

Преобразование импульсов с помощью тонкослойных интерференционных структур

Ю.А.Бобровников, П.Н.Горохов, А.В.Козарь

Исследовано распространение фазомодулированных оптических импульсов через тонкослойные интерференционные просветляющие структуры. Получено аналитическое выражение, связывающее параметры падающего и отражённого импульсов. Использование этого выражения совместно с экспериментальными данными по огибающей импульсов позволяет восстановить временной ход фазовой модуляции падающего импульса. Расщепление отражённого импульса в результате его взаимодействия со структурой на два импульса с разными спектральными составами позволяет использовать их в устройствах компрессии для получения сверхкоротких импульсов с различными несущими частотами.

Ключевые слова: тонкослойные структуры, сверхкороткие импульсы.

Тонкослойные интерференционные структуры привлекают внимание исследователей прежде всего возможностью направленного воздействия на амплитудно-фазовые характеристики падающих сверхкоротких импульсов. Достаточно указать на чирпирующие зеркала, используемые для компрессии фазомодулированных (ФМ) импульсов [1, 2]. Для этих же целей применяются одномерные фотонные кристаллы, которые также можно отнести к тонкослойным периодическим структурам [3, 4]. В этих работах управление фазой оптических импульсов осуществляется с помощью многослойных структур, обладающих уникальными дисперсионными свойствами.

В работе [5] исследовано взаимодействие волн с изменяющейся амплитудой с просветляющими тонкослойными структурами, которые по существу управляют амплитудой падающей волны. Полученное в этой работе для некоторых типов просветляющих периодических структур аналитическое выражение может быть использовано для анализа временного хода амплитуды спектрально-ограниченных импульсов. Несомненный интерес представляет решение аналогичной задачи для подобных структур в случае волн с изменяющимися во времени амплитудой и фазой. Такая задача, например, возникает при взаимодействии сверхкоротких ФМ импульсов с периодическими структурами.

В настоящей работе анализируется взаимодействие подобных импульсов с широким классом просветляющих структур, известных в литературе как тонкослойные интерференционные согласователи (ТИС). Теория ТИС (амплитудно-спектральные, структурные и инвариантные свойства) детально разработана одним из авторов в [6–8]. ТИС представляют собой многослойную периодическую диэлектрическую структуру, состоящую из че-

редующихся слоёв с низким и высоким показателями преломления и имеющую общую оптическую толщину $D < \lambda/4$ (λ – длина волны монохроматического излучения, для которой ТИС являются просветляющими). Независимо от состава и оптических свойств слоёв ТИС в окрестности длинноволнового пика пропускания с высокой точностью эквивалентны просветляющей четвертьволновой плёнке с показателем преломления $n = (n_0 n_s)^{1/2}$, где n_0 и n_s – показатели преломления внешней среды и подложки соответственно. При изменении соотношения толщин слоёв n_s может варьироваться в пределах $n_1^2 < n_s < n_2^2$, где n_1, n_2 ($n_1 < n_2$) – показатели преломления слоёв ТИС [6]. Теоретический анализ взаимодействия светового импульса с ТИС в рассматриваемом случае может быть сведён к анализу его взаимодействия с эквивалентной четвертьволновой плёнкой. Наиболее существенной и интересной трансформации при взаимодействии с ТИС подвергается отражённый импульс, который и является объектом дальнейшего рассмотрения.

Пренебрегая потерями и дисперсией, рассмотрим случай нормального падения плоского волнового пакета на однослойную структуру. Исходным для анализа служит известное выражение для коэффициента отражения от однослойной плёнки

$$r = \frac{r_0 + r_1 \exp(-i2\varphi_0)}{1 + r_0 r_1 \exp(-i2\varphi_0)}, \quad (1)$$

где $r_0 = (n_0 - n)/(n_0 + n)$ и $r_1 = (n - n_s)/(n + n_s)$ – коэффициенты отражения от границ раздела внешняя среда – плёнка и плёнка – подложка соответственно; $\varphi_0 = 2\pi n d/\lambda$ – фазовая толщина плёнки; d – её геометрическая толщина. Будем считать амплитуду падающей волны нормированной на её максимальную амплитуду. Выражение (1), справедливое для монохроматических волн, можно при определённых условиях, о которых будет сказано ниже, обобщить и для волн с изменяющимися во времени амплитудой и фазой. В работе [5] приведен метод такого обобщения, основанный на том, что выражение (1) записано в виде суммы двух волн, отражённых от плёнки

Ю.А.Бобровников, П.Н.Горохов, А.В.Козарь. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119899 Москва, Воробьевы горы; e-mail: avk@phys.msu.su, gorokhov@phys.msu.su; web site: http://www.phys.msu.su

Поступила в редакцию 6 марта 2003 г.

и подложки с разностью фаз между ними $2\varphi_0 = \omega_0\Delta t$, где ω_0 – средняя частота волны (несущая); $\Delta t = 2nd/c = T/2$ – время задержки второй волны относительно первой; T – период колебаний на несущей частоте.

Выражая комплексную амплитуду падающей волны в виде $A(t)\exp[-i\varphi(t)]$ через действительную амплитуду $A(t)$ и фазу $\varphi(t)$, при $r_0 = r_1$ и $\omega_0\Delta t = \pi$ (условие согласования на частоте ω_0), нетрудно, следуя [5], получить следующее выражение для комплексной амплитуды отражённой волны:

$$E_0(t) = r_0 \frac{A(t)\exp[-i\varphi(t)] - A(t-\Delta t)\exp[-i\varphi(t-\Delta t)]}{1 - r_0^2 \exp[i\phi(t)]}, \quad (2)$$

где $\phi(t) = \varphi(t) - \varphi(t-\Delta t)$ – дополнительный набег фазы, связанный с фазовой модуляцией. Огибающая отражённой волны или ФМ импульса (модуль $E_0(t)$) имеет вид

$$E_{0r}(t) = |r_0| \left[\frac{A^2(t) - 2A(t)A(t-\Delta t)\cos\phi(t) + A^2(t-\Delta t)}{1 - 2r_0^2\cos\phi(t) + r_0^4} \right]^{1/2}. \quad (3)$$

В отсутствие фазовой модуляции ($\varphi(t) = \text{const}$) после разложения $A(t-\Delta t)$ в ряд по степеням Δt (предполагается, что такое разложение возможно) получим выражение для огибающей

$$E_{0r}(t) = \left| \frac{r}{1 - r_0^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1}}{n!} \frac{d^n A}{dt^n} (\Delta t)^n \right|, \quad (4)$$

детально проанализированное в [5]. Напомним, что в (2)–(4) r_0 является коэффициентом отражения не от плёнки, а от границы раздела внешняя среда – эквивалентный слой (с показателем преломления, определённым выше). Для ТИС его удобно записать в виде $r_0 = (1 - \sqrt{\chi})/(1 + \sqrt{\chi})$, где $\chi = n_s/n_0$ [5]. В дальнейшем будем полагать $n_0 = 1$. Заметим также, что формулы (2)–(4) справедливы и для полуволнового фильтра, для которого $n_0 = n_s$ и $\Delta t = T$.

Остановимся на условиях применимости полученных выражений. Как показано в работе [5], формула (4) для волн без фазовой модуляции справедлива при $t \gg \Delta t$ (время t отсчитывается от начала падения импульса на структуру), т. е. для установившегося режима интерференции. Очевидно, что появление разрыва амплитуды $A(t)$ или её производной в любой момент времени t приведёт к нарушению этого режима и его новому установлению за тот же промежуток времени. В действительности, как показывает расчёт, для реально используемых диэлектриков с $n_s < 3.5$ неравенство $t \gg \Delta t$ можно с большой точностью заменить на менее жёсткое условие $t > 3\Delta t$, которое эквивалентно условию медленно меняющейся амплитуды. Аналогичные аргументы справедливы и для изменяющейся во времени фазы $\varphi(t)$. Таким образом, формулы (2)–(4) справедливы для относительно гладких импульсов без резких изменений фазы и амплитуды.

Рассмотрим взаимодействие с ТИС ФМ импульсов с гауссовой ($A(t) = \exp[-(t/\tau)^2/2]$) и супергауссовой ($A(t) = \exp[-(t/\tau)^{2p}]$) формами огибающих в предположении наиболее интересной с точки зрения приложений квадратичной фазовой модуляции в виде $\varphi(t) = \alpha t^2/2$ [9, 10]. На рис.1 представлены результаты расчёта спектральным методом формы отражённых от плёнки, нанесённой на подложку с $n_s = 3.42$, ФМ импульсов. В обоих случаях

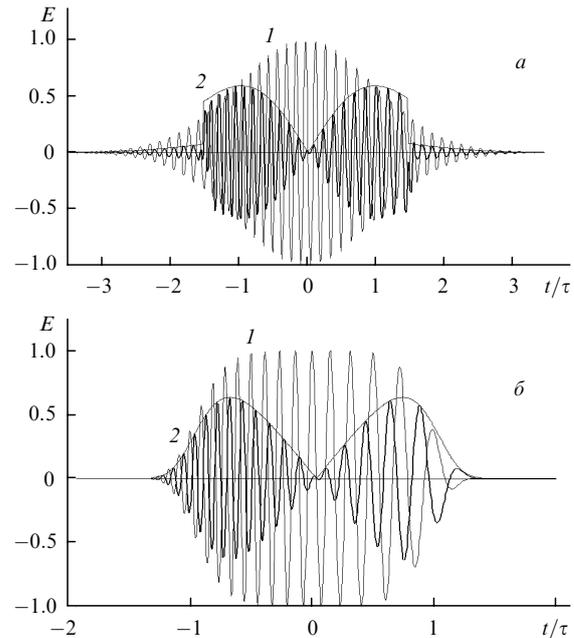


Рис.1. Фазомодулированные падающий (1) и отраженный (2) импульсы с гауссовой (а) и супергауссовой (б) огибающими; отражённые импульсы увеличены в 7 раз (а) и в 2 раза (б).

длительность импульсов τ была равна $7T$, длина волны несущей $\lambda = 1.5$ мкм; для гауссова импульса $\alpha\tau^2 = 1$, для супергауссова импульса $\alpha\tau^4 = 4$, параметр $p = 3$. Огибающая отражённых импульсов E_{0r} построена по формуле (3). Приведённые результаты получены с помощью фурье-преобразования падающего импульса, взятого в виде $E(t) = A(t)\exp[-i(\omega_0 t + \varphi(t))]$. Временной профиль отражённого импульса определялся как

$$E_r(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(\omega)r(\omega)\exp(-i\omega t)d\omega, \quad (5)$$

где $f(\omega)$ – фурье-спектр падающего импульса; $r(\omega)$ – коэффициент отражения от ТИС, определяемый формулой (1). На рис.1 представлены также профили отражённых импульсов, построенные непосредственно по формуле $E(t) = E_0(t)\exp(-i\omega_0 t)$. Видно, что временные профили обоих импульсов практически полностью совпадают с рассчитанными с помощью спектрального метода по (5), что свидетельствует о высокой точности их описания формулами (3), (4).

На рис.1,а фазовая модуляция имеет место при $-1.5\tau < t < 1.5\tau$ (начало координат совмещено с центром импульса). Внутри этого интервала огибающая описывается выражением (3), вне его – как выражением (3) при $\phi(t) = 0$, так и формулой (4), в которой достаточно взять лишь первый член разложения.

Полученные аналитические выражения позволяют определить временной ход фазовой модуляции ФМ импульсов. Это следует из того обстоятельства, что в (3) для амплитуды (и интенсивности) сохраняется информация о фазовой модуляции в виде функции $\phi(t)$. Если с помощью корреляционных или прямых методов получены огибающие падающего ($A(t)$) и отражённого ($E_{0r}(t)$) импульсов, то, используя (3), можно определить фазовую функцию $\phi(t)$.

На практике часто встречаются ситуации, когда ФМ импульсы имеют плоскую или почти плоскую вершину

[10]. В области плоской вершины $A(t) = A(t - \Delta t) = A_0$ (в данном рассмотрении $A_0 = 1$), и из (3) следует, что форма огибающей отражённого импульса определяется лишь фазовой функцией $\phi(t)$. Этим объясняется близкая к линейной зависимость $E_{or}(t)$ в области центральной части отражённого импульса (см. рис.1,б). Действительно, для малых значений $\phi(t)$ можно упростить выражение (3), полагая $\cos \phi(t) \simeq 1$:

$$E_{or}(t) = \left| \frac{r_0}{1 - r_0^2} \phi(t) \right|. \quad (6)$$

Для квадратичной фазовой модуляции $\phi(t) = \alpha t \Delta t - 0.5\alpha(\Delta t)^2$, откуда и следует линейная зависимость $E_{or}(t)$ от времени. В этих выражениях время отсчитывается от центра импульса. При малой фазовой модуляции можно использовать разложение $\phi(t)$ в ряд по степеням Δt ; тогда из (6) получим для огибающей ФМ импульса в области постоянной амплитуды выражение

$$E_{or}(t) = \left| \frac{r_0}{1 - r_0^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1}}{n!} \frac{d\phi}{dt} (\Delta t)^n \right|, \quad (7)$$

аналогичное выражению (4) для импульсов с постоянной фазой. При малых $\phi(t)$ можно положить $\phi(t) = (d\phi/dt)\Delta t = \delta\omega(t)\Delta t$ и, используя (6) или (7), сразу получить временной ход частотной модуляции $\delta\omega(t)$ в области плоской вершины импульса. В общем случае, при известных огибающих $A(t)$ и $E_{or}(t)$, из (3) можно непосредственно получить $\phi(t) = \varphi(t) - \varphi(t - \Delta t) = F[A(t), E_{or}(t)]$ как функцию огибающих и, решая численно данное уравнение, определить функцию $\varphi(t)$. Это уравнение можно свести к дифференциальному, аналогичному выражению (7), представив $\phi(t)$ в виде степенного ряда, в котором можно ограничиться первыми членами разложения.

Укажем также на возможность практического использования преобразованных с помощью ТИС импульсов. Как видно из рис.1, взаимодействие с ТИС фактически приводит к расщеплению отраженного импульса на два, один из которых содержит в основном высокочастотные, а другой – низкочастотные составляющие спектра (рис.2,а). Это позволяет использовать их в схемах компрессии для получения сжатых импульсов с различными несущими. На рис.2,б приведены результаты расчёта формы отражённых импульсов, изображённых на рис.1,б, после их прохождения в среде с нормальной дисперсией показателя преломления $n(\omega)$. Использовались лоренцева форма дисперсии, как и в работе [4], и параболическая аппроксимация волнового вектора $k(\omega)$ в окрестности ω_0 [9]. Эволюция импульса при его распространении в диспергирующей среде описывается выражением [9, 10]

$$E(t, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(\omega)r(\omega) \exp[-i(\omega t - k(\omega)z)]d\omega,$$

где $f(\omega)$ и $r(\omega)$ определены в (5). Значение z определено вблизи точки максимального сжатия импульса [10]. Таким образом, фактически в расчётах использовалась модель идеального квадратичного компрессора.

Левый импульс на рис.2,б получен обнулением изображённой на рис.2,а низкочастотной части спектра отражённого импульса, начиная от ω_0 , правый – обнулени-

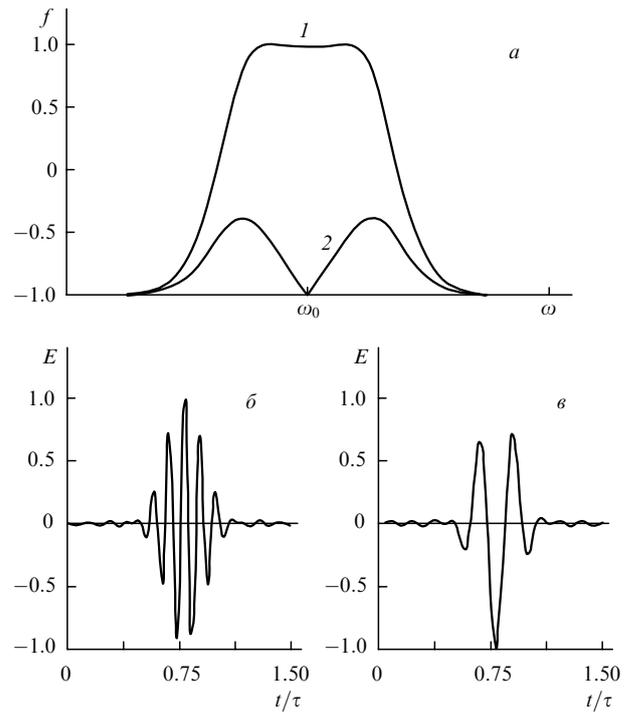


Рис.2. Спектры падающего (1) и отражённого (2) импульсов, показанных на рис.1,б (а), и преобразованные отраженные импульсы после компрессии (увеличены в 2 раза) (б, в).

ем высокочастотной части. Такое преобразование спектра, как видно из рис.2,б,в не приводит к заметному искажению формы сжатых импульсов. Их интересной особенностью является зависимость частоты заполнения от α , т. е. от скорости частотной модуляции. Например, для используемых в расчётах значения α и характеристик падающего импульса сдвиг частоты $\Delta\omega$ относительно ω_0 для обоих импульсов составил $\pm 0.4\omega_0$. Длительность полученных при этом импульсов не превышает длительности сжатого падающего импульса.

Таким образом, проведённый анализ показывает, что ТИС могут быть использованы как для анализа временной зависимости фазы ФМ импульсов, так и для получения сверхкоротких импульсов с указанными выше свойствами.

1. Szpöcs R., Ferencz K., Spielmann C., Krausz F. *Opt. Lett.*, **19** (3), 201 (1994).
2. Szpöcs R., Köhzi-Kis A., Lakó S., Apai P., Kovacs A.P., DeBell G., Mott L., Louderback A.W., Tikhonravov A.V., Trubetskov M.K. *Appl. Phys. B*, **70**, 1 (2000).
3. Koroteev N.I., Magnitskii S.A., Tarasishin A.V., Zheltikov A.M. *Opt. Comm.*, **159**, 191 (1999).
4. Tarasishin A.V., Magnitskii S.A., Zheltikov A.M. *Laser Phys.*, **11** (1), 31 (2001).
5. Козарь А.В., Бобровников Ю.А., Горохов П.Н. *Изв. РАН. Сер. физич.*, **12**, 1823 (2002).
6. Козарь А.В. *Оптика и спектроскопия*, **59** (5), 1132 (1985).
7. Козарь А.В. *Оптика и спектроскопия*, **64** (5), 1130 (1988).
8. Козарь А.В., Путрина Е.В., Фионова О.В. *Вестник МГУ. Сер. физика, астрономия*, **36** (3), 39 (1995).
9. Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. *Теория волн* (М.: Наука, 1990).
10. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. *Оптика фемтосекундных лазерных импульсов* (М.: Наука, 1988).