

Влияние кубичной нелинейности на отражение и прохождение лазерного излучения в одномерном фотонном кристалле

В.А.Бушуев, А.Д.Прямиков

С использованием рекуррентных соотношений Парратта методом последовательных приближений решена задача об отражении и прохождении лазерного излучения в одномерном фотонном кристалле с керровской нелинейностью. Показано, что в результате самосогласованного изменения пространственного распределения интенсивности и показателя преломления коэффициенты отражения и прохождения значительно изменяют свою величину и форму по сравнению с линейным фотонным кристаллом.

Ключевые слова: мощное лазерное излучение, нелинейный одномерный фотонный кристалл, коэффициенты отражения и прохождения.

1. Введение

В последние годы в нелинейной оптике и лазерной физике наблюдается повышенный интерес к так называемым фотонным кристаллам [1]. В общем случае они представляют собой трехмерные периодические искусственные структуры с модулированными в пространстве показателем преломления и нелинейными восприимчивостями, период модуляции которых сравним по величине с длиной волны оптического излучения.

Многослойные периодические структуры являются частным случаем одномерных фотонных кристаллов (ОФК). Такие структуры достаточно просты в изготовлении и поэтому наиболее часто используются в экспериментах. Современные технологии позволяют создавать ОФК хорошего качества путем последовательного напыления тонких пленок материалов с разными показателями преломления. В результате интерференции волн, отраженных от межслойных границ, возникают особые режимы распространения излучения в ОФК. Модуляция показателя преломления приводит к наличию запрещенных фотонных зон в определенных интервалах длин волн и направлений распространения [2], в пределах которых излучение практически полностью отражается и не проникает в глубь ОФК. Ширина запрещенной зоны растет с увеличением глубины модуляции.

Повышенный интерес к ОФК обусловлен их широким применением для целого ряда задач линейной и нелинейной оптики. Сильная локализация поля лазерного излучения в слоях ОФК [3] дает возможность управлять скоростью спонтанного распада возбужденных атомов на краю запрещенной фотонной зоны [4]. В [5] предложено использовать это явление для усиления сигнала лазерной генерации. Модуляция показателя преломления и квадратичной восприимчивости позволяет осуществлять но-

вые механизмы синхронного, квазисинхронного и несинхронного усиления при генерации второй гармоники и сигнала суммарной частоты [6–13], что приводит к значительному (на 1–3 порядка) возрастанию интенсивности генерации.

Фотонные кристаллы могут использоваться также как оптические ограничители и переключатели [14, 15] и диоды [15–17]. В основе работы таких устройств лежит оптический эффект Керра, т. е. зависимость эффективного показателя преломления $n^{\text{eff}} = n + n^{(2)}I$ от интенсивности излучения I , где n – линейный показатель преломления, а $n^{(2)}$ пропорционален кубичной восприимчивости $\chi^{(3)}$ [18, 19]. Поскольку на одном из краев запрещенной фотонной зоны поле локализовано в слоях с большим показателем преломления, то глубина модуляции и ширина запрещенной зоны увеличиваются, а спектральная кривая отражения мощного излучения сдвигается относительно кривой отражения от линейного ОФК. В итоге лазерное излучение с малой интенсивностью и с длиной волны, лежащей вблизи края запрещенной фотонной зоны, которое в отсутствие внешнего сильного пучка слабо отражается от ОФК, практически полностью начинает отражаться при наличии дополнительного интенсивного пучка [14, 15].

Настоящая работа посвящена теоретическому рассмотрению задачи о распространении мощного лазерного излучения в ОФК с учетом самовоздействия световых волн в слоях с оптической нелинейной восприимчивостью третьего порядка. Показано, что в результате интерференции волн в ОФК возникает самосогласованное пространственное распределение интенсивности поля $I(z)$, которое в результате оптического эффекта Керра модулирует линейный коэффициент преломления в слоях. В свою очередь это приводит к изменению как структуры поля в слоях, так и к трансформации кривых отражения и прохождения. Задача решается методом последовательных возмущений с привлечением рекуррентных соотношений Парратта [20], модифицированных нами для многослойных структур с кубичной нелинейностью. Обнаружены режимы распространения мощного лазерного излучения, при которых кривые отражения и

В.А.Бушуев, А.Д.Прямиков. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы; e-mail: vab@runar.phys.msu.su

Поступила в редакцию 27 марта 2002 г., после доработки – 28 февраля 2003 г.

прохождения в некоторых интервалах длин волн и углов падения кардинально изменяют свое поведение по сравнению со случаем линейного взаимодействия с ОФК.

2. Постановка задачи

Рассмотрим произвольную многослойную структуру (МС), которая состоит из N однородных оптически изотропных слоев с толщинами d_j , линейными показателями преломления n_j и кубичными восприимчивостями $\chi_j^{(3)}$, где $j = 0, 1, 2, \dots, N+1$ – номера слоев. Верхним ($j = 0$) и нижним ($j = N+1$) полубесконечными слоями является вакуум, для которого $n_0 = n_{N+1} = 1$. В общем случае слой с $j = N$ представляет собой подложку, на которой выращена МС. На многослойную структуру падает плоская монохроматическая волна с частотой ω и амплитудой A_0 :

$$\mathbf{E}_0(\mathbf{r}, t) = \mathbf{a}_0 A_0 \exp[i(k_x x + k_z z) - i\omega t], \quad (1)$$

где $k_x = k \sin \theta$; $k_z = k \cos \theta$; $k = 2\pi/\lambda$; λ – длина волны излучения; \mathbf{a}_0 – единичный вектор поляризации; θ – произвольный угол падения волны по отношению к нормали к поверхности (ось z направлена по нормали в глубь МС, ось x – вдоль поверхности). Для простоты ограничимся рассмотрением стационарного приближения, которое справедливо при $\tau c \gg L$, где τ – длительность импульса, а L – толщина МС.

Если амплитуда падающей волны и кубичные восприимчивости достаточно малы, то поле в произвольном j -м слое МС является суперпозицией двух собственных решений линейного уравнения Максвелла:

$$\mathbf{E}_j(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_j(z) \exp(ik_x x - i\omega t),$$

где

$$\mathbf{E}_j(z) = \mathbf{a}_j A_j \exp(is_j z) + \mathbf{b}_j B_j \exp(-is_j z); \quad (2)$$

$$s_j = k(n_j^2 - \sin^2 \theta)^{1/2}; \quad (3)$$

$\mathbf{a}_j, \mathbf{b}_j$ – единичные векторы поляризации. Здесь координата z отсчитывается от верхней границы j -го слоя. Амплитуды прямой волны A_j и обратной волны B_j находятся с привлечением известных в рентгеновской оптике скользящего падения рекуррентных соотношений Парратта [20], использование которых позволяет избежать громоздкости, свойственной методу матриц распространения при проведении численных расчетов. Одномерный фотонный кристалл является частным случаем периодической МС и состоит из чередующихся слоев с толщинами d_1, d_2 и показателями преломления n_1, n_2 . Расчеты показывают, что для ОФК с числом слоев $N > 10$ изменение линейных показателей преломления слоев даже во втором знаке приводит к весьма заметному изменению распределения интенсивности поля (2) в зависимости от глубины, а также к существенной трансформации кривых отражения и прохождения [12, 13].

С увеличением интенсивности падающего излучения задача определения амплитуд полей и коэффициентов отражения и прохождения значительно усложняется. Это связано с тем, что показатели преломления в слоях модулируются под влиянием поля вследствие высокочастотного эффекта Керра. В свою очередь изменение про-

филя показателя преломления приводит к изменению амплитуд полей, что опять сказывается на локальных значениях показателя преломления, и т. д. Таким образом, эффективные показатели преломления в слоях начинают зависеть от координаты z и от локальной интенсивности полного поля:

$$n_j^{\text{eff}}(z) = [n_j^2 + 4\pi\chi_j^{(3)}|\mathbf{E}_j(z)|^2]^{1/2} \approx n_j + n_j^{(2)}I_j(z), \quad (4)$$

где $I_j(z) = (c/8\pi)n_j|\mathbf{E}_j(z)|^2$. Более того, т. к. интенсивность $I_j(z)$ в общем случае не является периодической функцией, то даже исходно периодическая МС с учетом влияния керровской нелинейности становится непериодической. Подчеркнем также, что пространственное распределение $I_j(z)$ в ОФК зависит от угла падения. Поэтому при наличии кубичной нелинейности мы приходим к слоистой структуре, в которой эффективные показатели преломления слоев меняются как с изменением интенсивности падающего излучения, так и с изменением угла падения этого излучения на ОФК.

Прежде чем переходить к расчету кривых отражения и прохождения для нелинейного ОФК, оценим возможные значения изменения показателя преломления $\Delta n = n^{(2)}I$. В качестве ОФК рассмотрим, следуя [17], структуру из чередующихся слоев рутила (TiO_2 , $n = 2.7$) и полидиацетилена (9-ВСМУ, $n = 1.6$, $n^{(2)} = 2 \times 10^{-10} \text{ см}^2/\text{Вт}$ [21], $\lambda \sim 640$ нм). Если, например, энергия лазерного импульса $W = 1$ мкДж, длительность импульса $\tau = 1$ пс и площадь его поперечного сечения $S = 1 \text{ мм}^2$, то интенсивность $I \approx W/(S\tau) = 10^8 \text{ Вт/см}^2$ и изменение показателя преломления в результате эффекта Керра составит $\Delta n = 0.02$. Заметим, что оптический пробой полидиацетилена наступает при интенсивности $\sim 1 \text{ ГВт/см}^2$ [22]. При толщинах слоев $d_{1,2} \sim 200 - 300$ нм и числе периодов ~ 10 общая толщина ОФК составляет $L \sim 5 \times 10^{-4} \text{ см}$, что при $\tau = 1$ пс много меньше величины $\tau c = 0.03 \text{ см}$. Это позволяет пользоваться стационарным приближением. Приведенная оценка Δn показывает, что излучение с интенсивностью порядка 10^8 Вт/см^2 может приводить к значительному самоиндуцированному изменению коэффициента отражения от нелинейного ОФК.

3. Рекуррентные соотношения

Разобьем одномерный фотонный кристалл на достаточно большое число $M = (m_1 + m_2)N$ подслоев, где N – число бислоев с периодом $d = d_1 + d_2$; m_1 и m_2 – целые числа, такие что в пределах каждого m -го подслоя поле $E_m(z)$ (см. (2)) можно считать постоянным. Из условий непрерывности электрического и магнитного полей на границе раздела между слоями с номерами m и $m+1$ следует, что амплитуды полей в соседних слоях связаны соотношениями

$$A_m g_m + B_m g_m^{-1} = A_{m+1} + B_{m+1}, \quad (5a)$$

$$s_m (A_m g_m - B_m g_m^{-1}) = s_{m+1} (A_{m+1} - B_{m+1}), \quad (5b)$$

где $m = 0, 1, 2, \dots, M+2$; $g_m = \exp(is_m t_m)$;

$$s_m = k \left(n_m^2 - \sin^2 \theta + 4\pi\chi_m^{(3)} |A_m g_m + B_m g_m^{-1}|^2 \right)^{1/2}. \quad (6)$$

Функции g_m учитывают изменение фаз волн и их поглощение при прохождении в m -м слое, толщины подсло-

ев t_m принимают значения d_1/m_1 и d_2/m_2 . В дальнейшем будем считать, что кубическая восприимчивость подложки $\chi_{M+1}^{(3)} = 0$. Очевидно, что в вакууме на выходе из ОФК $B_{M+2} = 0$. Для простоты соотношения (5а) и (5б) записаны для s -поляризованного излучения (общие соотношения, включая p -поляризацию, см. в [12, 13]).

Введем амплитудные коэффициенты отражения $R_m = B_m/A_m$ и разделим уравнение (5а) на (5б). В итоге получим выражение, которое связывает коэффициенты R_m и R_{m+1} в соседних подслоях:

$$R_m = \frac{r_m + R_{m+1}}{1 + r_m R_{m+1}} g_m^2, \quad (7)$$

где

$$r_m = \frac{s_m - s_{m+1}}{s_m + s_{m+1}}. \quad (8)$$

Соотношение (7) лишь по форме совпадает с рекуррентной формулой Парратта [20], однако таковой не является. Это связано с тем, что величины s_m (6) и r_m (8) в свою очередь сами зависят от амплитуд волн A_m и B_m . Для решения уравнения (7) воспользуемся методом последовательных приближений. В качестве нулевого приближения берется решение для линейного ОФК. В этом случае все восприимчивости $\chi_m^{(3)} = 0$ в (6). Рекуррентная формула (7) для R_m решается с граничным условием $R_{M+2} = 0$, начиная с нижнего слоя с номером $m = M + 1$. После нахождения всех R_m с помощью (5а) находятся амплитуды полей во всех слоях:

$$A_{m+1} = A_m \frac{g_m + R_m g_m^{-1}}{1 + R_m}. \quad (9)$$

Уравнение (9) для A_m решается, начиная с верхнего слоя, для которого известна амплитуда A_0 падающей на ОФК волны. Амплитуды обратных волн в слоях $B_m = R_m A_m$. После этого амплитуды A_m и B_m подставляются в выражение для s_m (6) и процедура вычислений повторяется. При этом в силу малости нелинейного вклада в (6) значения g_m берутся из предыдущего шага итерации. Указанная итерационная процедура последовательных приближений повторяется до тех пор, пока отношение $\varepsilon_m^{[j]} = |I_m^{[j]} - I_m^{[j-1]}|/I_m^{[j]}$ не становится достаточно малым для любого слоя m , где j – номер итерации. Здесь $I_m(\theta, \lambda) = |E_m|^2$. При компьютерных расчетах нами брались значения $\varepsilon_m^{[j]} = 10^{-4}$. Коэффициенты отражения и прохождения определяются соотношениями $R = |R_0|^2$ и $T = |A_{M+2}/A_0|^2$ соответственно.

Теперь на основании рассмотренной выше теоретической модели можно проанализировать различные представляющие практический интерес случаи отражения мощного лазерного излучения от нелинейного ОФК.

4. Результаты и выводы

Для выяснения основных особенностей поведения кривых отражения и прохождения при распространении мощного лазерного излучения в нелинейном ОФК, рассмотрим несколько примеров. На рис.1 показаны спектральные зависимости коэффициентов отражения от линейного ОФК (кривая 1) и от нелинейного ОФК с учетом влияния оптического эффекта Керра (кривая 4) при нормальном падении ($\theta = 0$). Толщины периодически чередующихся слоев $d_i = (3/4)\lambda_0/n_i$, где $\lambda_0 = 600$ нм, $i = 1, 2$.

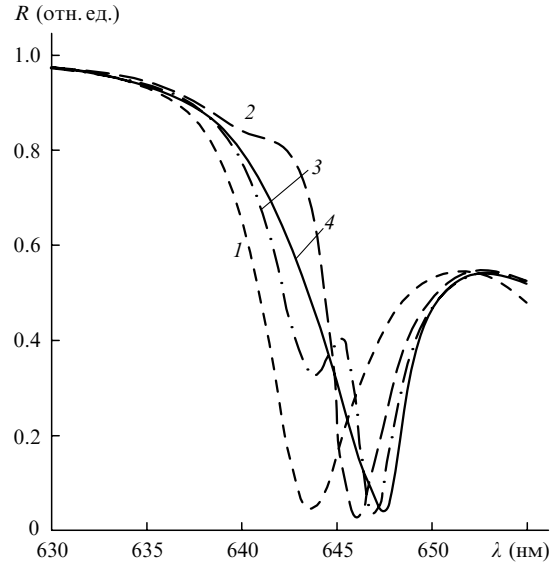


Рис.1. Спектральные зависимости коэффициентов отражения при нормальном падении излучения на линейный ОФК, число итераций – 0 (1) и ОФК с кубической нелинейностью, число итераций – 1 (2), 2 (3) и 25 (4); толщины слоев $d_1 = 167$ нм, $d_2 = 281$ нм, число периодов $N = 8$, линейные показатели преломления $n_1 = 2.7$, $n_2 = 1.6$, $n_s = 1.87$ (подложка), $\text{Im}(n_i) = 0.003$, параметры нелинейного взаимодействия $\beta_1 = 0$, $\beta_2 = 0.03$.

Эффективность нелинейного взаимодействия будем характеризовать безразмерными параметрами $\beta_i = 4\pi\chi_i^{(3)}J_0$, где $J_0 = |A_0|^2$ – интенсивность падающего на ОФК излучения. Кривые 2 и 3 приведены для первой и второй итераций соответственно. С увеличением числа итераций кривые достаточно быстро сходятся к окончательному результату (кривая 4), для получения которого в данном случае достаточно 25 итераций.

Из рис.1 видно, что с увеличением интенсивности падающего излучения запрещенная фотонная зона смещается в область больших длин волн. Слабое линейное отражение на краю зоны при $\lambda \approx 643$ нм сменяется сильным отражением для достаточно интенсивного лазерного пучка. Кроме того, в области $\lambda \approx 648$ нм начинает реализовываться такая ситуация, при которой отражение мощного излучения практически отсутствует.

Наиболее заметное отличие кривых отражения от линейного и нелинейного ОФК имеет место лишь вблизи края запрещенной фотонной зоны. Это объясняется тем, что именно в этой области длин волн амплитуды волн в слоях A_m и B_m сравнимы по величине, и следовательно, в наибольшей степени реализуется керровская модуляция показателя преломления $n(z)$. Если же длины волн излучения лежат в пределах запрещенной фотонной зоны или вдали от нее, то указанная модуляция резко ослабляется. В первом случае $R \approx 1$ и излучение сильно затухает в глубь ОФК, а во втором случае $R \ll 1$ и амплитуды отраженных волн $B_m \ll A_m$. В итоге число итераций, необходимых для сходимости процедуры последовательных приближений, возрастает вблизи края запрещенной зоны (рис.2). Требуемое число итераций растет также с увеличением числа слоев в ОФК и с увеличением величины параметров нелинейного взаимодействия β_1 и β_2 .

На рис.3 показан прямоугольный профиль линейного показателя преломления (кривая 1) для ОФК, рассмотренного выше, а также распределение по глубине интенсивности полного поля с длиной волны $\lambda = 644$ нм, ле-

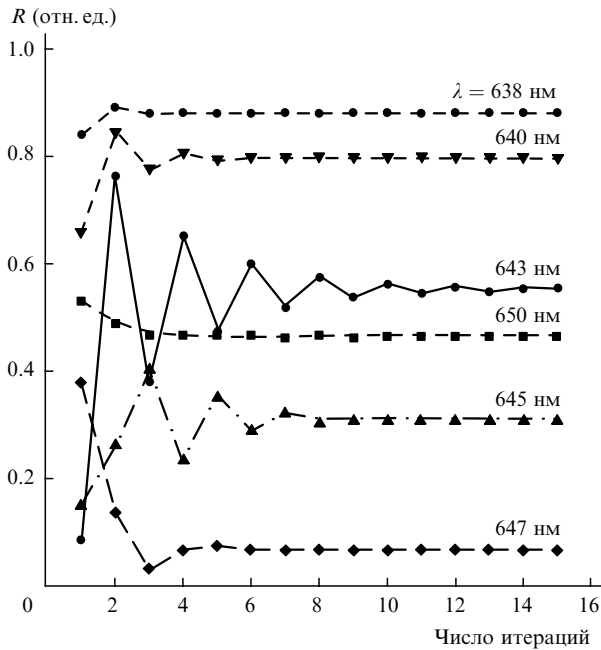


Рис.2. Зависимость от числа итераций коэффициента отражения от нелинейного ОФК при различных длинах волн; остальные параметры те же, что и на рис.1.

жащей вблизи края запрещенной фотонной зоны, при распространении излучения в нелинейном ОФК (кривая 3). Видно, что поле сконцентрировано в основном в оптически более легких слоях, которые в данном случае являются также и нелинейными. Показано также распределение эффективного показателя преломления (кривая 2) с учетом эффекта Керра. Как видно из рис.3, профиль $n(z)$ в нелинейном ОФК заметно отличается по форме от прямоугольного, особенно в тех местах, где велика интенсивность полного поля. Изменение профиля $n(z)$ приводит как к изменению нового, самосогласованного рас-

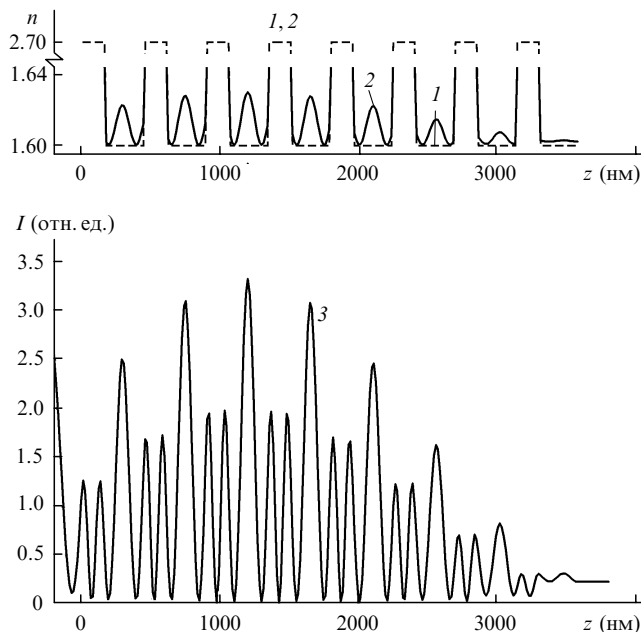


Рис.3. Профили линейного (1) и эффективного (2) показателей преломления, а также распределение интенсивности полного поля в ОФК с кубической нелинейностью (3); $\lambda = 644$ нм, остальные параметры те же, что и на рис.1.

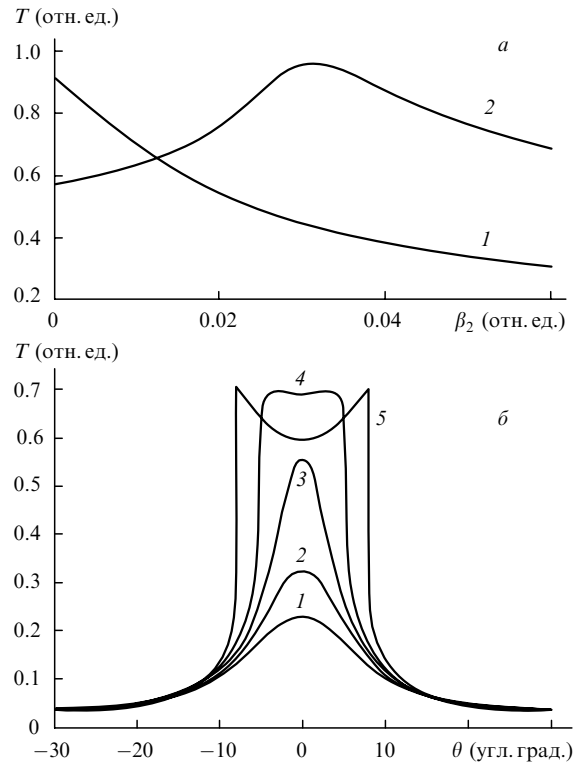


Рис.4. Зависимости коэффициента прохождения от параметра нелинейного взаимодействия (а) для излучения с длиной волны $\lambda = 643$ нм (1) и $\lambda = 648$ нм (2), остальные параметры те же, что и на рис.1; влияние интенсивности падающего излучения на кривые прохождения через нелинейный ОФК (б), параметры нелинейного взаимодействия $\beta_1 = 0$, $\beta_2 = 0$ для линейного кристалла (1), $\beta_2 = 0.01$ (2), 0.015 (3), 0.02 (4) и 0.03 (5), длина волны $\lambda = 701$ нм, число периодов – 12, толщины слоев $d_1 = 180$ нм и $d_2 = 385$ нм, показатели преломления $n_1 = 2.7$, $n_2 = 1.6$.

пределения интенсивности $I(z)$ по сравнению с линейным приближением, так и к существенной трансформации кривой отражения 4 на рис.1 по сравнению с кривой 1 на том же рисунке.

На рис.4,а представлены зависимости коэффициента прохождения от величины параметра нелинейного взаимодействия β_2 для двух разных длин волн. Параметр β_2 определяется произведением керровской нелинейности на интенсивность падающего излучения. Видно, что в зависимости от области спектра величина T может монотонно уменьшаться (кривая 1), либо вначале возрастать, а затем, достигнув близкого к единице максимума, спадать при дальнейшем увеличении интенсивности пучка (кривая 2).

Таким образом, в результате взаимодействия мощного лазерного излучения с нелинейными ОФК коренным образом изменяются режимы распространения, отражения и прохождения этого излучения. Кривые отражения и прохождения существенно меняются даже при незначительном изменении таких параметров ОФК, как толщины слоев, их число, показатели преломления, интенсивность падающего излучения и величины кубической нелинейности.

Для целого ряда приложений необходима реализация самоиндуцированного изменения коэффициента прохождения при нормальном падении излучения на ОФК. Расчеты показывают (см. рис.4,б), что можно подобрать параметры ОФК таким образом, чтобы с увеличением

интенсивности падающего пучка коэффициент прохождения, незначительный для линейного ОФК (кривая 1), вначале возрастал (кривые 2, 3), затем достигал максимума (кривая 4), а после этого спадал (кривая 5). Следует отметить, что одновременно меняется форма коэффициента пропускания, приближаясь с ростом интенсивности к П-образной. Эти явления могут быть использованы, например, для управления функцией пропускания лазерных импульсов через ОФК и самоограничения их интенсивности.

В настоящей работе показано, что имеются реальные возможности самоиндуцированного изменения кривых отражения и прохождения мощного лазерного излучения в широких пределах за счет модуляции показателя преломления слоев в одномерных фотонных кристаллах с кубической нелинейной восприимчивостью керровского типа. Нелинейные фотонные кристаллы могут являться удобным инструментом для управления процессами отражения и прохождения падающего на них излучения путем варьирования положения и ширины запрещенных фотонных зон в зависимости от интенсивности лазерного излучения. В практическом плане подобного рода кристаллы могут сыграть значительную роль для построения новых типов нелинейных оптических устройств.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 01-02-17314).

1. Yablonovitch E. *J. Modern Opt.*, **41**, 173 (1994).
2. Ярив А., Юх П. *Оптические волны в кристаллах* (М.: Мир, 1987).
3. John S. *Phys. Rev. Lett.*, **58**, 2486 (1987).
4. John S., Quang T. *Phys. Rev. A*, **50**, 1767 (1994).
5. Dowling J.P., Scalora M., Bloemer M.J., Bowden C.M. *J. Appl. Phys.*, **75**, 1896 (1994).
6. Bloembergen N., Sievers A.J. *Appl. Phys. Lett.*, **17**, 483 (1970).
7. Martorell J., Corbalan R. *Opt. Commun.*, **108**, 319 (1994).
8. Scalora M., Bloemer M.J., Manka A.S., et al. *Phys. Rev. A*, **56**, 3166 (1997).
9. Centini M., Sibilía C., Scalora M., et al. *Phys. Rev. E*, **60**, 4891 (1999).
10. Balakin A.V., Bushuev V.A., Koroteev N.I., et al. *Opt. Lett.*, **24**, 793 (1999).
11. Балакин А.В., Буше Д., Бушуев В.А. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **70**, 718 (1999).
12. Balakin A.V., Bushuev V.A., Mantsyzov B.I., et al. *Phys. Rev. E*, **63**, 046609 (2001).
13. Бушуев В.А., Манцызов Б.И., Прямиков А.Д. *Перспективные материалы*, № 5, 5 (2001).
14. Scalora M., Dowling J.P., Bowden C.M., Bloemer M.J. *Phys. Rev. Lett.*, **73**, 1368 (1994).
15. Fogel I.S., Bendickson J.M., Tocci M.D., et al. *Pure Appl. Opt.*, **7**, 393 (1998).
16. Scalora M., Dowling J.P., Bowden C.M., Bloemer M.J. *J. Appl. Phys.*, **76**, 2023 (1994).
17. Tocci M.D., Bloemer M.J., Scalora M., et al. *Appl. Phys. Lett.*, **66**, 2324 (1995).
18. Коротеев Н.И., Шумай И.Л. *Физика мощного лазерного излучения* (М.: Наука, 1991).
19. Ахманов С.А., Никитин С.Ю. *Физическая оптика* (М.: МГУ, 1998).
20. Parratt L.G. *Phys. Rev.*, **95**, 359 (1954).
21. Molyneux S., Kar A.K., Wherrett B.S., et al. *Opt. Lett.*, **18**, 2093 (1993).
22. Townsend P.D., Jackel J.L., Baker G.L., et al. *Appl. Phys. Lett.*, **55**, 1829 (1989).