

11
Особенности поглощения света в чирпированных одномерных фотонных кристаллах

© А.А. Геворгян¹, Н.А. Ванюшкин¹, И.М. Ефимов¹, С.С. Голик^{1,2}, С.А. Мхитарян³,
М.З. Арутюнян³, М.С. Рафаелян³

¹ Дальневосточный федеральный университет,
690091 Владивосток, Россия

² Институт автоматизации и процессов управления Дальневосточного отделения РАН,
690041 Владивосток, Россия

³ Ереванский государственный университет,
0025 Ереван, Армения

e-mail: agevorgyan@ysu.am

Поступила в редакцию 02.05.2022 г.

В окончательной редакции 25.06.2022 г.

Принята к публикации 19.07.2022 г.

Исследованы особенности поглощения и локализации света в одномерных чирпированных фотонных кристаллах (ФК). Показано, что, хотя чирпирование приводит к потере идеальной периодичности, интегральная по широкой спектральной области плотность световой энергии практически не меняется. Показано, что нарушение идеальной периодической структуры (чирпирование) не только может уменьшить интегральное в широкой спектральной области поглощение, но и привести к увеличению данного поглощения в ФК, причем это зависит от формы чирпирования и формы модуляции мнимой части диэлектрической проницаемости. Исследование эволюции спектров поглощения при изменении контраста чирпирования показало, что при определенных значениях контраста чирпирования в фотонной запрещенной зоне возникают мини-зоны пропускания, где наблюдается значительное поглощение.

Ключевые слова: чирпированные фотонные кристаллы, поглощение, локализация света, связанные моды, контраст чирпирования, мини-зона.

DOI: 10.21883/OS.2022.10.53630.3638-22

Введение

Чирпированные фотонные кристаллы (ФК) привлекают большое внимание, поскольку в них наблюдаются оптические аналоги эффекта осцилляций Блоха [1], теоретически предсказанного еще в 1928 г. и экспериментально подтвержденного только в 1992 г. [2], туннелирования Зенера [3] и эффекта Ваннье-Штарка [4]. Квантовая частица в периодическом потенциале (например, в кристалле) описывается блоховскими волнами, делокализованными в пространстве и обладающими энергетическим спектром, характеризующимся зонами проводимости и запрещенными зонами. Если к кристаллу приложено внешнее электрическое поле, то электрон, который находится в центре зоны Бриллюэна, ускоряется полем и начинает двигаться к краю зоны. По достижении края зоны Бриллюэна он отражается, и его волновой вектор меняет знак на противоположный. При этом электрон оказывается на противоположном краю зоны и продолжает двигаться по зоне в том же направлении под влиянием электрического поля. Таким образом, в зоне Бриллюэна электрон совершает периодическое движение, которое можно описать как явление интерференции, вызванное брэгговским отражением от краев энергетической запрещенной зоны. Это колебательное движение, и оно известно как электрон-

ные блоховские осцилляции. Лестница Ваннье-Штарка является частотным аналогом блоховских осцилляций во временной области и заключается в образовании равноудаленных (по частоте) энергетических уровней в структуре электронной зоны. С увеличением внешнего электрического поля происходит антипересечение соседних полос пропускания, и запрещенная зона между ними исчезает. Вместо того чтобы отражаться от края запрещенной зоны, электроны будут туннелировать в более высокую зону без дополнительной энергии, и, таким образом, возникает резонансное туннелирование Зенера.

В работе [5] была разработана теория блоховских осцилляций фотонов в ФК. Заметим, что фотоны не имеют заряда, и в случае ФК роль электрического поля играет градиент размера элементарной ячейки оптического кристалла, т. е. чирпирование. Теоретические и экспериментальные исследования блоховских осцилляций и зереновского туннелирования электромагнитных волн в различных фотонных структурах были представлены в работах [6–14].

Интерес к исследованию чирпированных ФК обусловлен также следующим обстоятельством. В чирпированных ФК наблюдается уширение фотонной запрещенной зоны (ФЗЗ) [15–18], в них возможна многомодовая лазерная генерация и лазерная генерация с перестра-

иваемой в широких пределах длиной волны генерации [19,20], а также так называемое всенаправленное отражение (omnidirectional reflection) [20,21]: в определенном интервале длин волн всенаправленные отражатели полностью отражают свет с любой поляризацией и при любом угле падения. Эти свойства имеют важные практические применения, в частности в волоконно-оптической связи, лазерах и т.д.

В чирпированных ФК имеет место так называемый эффект радужной ловушки электромагнитной волны [22–25]. Радужная ловушка заключается в сильной спектрально зависимой локализации электромагнитных волн в определенных пространственных позициях в ФК. В видимой части спектра излучение разных цветов пространственно разделяется, образуя „радугу“, отсюда и название. Радужные ловушки привлекают большое внимание благодаря своим широким потенциальным применениям: в оптических буферах, оптической памяти, обработке оптических данных, оптических фильтрах, сортировке и в хранении энергии, усилении взаимодействия свет–материя и т.д. [22–27]. Чирпированные ФК применяются в системах структурного окрашивания [28–31]. В настоящей работе мы исследовали особенности поглощения света в одномерных чирпированных ФК.

Структура ФК и метод анализа

Рассмотрим отражение и пропускание света через слой одномерного чирпированного ФК с диэлектрической проницаемостью, имеющей вид

$$\varepsilon(z) = \varepsilon + \Delta\varepsilon \sin\left(\frac{2\pi}{\Lambda(z)} z\right), \quad (1)$$

где $\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon''$ — постоянная комплексная величина, $\Delta\varepsilon$ и $\Lambda(z)$ — глубина и период модуляции соответственно. Мы предполагаем, что слой ФК толщиной d находится между плоскостями $z = 0$ и $z = d$ и $\varepsilon_s = 1$, где $\varepsilon_s = n_s^2$ — диэлектрическая проницаемость среды, граничащей со слоем ФК с обеих его сторон. Амплитуды электрического поля падающей \mathbf{E}_i , отраженной \mathbf{E}_r и прошедшей \mathbf{E}_t плоских волн разлагаем по ортогональным линейным поляризациям:

$$\mathbf{E}_{i,r,t} = E_{i,r,t}^p \mathbf{n}_p + E_{i,r,t}^s \mathbf{n}_s = \begin{pmatrix} E_{i,r,t}^p \\ E_{i,r,t}^s \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где \mathbf{n}_p и \mathbf{n}_s — орты линейных p - и s -поляризаций, $E_{i,r,t}^p$ и $E_{i,r,t}^s$ — соответствующие амплитуды падающей, отраженной и прошедшей волн.

Для решения данной задачи будем применять теорию, разработанную в [32–34]. Согласно [34], амплитудные коэффициенты пропускания и отражения для s - и p -поляризаций ($t^{s,p} = E_t^{s,p}/E_i^{s,p}$ и $r^{s,p} = E_r^{s,p}/E_i^{s,p}$) определяются с помощью следующих формул:

$$t^{s,p} = \frac{2 \exp(-ik_s d)}{Q_k^{s,p}(d) + F_k^{s,p}(d)}, \quad r^{s,p} = \frac{Q_{-k}^{s,p}(d) - F_{-k}^{s,p}(d)}{Q_k^{s,p}(d) + F_k^{s,p}(d)}, \quad (3)$$

где $k_s = (2\pi/\lambda)\sqrt{\varepsilon_s} \cos \alpha$, α — угол падения. Функции $F^{s,p}$ и $Q^{s,p}$ являются решениями следующей системы дифференциальных уравнений:

$$\frac{dF^{s,p}}{dz} = -iA^{s,p}Q^{s,p}, \quad (4)$$

$$\frac{dQ^{s,p}}{dz} = -iB^{s,p}F^{s,p} \quad (5)$$

с начальными условиями на $z = 0$

$$F^{s,p}(0) = 1, \quad Q^{s,p}(0) = 1. \quad (6)$$

Для электрического поля внутри слоя ФК имеем

$$E_{in}^{s,p}(z) = [F_{-k}^{s,p}(z) + r^{s,p}F_k^{s,p}(z)]E_i^{s,p}. \quad (7)$$

Здесь

$$A^s = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\varepsilon_s} \cos \alpha, \quad B^s = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_s} \cos \alpha} (\varepsilon(z) - \varepsilon_s \sin^2 \alpha),$$

$$A^p = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\sqrt{\varepsilon_s}}{\varepsilon(z) \cos \alpha} (\varepsilon(z) - \varepsilon_s \sin^2 \alpha),$$

$$B^p = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\varepsilon(z)}{\varepsilon_s} \cos \alpha.$$

Здесь и далее индексы k и $-k$ обозначают функции, вычисленные до и после инверсии, $A^{s,p} \rightarrow -A^{s,p}$ и $B^{s,p} \rightarrow -B^{s,p}$ в системе уравнений (4) и (5) [34].

Соответствующие коэффициенты пропускания, отражения и поглощения определяются как

$$T^{s,p} = |t^{s,p}|^2, \quad R^{s,p} = |r^{s,p}|^2, \quad A^{s,p} = 1 - (T^{s,p} + R^{s,p}). \quad (8)$$

Результаты и обсуждения

Мы рассматриваем два типа чирпированных ФК, а именно первый тип с

$$\Lambda(z) = \frac{\Lambda_{\max} - \Lambda_{\min}}{d} z + \Lambda_{\min} \quad (9)$$

и второй тип с

$$\Lambda(z) = \frac{\Lambda_{\min} - \Lambda_{\max}}{d} z + \Lambda_{\max}, \quad (10)$$

и сравниваем их свойства. В первом случае, вдоль направления распространения света период модуляции линейно увеличивается от значения Λ_{\min} на входной поверхности до значения Λ_{\max} на выходной поверхности, а во втором случае, наоборот, он линейно уменьшается от значения Λ_{\max} на входной поверхности до значения Λ_{\min} на выходной поверхности. Вычисления коэффициентов отражения (и пропускания) при отсутствии поглощения для этих двух ФК показывает, что они отличаются друг от друга. Но это не означает существование невязимости в этих ФК, как это утверждается в [35]. Действительно, вычисляя отражение (пропускание), например, для

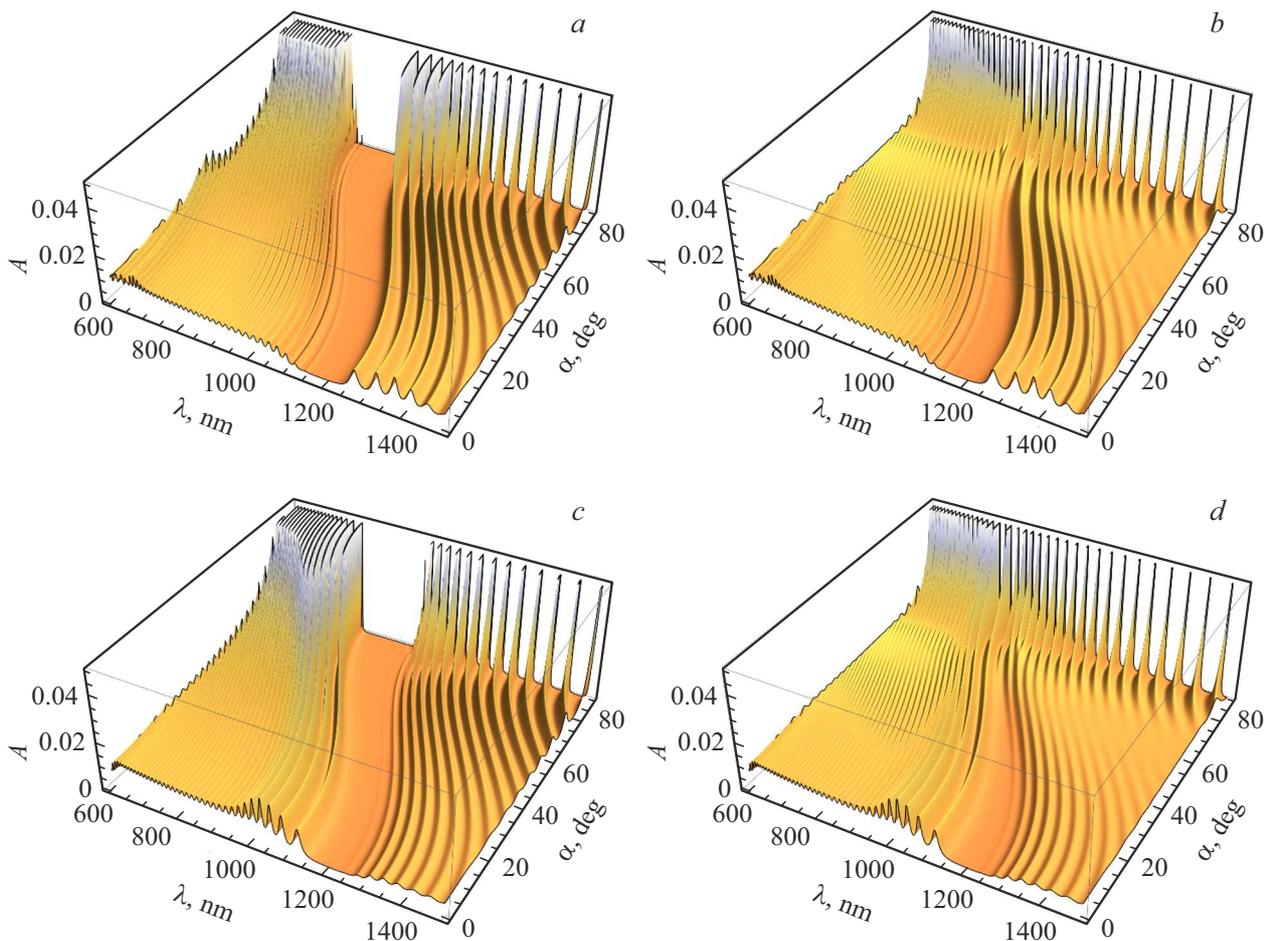


Рис. 1. Угловая зависимость спектра поглощения слоя chirпированного ФК для *s*-поляризации (*a, c*) и для *p*-поляризации (*b, d*) в случае первого (*a, b*) и второго (*c, d*) типов chirпирования. Параметры слоя ФК следующие: $\epsilon' = 2.25$; $\epsilon'' = 0.0001$; $\Delta\epsilon = 0.5$; $d = 16 \mu\text{m}$; $\Lambda_{\text{min}} = 380 \text{ nm}$; $\Lambda_{\text{max}} = 420 \text{ nm}$; $n_s = 1$.

ФК с $\Lambda(z) = \frac{\Lambda_{\text{max}} - \Lambda_{\text{min}}}{d} z + \Lambda_{\text{min}}$ для прямого направления распространения света, а затем то же для обратного направления распространения (для этого в уравнениях (1)–(8) сделаем замену z на $d - z$) можно убедиться, что величина, характеризующая невзаимность, $\Delta T = T_{\text{forward}} - T_{\text{backward}} = 0$, где T_{forward} и T_{backward} — коэффициенты пропускания для прямой и обратной волн соответственно. То же имеет место для коэффициента отражения $\Delta R = R_{\text{forward}} - R_{\text{backward}} = 0$ (в случае без поглощения). В [35] не учитывалось изменение фазы модуляции диэлектрической функции для волны с обратным направлением распространения. Таким образом, ФК с законом изменения для $\Lambda(z)$, согласно (10), не является ФК с законом (9) при падении света с обратной стороны. Асимметрия отражения/поглощения появляется в этих системах только при наличии поглощения в системе, а пропускание всегда симметрично.

Далее, сначала мы рассмотрим случай, когда мнимая часть диэлектрической проницаемости ϵ'' постоянная и не зависит от z . На рис. 1 показана угловая зависимость спектров поглощения слоя chirпированного ФК для

s-поляризации (*a, c*) и для *p*-поляризации (*b, d*), для первого ((9); *a, b*) и второго ((10); *c, d*) типов chirпирования. Общей закономерностью всех рассмотренных случаев является малое поглощение излучения внутри ФК, не считая связанных мод, которые характеризуются большим проникновением излучения внутрь объёма ФК, благодаря чему значительно возрастает поглощение. Кроме того, при углах падения вблизи угла Брюстера свет с *p*-поляризацией имеет меньшее поглощение, чем с *s*-поляризацией. Данный факт может быть объяснён ослаблением влияния переотражений падающей волны внутри ФК, что приводит к уменьшению локализации световой энергии, которая могла бы быть поглощена в структуре.

Переходим к исследованию особенностей локализованной в слое ФК плотности световой энергии w для сравнения их спектров со спектрами поглощения A для ФК с периодической структурой и для chirпированных ФК первого (9) и второго (10) типов. Плотность световой энергии в слое ФК будем рассчитывать по

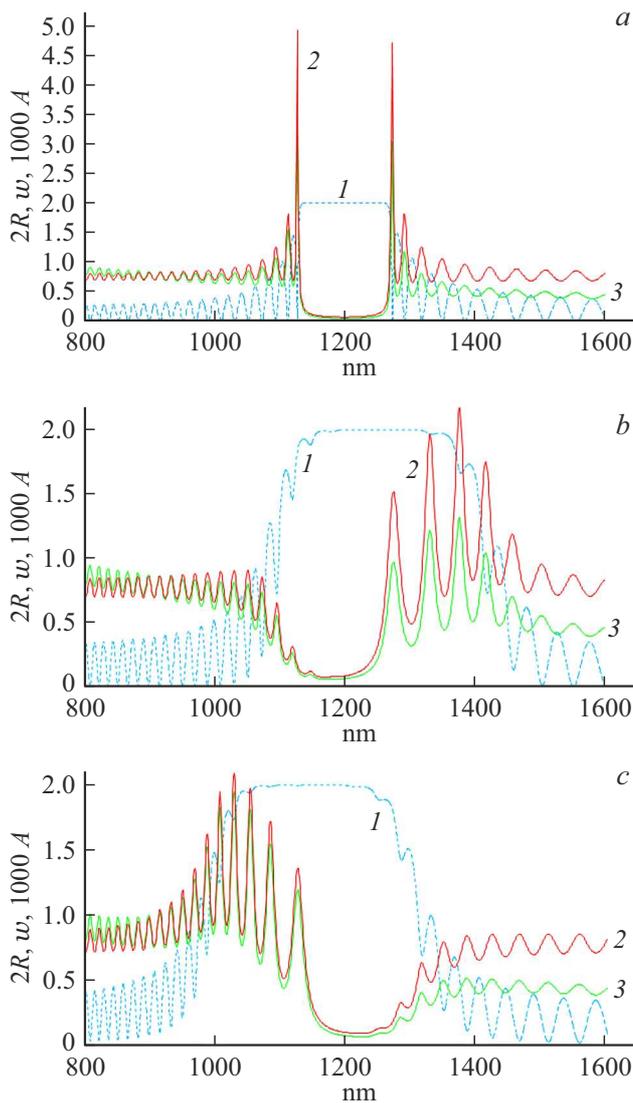


Рис. 2. Спектры отражения R (кривая 1), плотности световой энергии w (кривая 2) и поглощения A (кривая 3) для ФК с идеальной периодической структурой (а), для ФК с первым (9) типом чирпирования (b) и для ФК со вторым (10) типом чирпирования (c). Параметры те же, что и на рис. 1.

следующей формуле:

$$w = \frac{1}{d} \int_0^d |E_{in}(z)|^2 dz. \quad (11)$$

На рис. 2 показаны спектры отражения R (кривая 1), плотности световой энергии w (кривая 2) и поглощения A (кривая 3) для ФК с идеальной периодической структурой (а), для ФК с первым (9) типом чирпирования (b) и для ФК со вторым (10) типом чирпирования (c). Как видно из рис. 2, положения минимумов и максимумов величин w и A совпадают, и одновременно они совпадают с максимумами и минимумами коэффициента отражения R . Отметим также, что с

уменьшением длины волны поглощение A увеличивается, осциллируя, что естественно, поскольку поглощение в основном определяется мнимой частью волнового вектора $\text{Im } k = \frac{2\pi}{\lambda} \text{Im}(\epsilon_m)$, неограниченно возрастающей при $\lambda \rightarrow 0$.

Затем мы рассчитали полную, локализованную в слое ФК в конечном спектральном диапазоне от λ_1 до λ_2 плотность световой энергии F и поглощения излучения Q , используя следующее выражение:

$$F = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} w(\lambda) d\lambda, \quad Q = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} A d\lambda. \quad (12)$$

Как показывают наши расчеты, величина F имеет практически одинаковое значение и для ФК с идеальной периодической структурой, и для ФК с первым и вторым типами чирпирования, т. е. нарушение идеальной периодической структуры (чирпирование) практически не оказывает эффективного влияния на интегральную локализацию света в ФК. Для Q мы имеем следующую картину: величина Q при первом типе чирпирования меньше, чем Q для ФК с идеальной периодической структурой, а Q при втором типе чирпирования больше, чем Q для ФК с идеальной периодической структурой. Из этого следует, что нарушение идеальной периодической структуры (чирпирование) может не только уменьшить интегральное поглощение, но и привести к увеличению интегрального поглощения в ФК. Это зависит от формы чирпирования.

Теперь, обозначив через x величину $x = \Lambda_{\max} - \Lambda_{\min}$ (контраст чирпирования), характеризующую полное изменение пространственного периода ФК, мы будем исследовать его влияние на поглощение. На рис. 3 представлена эволюция спектров $\ln(A)$ с изменением x в случае первого (9) типа (a) и второго (10) типа чирпирования (b).

Из представленных результатов следует, что сильное поглощение наблюдается на связанных модах и что мини-зоны пропускания из-за туннелирования Зенера возникают в ФЗЗ при определенных значениях параметра x , причем это происходит по-разному для разных законов чирпирования. Это приводит к образованию полос со значительным поглощением.

Переходим к исследованию влияния модуляции мнимой части диэлектрической проницаемости ϵ'' на поглощение A . Будем изучать и сравнивать поглощение A в следующих трех случаях, а именно: 1) $\epsilon'' = \text{const} = 0.001$, 2) $\epsilon'' = 0.001 + 0.0005 \sin\left(\frac{2\pi}{\Lambda(z)} z\right)$, т. е. поглощение меняется синфазно с ϵ' и 3) $\epsilon'' = 0.001 - 0.0005 \sin\left(\frac{2\pi}{\Lambda(z)} z\right)$, т. е. поглощение меняется в противофазе с ϵ' . На рис. 4 показаны спектры поглощения A для ФК с идеальной периодической структурой (а), для ФК с первым (9) типом чирпирования (b) и для ФК со вторым (10) типом чирпирования (c). Как видно из рис. 4, если поглощение

	$\varepsilon'' = \text{const}$	$\varepsilon'' - 0.001 = 0.0005 \sin(2\pi z/\Lambda(z))$	$\varepsilon'' - 0.001 = -0.0005 \sin(2\pi z/\Lambda(z))$
$\Lambda(z) = \text{const}$	43.4019	42.5860	44.1435
$\Lambda(z) = (\Lambda_{\text{max}} - \Lambda_{\text{min}})z/d + \Lambda_{\text{min}}$	42.1913	43.0961	41.2520
$\Lambda(z) = \Lambda_{\text{max}} - (\Lambda_{\text{max}} - \Lambda_{\text{min}})z/d$	44.9469	42.2461	47.5954

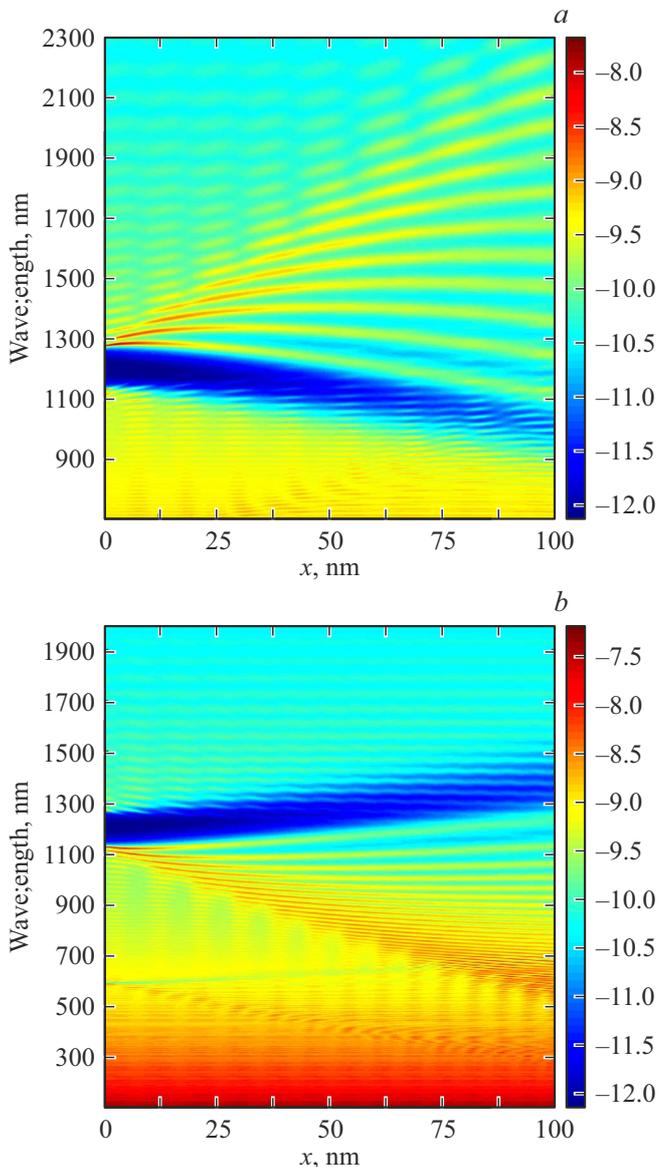


Рис. 3. Эволюция спектров $\ln(A)$ с изменением x в случае первого (9) типа чирпирования (a) и второго (10) типа чирпирования (b). Параметры те же, что и на рис. 1.

изменяется синфазно с ε' , то происходит увеличение интегрального поглощения A в длинноволновой части спектра и уменьшение A в коротковолновой части спектра (по сравнению со случаем $\varepsilon'' = \text{const}$). В случае, когда поглощение изменяется в противофазе с ε' , имеем обратную картину, а именно происходит уменьшение поглощения A в длинноволновой части спектра и увели-

чение A в коротковолновой части спектра. Эти особенности можно понять, если иметь в виду, что максимумы локализации смещаются по кристаллу при изменении длины волны [33]. Как следует из наших расчетов, в коротковолновой части спектра максимумы $|E_{\text{in}}(z)|^2$ в кристалле совпадают с минимумами коэффициента преломления, или близки к ним, тогда как в длинноволновой части спектра максимумы $|E_{\text{in}}(z)|^2$ в кристалле совпадают с (близки к) максимумами коэффициента преломления. Поэтому естественно, что если показатель затухания изменяется с коэффициентом преломления синфазно, то в коротковолновой части спектра будет происходить уменьшение поглощения, а в длинноволновой — резкое увеличение, и наоборот, если показатель затухания изменяется с коэффициентом преломления противофазно, то в коротковолновой части спектра будет происходить резкое увеличение поглощения, а в длинноволновой — резкое уменьшение. Как было отмечено выше, поглощение главным образом определяется мнимой частью волнового вектора $\text{Im } k = \frac{2\pi}{\lambda} \text{Im}(\sqrt{\varepsilon}) = \frac{2\pi}{\lambda} \kappa$, где κ — показатель затухания. Нужно иметь в виду также, что показатель κ меняется вдоль оси z даже в случае $\varepsilon'' = \text{const}$.

В таблице представлены значения интегрального в конечном спектральном диапазоне (от $\lambda_1 = 800$ nm до $\lambda_2 = 1600$ nm) поглощения для ФК с идеальной периодической структурой, для ФК с первым (9) типом чирпирования и для ФК со вторым типом чирпирования в рассмотренных выше трех случаях, а именно: 1) при $\varepsilon'' = \text{const} = 0.001$, 2) при $\varepsilon'' = 0.001 + 0.0005 \sin(\frac{2\pi}{\Lambda(z)} z)$ и 3) при $\varepsilon'' = 0.001 - 0.0005 \sin(\frac{2\pi}{\Lambda(z)} z)$.

Из представленных результатов следует, что изменением характера модуляции пространственного периода ФК и характера модуляции поглощения можно изменить значение интегрального в конечном спектральном диапазоне поглощения в ФК в пределах 15%.

Выводы

В настоящей работе исследованы особенности поглощения света в одномерных чирпированных гармонических ФК. Изучены два случая чирпирования: в первом случае вдоль направления распространения света период модуляции линейно увеличивается от значения Λ_{min} на входной поверхности до значения Λ_{max} на выходной поверхности, во втором случае он линейно уменьшается от значения Λ_{max} на входной поверхности до значения Λ_{min} на выходной поверхности. Исследование эволюции спектров поглощения при изменении угла падения для

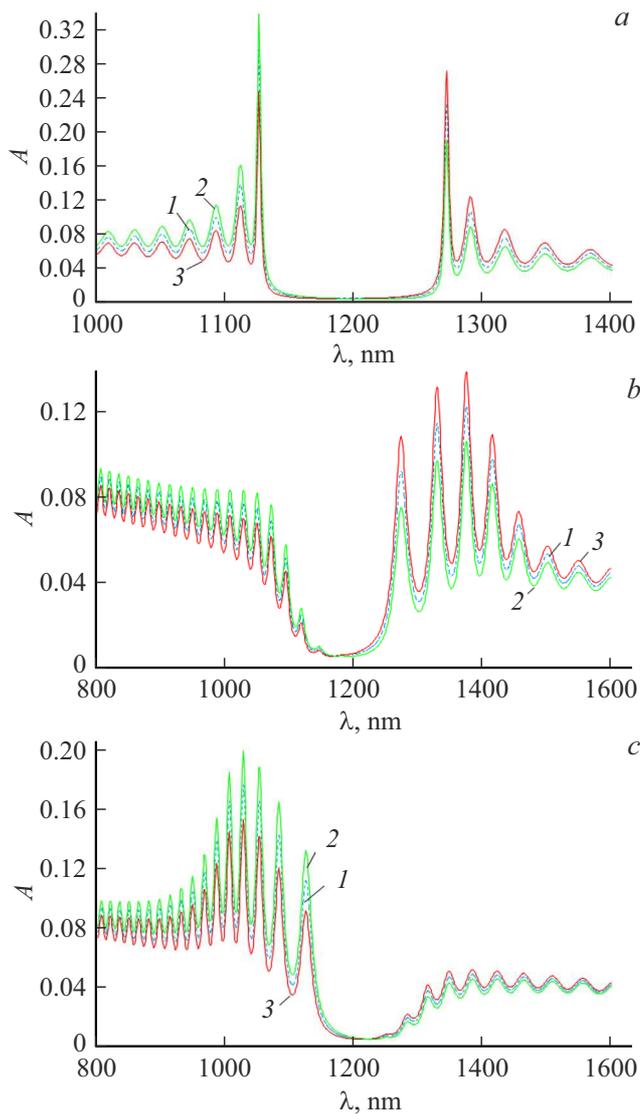


Рис. 4. Спектры поглощения A для ФК с идеальной периодической структурой (а), для ФК с первым (9) типом чирпирования (b) и для ФК со вторым (10) типом чирпирования (c). Кривая 1: $\varepsilon'' = \text{const} = 0.00$; кривая 2: $\varepsilon'' = 0.001 + 0.0005 \sin\left(\frac{2\pi}{\Lambda(z)} z\right)$; кривая 3: $\varepsilon'' = 0.001 - 0.0005 \sin\left(\frac{2\pi}{\Lambda(z)} z\right)$. Параметры те же, что и на рис. 1.

этих двух случаев показало, что хотя чирпирование приводит к нарушению идеальной периодичности, интеграл по широкой спектральной области плотности энергии света и поглощения не только может уменьшаться, но и увеличиваться, и это зависит от формы чирпирования и формы модуляции мнимой части диэлектрической проницаемости. Затем мы исследовали эволюцию спектров поглощения при изменении контраста чирпирования и показали, что изменение характера модуляции пространственного периода ФК и характера модуляции поглощения может привести к изменению значения суммарного

в конечном спектральном диапазоне поглощения в ФК в пределах 15%.

Финансирование работы

Исследование поддержано проектом Министерства науки и высшего образования Российской Федерации FZNS-2020-0003 № 0657-2020-0003.

Конфликт интересов

Авторский коллектив заявляет об отсутствии конфликта интересов.

Список литературы

- [1] F. Bloch. *Z. für Physik*, **52** (1), 555–600 (1929). DOI: 10.1007/BF01339455
- [2] J. Feldmann, K. Leo, J. Shah, D.A.B. Miller, J.E. Cunningham. *Phys. Rev. B*, **46**, 7252–7255 (1992). DOI: 10.1103/PhysRevB.46.7252
- [3] C. Zener. *Proc. Roy. Soc. London A*, **145**, 523 (1934). DOI: 10.1098/rspa.1934.0116
- [4] G.H. Wannier. *Phys. Rev.* **117**, 432–439 (1960). DOI: 10.1103/PhysRev.117.432
- [5] G. Malpuech, A. Kavokin, G. Panzarini, A. Di Carlo. *Phys. Rev. B*, **63**, 035108 (2001). DOI: 10.1103/PhysRevB.63.035108
- [6] C.M. de Sterke, J.N. Bright, P.A. Krug, T.E. Hammon. *Phys. Rev. E*, **57**, 2365–2370 (1998). DOI: 10.1103/PhysRevE.57.2365
- [7] R. Morandotti, U. Peschel, J.S. Aitchinson, H.S. Eisenberg, Y. Silberberg. *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 4756–4759 (1999). DOI: 10.1103/PhysRevLett.83.4756
- [8] T. Pertsch, P. Dannberg, W. Elflein, A. Brauer, F. Lederer. *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 4752–4755 (1999). DOI: 10.1103/PhysRevLett.83.4752
- [9] V. Agarwal, J.A. del Rio, G. Malpuech, M. Zamfirescu, A. Kavokin, D. Coquillat, D. Scalbert, M. Vladimirova, B. Gil. *Phys. Rev. Lett.*, **92**, 097401 (2004). DOI: 10.1103/PhysRevLett.92.097401
- [10] P.B. Wilkinson. *Phys. Rev. E*, **65**, 056616 (2002). DOI: 10.1103/PhysRevE.65.056616
- [11] R. Sapienza, P. Costantino, D. Wiersma, M. Ghulinyan, C.J. Oton, L. Pavesi. *Phys. Rev. Lett.*, **91**, 263902 (2003). DOI: 10.1103/PhysRevLett.91.263902
- [12] G. Lenz, I. Talanina, C.M. de Sterke. *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 963–966 (1999). DOI: 10.1103/PhysRevLett.83.963
- [13] A.R. Davoyan, I.V. Shadrivov, A.A. Sukhorukov, Y.S. Kivshar. *Appl. Phys. Lett.*, **94**, 161105 (2009). DOI: 10.1063/1.3119666
- [14] S. Longhi. *Phys. Rev. Lett.*, **101**, 193902 (2008). DOI: 10.1103/PhysRevLett.101.193902
- [15] D.M. Sedrakian, A.H. Gevorgyan, A.Zh. Khachatryan, V.D. Badalian. *Opt. Commun.*, **271**, 451–456 (2007). DOI: 10.1016/j.optcom.2006.10.068
- [16] S. Sharma, A. Mondal, R. Das. *Opt. Express*, **29**, 43303–43315 (2021). DOI: 10.1364/OE.446783
- [17] D.S. García, D. Cardador, D. Vega, M. Santos, F. Dios, A. Rodriguez. *J. Phys. Commun.*, **2**, (2018) 055014. DOI: 10.1088/2399-6528/aac0ec

- [18] H. Tian, Y. Ji, C. Li, H. Liu. *Opt. Commun.*, **275**, 83–89 (2007). DOI: 10.1016/j.optcom.2007.03.003
- [19] Y. Huang, Y. Zhou, Sh.-T. Wu. *Appl. Phys. Lett.*, **88**, 011107 (2006). DOI: 10.1063/1.2161167
- [20] A. Bruyant, G. Le’rondel, P.J. Reece, M. Gal. *Appl. Phys. Lett.*, **82**, 3227 (2003). DOI: 10.1063/1.1574403
- [21] A.H. Gevorgyan, N.A. Vanyushkin, M.S. Rafayelyan. *Eur. Phys. J. Plus*, **137**, 719 (2022), DOI: 10.1140/epjp/s13360-022-02944-9
- [22] K.L. Tsakmakidis, A.D. Boardman, O. Hess. *Nature*, **450**, 397–401 (2007). DOI: 10.1038/nature06285
- [23] L. Chen, G.P. Wang, Q. Gan, F.J. Bartoli. *Phys. Rev. B*, **80**, 161106(R) (2009). DOI: 10.1103/PhysRevB.80.161106
- [24] S. Sharma, A. Mondal, R. Das. *Opt. Lett.*, **46**, 4566–4569 (2021). DOI: 10.1364/OL.437958
- [25] Z. Hayran, H. Kurt, K. Staliunas. *Sci. Rep.*, **7**, 3046 (2017). DOI: 10.1038/s41598-017-03454-w
- [26] J. Xu, S. Xiao, P. He, Y. Wang, Y. Shen, L. Hong, Y. Luo, B. He. *Opt. Express*, **29** (7), 11328–11341 (2021). DOI: 10.1364/OE.447874
- [27] S. Elshahat, C. Lu. *Front. Phys.*, **10**, 831203 (2022). DOI: 10.3389/fphy.2022.831203
- [28] S.-H. Kim, W.C. Jeong, H. Hwang, S.-M. Yang. *Angew. Chem.*, **123**, 11853–11857 (2011). DOI: 10.1002/ange.201104480
- [29] K. Staliunas, V.J. Sánchez-Morcillo. *Phys. Rev. A*, **79**, 053807 (2009). DOI: 10.1103/PhysRevA.79.053807
- [30] H. Ding, C. Liu, B. Ye, F. Fu, H. Wang, Y. Zhao, Z. Gu. *ACS Appl. Mater. Interfaces*, **8** (11), 6796–6801 (2016). DOI: 10.1021/acsami.6b01991
- [31] C.Q. Cook, A. Amir. *Optica*, **3**, 1436–1439 (2016). DOI: 10.1364/OPTICA.3.001436
- [32] D.M. Sedrakian, A.H. Gevorgyan, A.Zh. Khachatrian. *Opt. Commun.*, **192** (3–6), 135–143 (2001). DOI: 10.1016/S0030-4018(01)01201-9
- [33] A.H. Gevorgyan. *Opt. Mater.*, **100**, 109649 (2020). DOI: 10.1016/j.optmat.2019.109649
- [34] N.A. Vanyushkin, A.H. Gevorgyan, S.S. Golik. *Optical Materials*, **127**, 112306 (2022), DOI: 10.1016/j.optmat.2022.112306
- [35] A.H. Gevorgyan. *Tech. Phys. Lett.*, **34**, 22–25 (2008). DOI: 10.1134/S1063785008010070