

КОМПРЕССИЯ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ В ТОНКОМ ОДНОМЕРНОМ ФОТОННОМ КРИСТАЛЛЕ

А.В.Андреев, А.В.Балакин, Д.Буше^{*1)}, П.Масселин^{*1)}, И.А.Ожередов²⁾,
А.П.Шкуринов

Физический факультет и Международный лазерный центр МГУ им. М.В.Ломоносова
119899 Москва, Россия

** Laboratoire de PhysicoChimie de l'Atmosphère, Université du Littoral
59140 Dunkerque, France*

Поступила в редакцию 20 марта 2000 г.

Для одномерного фотонного кристалла толщиной 4.8 мкм обнаружен, описан и экспериментально исследован эффект компрессии фемтосекундных лазерных импульсов.

PACS: 42.65.Re, 42.70.Qs, 68.65.+g

1. В последние годы значительный интерес вызывают исследования оптических явлений в фотонных кристаллах [1]. Многослойная периодическая структура (МПС) с модуляцией показателя преломления и/или нелинейной восприимчивости представляет собой частный случай одномерного фотонного кристалла. Ввиду наличия периодической модуляции фотонные кристаллы характеризуются наличием областей длин волн и волновых векторов, в которых происходит полное брэгговское отражение оптического излучения [2] и поэтому появляются так называемые "запрещенные фотонные зоны". Многие линейно- и нелинейно-оптические явления вблизи или внутри этих зон имеют аномальное или специфическое поведение. Так, в недавно опубликованных нами работах [3–5] было показано, что на краю области селективного брэгговского отражения в МПС возможно специфическое усиление нелинейно-оптических эффектов, таких как генерация второй гармоники и суммарной частоты.

С недавнего времени появился специальный интерес к изучению различных динамических эффектов, связанных с распространением ультракоротких световых импульсов в фотонных кристаллах. Возможность компрессии световых импульсов в периодически модулированных оптических волноводах была продемонстрирована в [6], а позднее в [7] был исследован эффект компрессии пикосекундных лазерных импульсов, возникающей за счет одновременного действия фазовой самомодуляции и частотной дисперсии в брэгговской решетке, наведенной в оптическом волокне с керровской нелинейностью. Исследования, представленные в работе [8], на примере одномерных фотонных кристаллов субмиллиметрового диапазона показали, что дисперсионные свойства многослойных структур позволяют управлять фазой и компенсировать фазовую модуляцию (чирп) фемтосекундных световых импульсов.

2. Предметом настоящего письма является изложение результатов экспериментов по исследованию явления компрессии фемтосекундных световых импульсов в одномерном фотонном кристалле, приготовленном в виде тонкой многослойной струк-

¹⁾ D.Boucher, P.Masselin.

²⁾ e-mail: ilya@lasmed.ilc.msu.su

туры с периодической модуляцией показателя преломления. В наших экспериментах использовались световые импульсы фемтосекундной длительности и образцы МПС с глубокой модуляцией показателя преломления ($\Delta n = 0.8$). До настоящего времени эксперименты по исследованию эффектов компрессии сверхкоротких импульсов проводились в пикосекундном диапазоне времен, что оставляло открытым вопрос экспериментальной реализации компрессии фемтосекундных лазерных импульсов в фотонных кристаллах.

Частотно-угловая дисперсия МПС была рассчитана на основе неукороченных уравнений двухволновой динамической теории дифракции [9]. Проведенные расчеты показали применимость предложенной модели для описания дисперсии в фотонных кристаллах и дали качественное и количественное совпадение с результатами экспериментов.

3. Объектом исследования в наших экспериментах был одномерный фотонный кристалл в виде МПС, подробно описанный в [3]. Образец состоял из 8 слоев ZnS ($n_{ZnS} = 2.32$) и 7 слоев SrF_2 ($n_{SrF_2} = 1.52$), при этом толщина каждого слоя составляла $d_i = 3\lambda/4n_i$ для длины волны $\lambda = 790$ нм. Общая толщина МПС составляла $L = 4.8$ мкм. МПС обладал зоной брэгговского отражения в диапазоне длин волн от 745 до 830 нм при нормальном падении на структуру.

Общая схема экспериментальной установки детально описана в наших предыдущих работах [5, 10]. В экспериментах использовалось импульсное лазерное излучение фемтосекундной длительности с выхода регенеративного усилителя RegA 9000 (Coherent Inc.) с длиной волны $\lambda = 815$ нм, средней мощностью 3 мВт и частотой следования импульсов 200 кГц. Длительность импульсов на выходе регенеративного усилителя составляла $\tau_0 = 270$ фс при ширине спектра по полувысоте $\Delta\lambda = 8$ нм. При этом импульсы были близки к спектрально-ограниченным ($\tau_0 \cdot \Delta\nu \approx 1$). Изменение длительности импульсов, знака и величины чирпа осуществлялось с помощью решеточного компрессора на выходе регенеративного усилителя. Измерения параметров импульсов производились непосредственно перед экспериментальным образцом. Для измерения длительности фемтосекундных импульсов применялась автокорреляционная методика, основанная на измерении автокорреляционной функции интенсивности второго порядка.

4. В экспериментах мы исследовали спектрально-временные свойства падающего на МПС и прошедшего через образец импульсного излучения при различных углах падения θ на образец. Измерялась длительность и регистрировался спектр импульсов. Все измерения проводились с лазерным излучением, поляризованным линейно перпендикулярно плоскости падения на образец (s -поляризация) [3].

Для определения влияния МПС на временные параметры фемтосекундных лазерных импульсов нами было проведено две серии экспериментов.

На рис.1 представлены результаты первой экспериментальной серии, в которой исследовалась длительность прошедших через МПС импульсов в зависимости от угла θ падения светового излучения на образец. Измерения проводились для двух случаев: в первом импульсы обладали отрицательным чирпом, во втором – положительным. При этом в обоих случаях спектральная ширина и длительность импульсов были одинаковыми и составляли 8 нм и 550 фс, соответственно.

Поведение экспериментальных зависимостей для случаев положительного и отрицательного знака чирпа имеет заметно различное поведение. В случае положи-

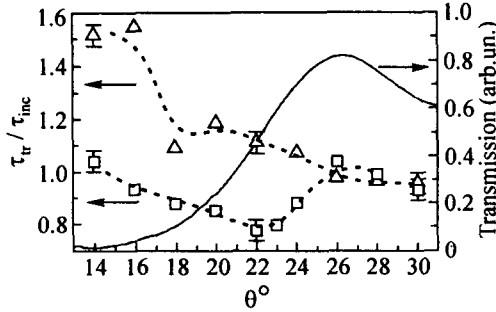


Рис.1. Относительное изменение длительности прошедших через МПС импульсов в зависимости от угла падения излучения: Δ – для отрицательно chirпированных падающих на МПС импульсов, \square – для положительно chirпированных падающих импульсов. Сплошной линией показано пропускание МПС в зависимости от угла падения

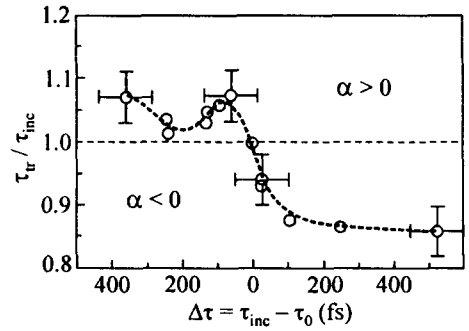


Рис.2. Относительные изменения длительности импульсов, прошедших через МПС, от разности между длительностью падающих импульсов и длительностью τ_0 . Области $\alpha > 0$ и $\alpha < 0$ соответствуют различным знакам chirпа падающих импульсов

тельного chirпа наблюдается значительное укорочение длительности импульсов с явным минимумом длительности при $\theta = 22^\circ$, что соответствует склону области селективного брэгговского отражения. В случае отрицательного chirпа зависимость проявляет монотонный характер и убывает с ростом угла падения θ , не демонстрируя явной тенденции к компрессии.

Во второй экспериментальной серии, представленной на рис.2, исследовалась длительность прошедших через МПС импульсов в зависимости от отстройки длительности падающих на образец импульсов от длительности импульсов τ_0 . Измерения производились при фиксированном угле падения на МПС $\theta = 22^\circ$. В процессе измерения изменялась длительность падающих на МПС импульсов при неизменной их спектральной ширине для случаев $\alpha > 0$ (положительный chirп) и $\alpha < 0$ (отрицательный chirп), где α – параметр, характеризующий значение chirпа падающего на МПС импульса. При увеличении величины chirпа положительно-chirпированные импульсы эффективно компрессируются до величины 0.85 от длительности падающих, в то время как отрицательно-chirпированные не демонстрируют компрессии ни при каких величинах chirпа.

5. Для описания наблюдаемой компрессии импульсов применим теорию динамической дифракции в многослойных структурах, развитую в [9]. Напряженность поля в рассматриваемой одномерной МПС может быть представлена в следующем виде:

$$E(\mathbf{r}, t) = \sum_{i=1}^4 \int E_i(\omega) \left\{ \exp \left[i \left(\frac{3}{2} H - \Delta k_i \right) z \right] + c_i \exp \left[i \left(-\frac{3}{2} H - \Delta k_i \right) z \right] \right\} \exp[i(\kappa_0 \rho - \omega t)] d\omega, \quad (1)$$

где κ_0 – волновой вектор падающей волны, а $\rho = \{x, y, 0\}$ – двумерный вектор в плоскости входной грани структуры, $H = 2\pi/d$ – вектор обратной решетки структуры с периодом d , c_i – отношение амплитуд дифрагированной и преломленной волн, соответствующих i -му корню дисперсионного уравнения.

Дисперсионное уравнение для рассматриваемой структуры в двухволновом приближении имеет вид

$$\Delta k_i(\omega, \theta) = \pm \left[\left(\frac{3}{2} H \right)^2 + \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 (\gamma_0^2 + \chi_0) \pm \frac{\omega}{c} \sqrt{9H^2(\gamma_0^2 + \chi_0) + \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \chi_3 \chi_3} \right]^{1/2}, \quad (2)$$

где $\gamma_0 = \cos \theta$, θ – угол падения волны, отсчитываемый от нормали, а χ_h – фурье компоненты поляризуемости структуры:

$$\chi_h = \frac{4\pi}{d} \int_0^d \chi(z) \exp[-iH_h z] dz.$$

Амплитуды E_i в (1) находятся из граничных условий и наибольшую величину имеют E_i , соответствующие решениям со знаком минус в подкоренном выражении (2). Следовательно, для оценок в (1) можно оставить только первое слагаемое. Разложим Δk_1 в ряд по отстройкам вблизи несущей частоты ω_0 :

$$\Delta k(\omega) = \Delta k(\omega_0) + \frac{\partial \Delta k}{\partial \omega} (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \Delta k}{\partial \omega^2} (\omega - \omega_0)^2. \quad (3)$$

Из (2) и (3) видно, что наибольшая дисперсия наблюдается на краю кривой отражения, где $\Delta k_1 \approx 0$ и поэтому в этой области возрастает величина слагаемых в разложении (3) с более высокими производными. Результаты численного расчета разности нормальных проекций волновых векторов в МПС с указанными выше параметрами и в сплошной структуре с поляризуемостью $\chi_0 = (\chi_1 d_1 + \chi_2 d_2)/(d_1 + d_2)$ от отстройки $(\Delta \lambda / \lambda)$ длины волны падающего излучения для нескольких углов падения θ представлены на рис.3. Рисунок явно демонстрирует, что максимальная компрессия достигается при угле падения $\theta = 22^\circ$, а величина компрессии зависит от угловой ширины падающего пучка.

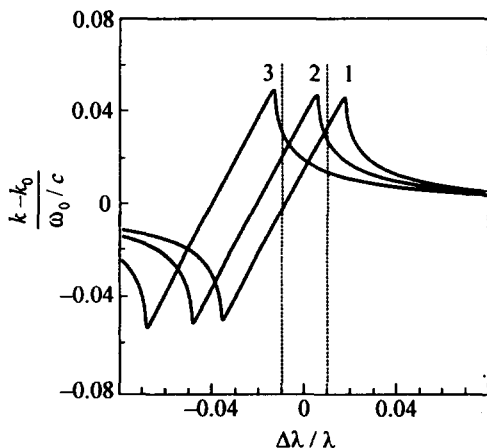


Рис.3. Зависимость разности нормальных проекций волновых векторов в периодической структуре и сплошной структуре с поляризуемостью χ_0 от отстройки $(\Delta \lambda / \lambda)$ длины волны падающего излучения для нескольких углов падения: кривая 1 – $\theta = 10^\circ$, 2 – $\theta = 20^\circ$, 3 – $\theta = 30^\circ$. Вертикальными пунктирными линиями отмечена ширина спектра излучения, использованного в экспериментах

Полагая, что профиль падающего импульса имеет вид

$$E(t) = E_0 \exp \left[i\omega_0 t - \frac{1}{2} (i\alpha + \tau_{inc}^{-2}) t^2 \right],$$

с учетом разложения (3) для длительности импульса на выходе из среды $z = L$ получаем

$$\tau_p(L) = \tau_{inc} \sqrt{(1 + \alpha\mu)^2 + \mu^2 / \tau_{inc}^4}. \quad (4)$$

где $\mu = \partial^2 \Delta k / \partial \omega^2$. Учитывая, что $\mu < 0$, из (4) несложно видеть, что при положительном чирпе ($\alpha > 0$) импульс сокращается, а при отрицательном ($\alpha < 0$) его длительность растет. Подставляя в уравнения (2), (3) параметры МПС, указанные выше, получаем $\tau_p(L) = 300 - 400$ фс, что вполне согласуется с результатами экспериментов.

Таким образом, в представленном письме сообщается об исследовании компрессии фемтосекундных лазерных импульсов в одномерном фотонном кристалле. Полученное согласие теоретических и экспериментальных результатов позволяет сделать вывод, что в одномерном фотонном кристалле, приготовленном в виде МПС с сильной модуляцией линейного показателя преломления, возможна компрессия фемтосекундных лазерных импульсов при длине кристалла всего 4.8 мкм.

Работа была выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты #99-02-16093 и 98-02-17544). Laboratoire de Physico Chimie de l'Atmosphère является членом Centre d'Etude et de Recherche Lasers et Applications, который получает поддержку Ministère de la Recherche, the Région Nord/Pas de Calais и Fond Européen de développement Economique des Régions.

-
1. E.Yablonovitch, *Journal of Modern Optics* **41**, 173 (1994).
 2. А.Ярив, П.Юх, *Оптические волны в кристаллах*, М.: Мир, 1987 (Engl. A.Yariv and P.Yeh, *Optical waves in Crystals, Propagation and Control of Laser Radiation*, John Wiley&Sons, 1984).
 3. A.V.Balakin, D.Boucher, V.A.Bushuev et al., *Optics Letters* **24**, 793 (1999).
 4. А.В.Андреев, О.А.Андреева, А.В.Балакин и др., *Квантовая электроника* **28**, 75 (1999) (Engl. A.V.Andreev, O.A.Andreeva, A.V.Balakin et al., *Quantum Electronics* **29**, 632 (1999)).
 5. А.В.Балакин, Д.Буше, В.А.Бушуев и др., *Письма в ЖЭТФ* **70**, 718 (1999) (Engl. A.V.Balakin, D.Boucher, V.A.Bushuev et al., *JETP Lett.* **70**, 725 (1999)).
 6. B.J.Eggleton, R.E.Slusher, C.Martijn de Sterke et al., *Physical Rev. Lett.* **76**, 1627 (1996).
 7. B.J.Eggleton, G.Lenz, R.E.Slusher, and N.M.Litchinitser, *Applied Optics* **37**, 7055 (1998).
 8. А.М.Желтиков, Н.И.Коротеев, С.А.Магницкий, А.В.Тарасишин, *Квантовая электроника* **25**, 885 (1998).
 9. A.V.Andreev, Yu.V.Ponomarev, Yu.Ya.Platonov, and N.N.Salashchenko, *Proc. of SPIE* **2801**, 75 (1996).
 10. А.В.Балакин, Д.Буше, Н.И.Коротеев и др., *ЖЭТФ* **112**, 97 (1997) (Engl. A.V.Balakin, N.I.Koroteev, A.V.Pakulev et al., *JETP* **85**, 52 (1997)).