показателей преломления между слоями. При учете экситонного резонанса (жирные сплошные линии) внутри стоп-зоны появляется дополнительная ветка дисперсии экситон-поляритонов. На этой ветви групповая скорость света  $v_g = d\omega/dK$  мала, что позволяет использовать ее для замедления света.

В структуре типа В со сложной элементарной ячейкой вследствие удвоения периода происходит сложение медленной ветви дисперсии экситон-поляритонов. Таким образом, вместо одной медленной ветви появляются две, причем групповая скорость в каждой из них меньше, чем в структуре типа А. Сложная элементарная ячейка структуры типа С также состоит из двух КЯ, поэтому дисперсия поляритона тоже содержит две медленные ветви. В общем случае в структурах со сложной элементарной ячейкой происходит расщепление центральной поляритонной моды на несколько медленных поляритонных зон. Разделяющие их стоп-зоны приводят к уменьшению ширины поляритонных зон и, следовательно, к уменьшению в них групповой скорости. В то же время, за счет наличия нескольких зон полоса пропускания остается широкой. Это делает такие структуры более эффективными для замедления света.

**4. Задержка прошедшего света.** Рассмотрим теперь прохождение оптических импульсов через описанные структуры. Предположим вначале, что импульс центрирован на частоте  $\omega_0$  и имеет достаточно малую спектральную ширину, так что хорошим приближением для коэффициента прохождения является  $t(\omega) = t(\omega_0)e^{i(\omega - \omega_0)d\phi/d\omega(\omega_0)}$ , где  $\phi(\omega) = \arg t(\omega)$ . Тогда, делая обратное преобразование Фурье от спектра прошедшего импульса  $E_{\text{out}}(\omega) = t(\omega)E_{\text{in}}(\omega)$ , получаем  $E_{\text{out}}(\tau) = t(\omega_0)E_{\text{in}}(\tau - \Delta\tau)$ , где задержка прошедшего импульса дается выражением

$$\Delta\tau = \frac{d \arg t}{d\omega}(\omega_0). \quad (9)$$

В частности, для структуры достаточно большой длины  $L$  коэффициент прохождения определяется выражением  $t(\omega) \sim e^{iK(\omega)L}$ , где  $K(\omega)$  – волновой вектор поляритона, рассчитанный в предыдущем разделе. Используя формулу (9), получаем время задержки  $\Delta\tau = L/v_g$ , где  $v_g = [d \operatorname{Re} K/d\omega(\omega_0)]^{-1}$  – групповая скорость поляритонов.

На рис. 3 показаны рассчитанные по формуле (9) времена задержки для структуры типа В с количе-

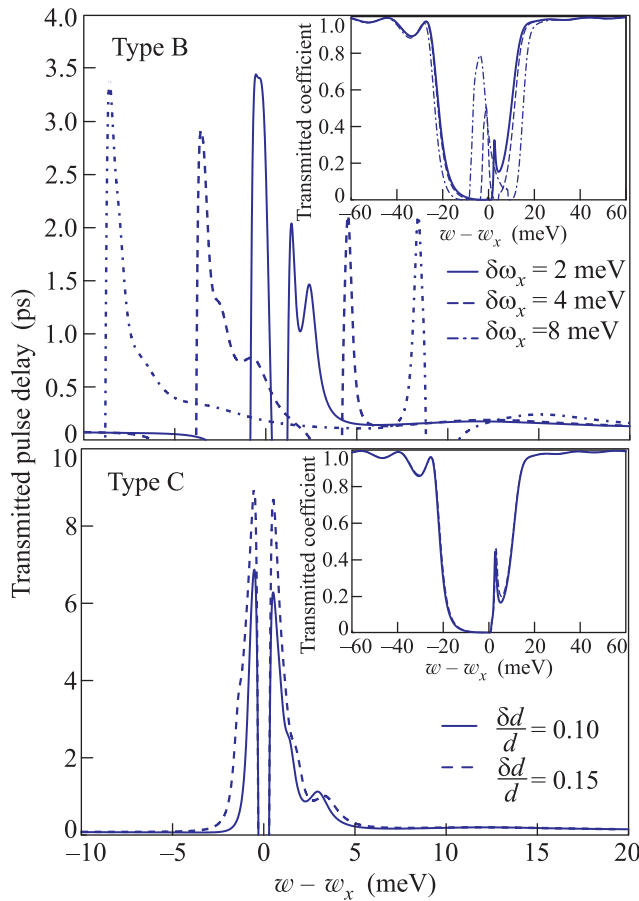


Рис. 3. (Цветной онлайн) Рассчитанная по формуле (9) задержка импульса, прошедшего через структуры типа В с 70 периодами (верх) и типа С с 80 периодами (низ), при различных значениях их расстройки от брэгговского резонанса. На вставках показаны спектры пропускания соответствующих структур

ством слоев, равным 70, и структуры типа С с 80 слоями. Как видно из рисунков, существует возможность замедления импульса падающего света вплоть до 3.5–6 пс. Однако достичь таких задержек можно, лишь используя достаточно спектрально узкие импульсы длительностью более 10 пс. Спектральная ширина изучаемых 100 фс и 2 пс лазерных импульсов (6.5 и 0.33 мэВ соответственно) сопоставима с шириной пиков замедления на рис. 3, поэтому использование формулы (9) для расчета задержки не вполне оправдано. Также оказывается, что при настройке исходного излучения на те частоты, при которых замедление максимально, амплитуда прошедших импульсов будет минимальна (см. вставку рис. 3), что связано с экситонным поглощением. На практике

следует находить некоторый оптимум между замедлением импульса и его затуханием.

**5. Прохождение импульсов света.** В данном разделе рассмотрено прохождение сверхкоротких импульсов света через ранее описанные структуры. Из-за конечной спектральной ширины импульсов задержка различных частей импульса происходит на разные значения, что приводит к искажению формы импульса. Также к искажению формы приводит спектральная зависимость коэффициента прохождения  $|t^2|$  (вставки на рис. 3). Вызванное этими факторами искажение импульсов наблюдалось экспериментально спектроскопией с временным разрешением [6].

В данной работе рассматривается прохождение импульсов света длительностью 100 фс и 2 пс, спектры которых изображены кривыми 1 и 2 на рис. 2 (тип А). На рис. 4 показаны огибающие падающих и прошедших импульсов для структур типа В и С. Как видно из рис. 2, лазерный импульс длительностью 100 фс слишком широк в частотном диапазоне, поэтому он перекрывает несколько поляритонных мод и сильно изменяет свою форму при прохождении через структуру (см. кривые 1 на рис. 4). Пикосекундный импульс достаточно узок в частотном диапазоне, поэтому он возбуждает только одну поляритонную моду. При этом для достижения максимального эффекта замедления несущая частота импульса была выбрана таким образом, чтобы попасть в диапазон наименьшей групповой скорости.

В результате сравнения прохождения импульсов через все три типа структур было обнаружено, что минимальные оптические потери реализуются в структуре типа В (рис. 4). В ней замедление на уровне 1.5 пс происходит при затухании падающего света всего в два раза. В других структурах этот параметр был в два-три раза выше. Максимальная задержка импульса получается в структуре типа С. Она достигает 2–2.5 пс при  $\delta d/d = 0.1$  и отстройке  $\omega_0 - \omega_x = 1.2$  мэВ (рис. 4). Необходимо заметить, что 2 пс задержка означает 50-кратное уменьшение скорости света по отношению к скорости света в вакууме. Эта величина больше задержки, наблюдаемой в брэгговских структурах с InGaAs/GaAs квантовыми ямами и простой элементарной ячейкой [8]. Более того, в отличие от [8], где прохождение сопровождалось уширением импульса на 20% и уменьшением его интенсивности до 1% от исходного значения, в рассмотренной нами структуре интенсивность импульса при прохождении уменьшается лишь в 4 раза, а искажения формы импульса незначительны. Преимущество исследуемых структур достигнуто как за

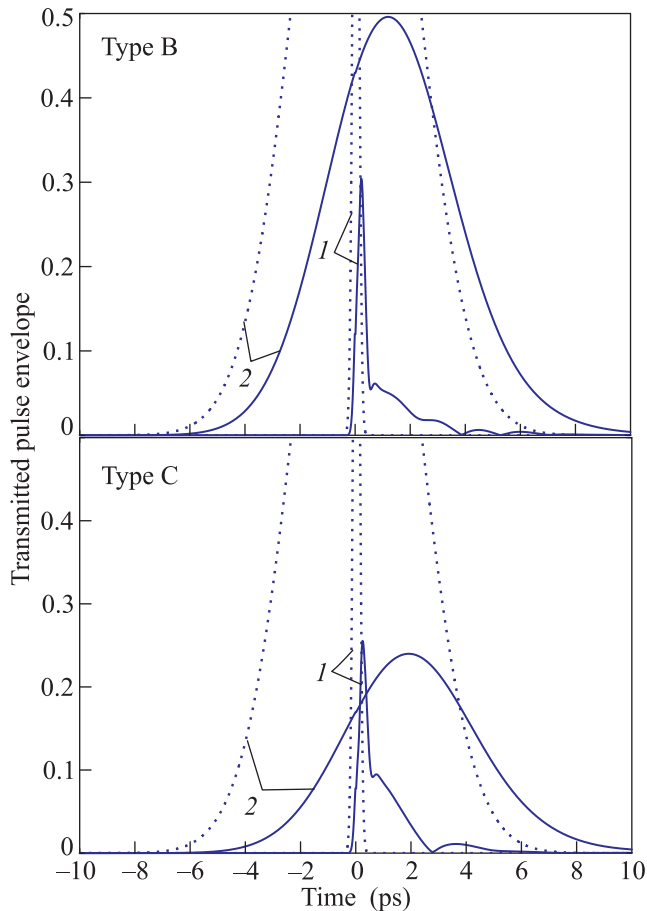


Рис. 4. (Цветной онлайн) Прохождение импульсов света через структуры типа В с  $\delta\omega_x = 2$  мэВ при отстройке несущей частоты импульса  $\omega_0 - \omega_x = 2.5$  мэВ, а также через структуры С с  $\delta d/d = 0.1$  при отстройке  $\omega_0 - \omega_x = 1.5$  мэВ. Пунктирные линии – огибающие падающих импульсов длительностью 100 фс (1) и 2 пс (2), сплошные линии – огибающие прошедших импульсов

счет применения сложной элементарной ячейки, так и использования  $A_2B_6$  КЯ, обладающих большей силой осциллятора экситонного резонанса.

**6. Заключение.** Мы изучили прохождение коротких импульсов света через периодические структуры со сложной элементарной ячейкой, содержащей несколько квантовых ям. За счет наличия нескольких экситон-поляритонных мод такие структуры сочетают широкое окно прозрачности с малой групповой скоростью. Рассмотрев структуры с различной геометрией и различными параметрами экситонно-

го резонанса, мы оптимизировали их таким образом, чтобы происходило максимальное замедление импульсов света с минимальными потерями. Показано, что замедление света может достигать 2 пс, что больше чем в аналогичных структурах с простой элементарной ячейкой. Наши результаты демонстрируют возможность задержки сверхкоротких пикосекундных импульсов в резонансных фотонных кристаллах с небольшим затуханием и малым искажением формы импульса.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант # 16-02-00204-а). А.В.П. также выражает благодарность за поддержку в виде стипендии Президента РФ (СП-2912.2016.5).

1. A. V. Matsko, O. Kocharovskaya, Y. Rostovtsev, G. R. Welch, A. S. Zibrov, and M. O. Scully, *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **46**, 191 (2001).
2. E. B. Aleksandrov and V. S. Zapasskii, *Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **176**, 1093 (2006).
3. T. V. Shubina, M. M. Glazov, N. A. Gippius, and B. Gil, *The Slow Light in Gallium Nitride*, in *III nitride semiconductors and their modern devices*, Oxford University Press, N.Y. (2013).
4. T. Baba, *Nature Photon.* **2**, 465 (2008).
5. H. Gersen, T. J. Karle, R. J. P. Engelen, W. Bogaerts, J. P. Korterik, N. F. van Hulst, T. F. Krauss, and L. Kuipers, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 073903 (2005).
6. T. V. Shubina, M. M. Glazov, N. A. Gippius, A. A. Toropov, and D. Lagarde, *Phys. Rev. B* **84**, 075202 (2011).
7. Z. S. Yang, N. H. Kwong, R. Binder, and A. L. Smirl, *Opt. Lett.* **30**, 2790 (2005).
8. J. P. Prineas, W. J. Johnston, M. Yildirim, J. Zhao, and A. L. Smirl, *Appl. Phys. Lett.* **89**, 241106 (2006).
9. A. V. Poshakinskiy, A. N. Poddubny, L. Pilozzi, and E. L. Ivchenko, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 107403 (2014).
10. E. L. Ivchenko, M. M. Voronov, M. V. Erementchouk, L. I. Deych, and A. A. Lisyansky *Phys. Rev. B* **70**, 195106 (2004).
11. E. L. Ivchenko, A. I. Nesvizhskii, and S. Jorda, *Phys. Sol. State* **36**, 1156 (1994).
12. E. L. Ivchenko, V. P. Kochereshko, A. V. Platonov, D. R. Yakovlev, A. Waag, and W. Ossau, *Phys. Sol. State* **39**, 2072 (1997).
13. A. V. Poshakinskiy, A. N. Poddubny, and S. A. Tarasenko, *Phys. Rev. B* **86**, 205304 (2012).