

# ГОЛОГРАФИЯ

УДК 617.7 535.34

## ОСОБЕННОСТИ ДИФРАКЦИИ ИМПУЛЬСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СВЕРХКОРОТКОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ В СИСТЕМЕ НАЛОЖЕННЫХ ПРОПУСКАЮЩИХ ОБЪЕМНЫХ ФАЗОВЫХ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ РЕШЕТОК

© 2012 г. Н. В. Ионина

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург

E-mail: shurch@yandex.ru

Рассмотрен характер трансформации формы и спектра сверхкоротких импульсов излучения в результате дифракции на наложенных пропускающих объемных фазовых голографических решетках. Показана возможность осуществления в такой системе процедуры деинтерливинга светового сигнала с одновременным демультимплексированием в дифрагированном пучке.

*Ключевые слова:* голографическая решетка, дифракция, мультиплексные голограммы, фемтосекундный лазер, немонахроматическое излучение, деинтерливинг, демультимплексирование.

Коды OCIS: 090.0090, 050.7330, 070.0070, 320.0320

Поступила в редакцию 24.04.2012

Дифракционные элементы разного рода являются важными составляющими и широко используются в оптических схемах лазерной техники, спектроскопических исследованиях, голографии, в системах передачи информации и волноводной оптике, оптике сверхкоротких (пико-, фемто-, аттосекундных) лазерных импульсов [1–5]. Особенности их применения в различных областях динамично исследуются в настоящее время. В работе [6] изучалось воздействие на спектральные и временные параметры импульсного излучения фемтосекундной длительности одиночной пропускающей объемной фазовой голографической решетки.

В настоящей работе посредством численного моделирования рассматриваются особенности преобразований формы и спектра немонахроматического светового сигнала (фемтосекундного импульса) системой наложенных объемных пропускающих фазовых голограмм-решеток (мультиплексной голограммой).

Для таких решеток, формирующихся в результате модуляции показателя преломления  $n$  светочувствительной среды, характер изме-

нения  $n$  в пространстве для каждой решетки можно описать следующим образом [7]:

$$n(\mathbf{r}) = n_{\text{cp}} + n_1 \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}). \quad (1)$$

Здесь  $n_{\text{cp}}$  – средний показатель преломления регистрирующей среды,  $n_1$  – амплитуда модуляции показателя преломления,  $\mathbf{K}$  – вектор решетки,  $|\mathbf{K}| = 2\pi/d$ , где  $d$  – период решетки,  $\mathbf{r}$  – радиус-вектор точки среды.

При анализе процесса дифракции на одиночной голограмме сверхкоротких импульсов излучения для описания воздействия периодической структуры голограммы-решетки на световой сигнал в работе [6] использовались спектральное представление светового поля и частотные передаточные функции объемных голограмм (полученные в теории связанных волн Когельника [8]) и оценивалась корректность такого подхода.

Применим теперь такой же подход для описания трансформации формы и спектра импульсного сверхкороткого светового сигнала системой нескольких ( $p$ ) наложенных объемных пропускающих фазовых голограмм-реше-

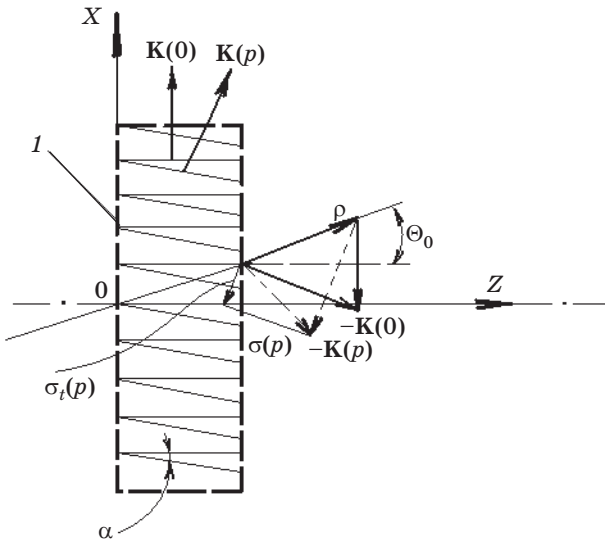


Рис. 1. Система наложенных голограмм (1) с векторной диаграммой реконструкции.

ток. Эта система представляет собой набор голографических решеток, зарегистрированных в одном и том же объеме светочувствительной среды и отличающихся наклоном изофазных поверхностей. Полагаем для нашего рассмотрения, что решетки имеют одинаковый период  $d$  и угол между изофазными поверхностями соседних решеток составляет  $\Delta\alpha$  (рис. 1).

Положим также, что процесс дифракции на каждой ( $p$ -ой) решетке практически независим

от дифракции на остальных. Критерием допущения может служить условие непересечения частотных диапазонов, определенных по основанию дифракционных максимумов нулевого порядка для каждой из решеток. Такое условие может быть выполнено для решеток, сила которых  $\pi n_1 T / \lambda \cos \Theta_0 \leq \pi/2$  ( $\Theta_0$  – угол Брэгга,  $\lambda$  – длина волны излучения,  $T$  – толщина решетки). Интенсивность боковых дифракционных максимумов в этом случае не превышает нескольких процентов, поэтому вкладом этого излучения в эффективность дифракции на “чужих” решетках можно пренебречь. Оценивать погрешность такого приближения можно, вычисляя разность между дифракционными эффективностями одиночной голограммы и такой же голограммы, но определенной уже в системе наложенных голограмм. При соответствующем подборе параметров голограмм такая погрешность не превышает нескольких процентов.

При этом свойства системы мультиплексных голограмм могут быть описаны с использованием известных частотных передаточных функций  $\Pi_R(\omega, z, p)$  (для прямопрошедшего излучения) и  $\Pi_S(\omega, z, p)$  (для дифрагированного излучения) одиночной объемной голограммы [7] (здесь  $\omega$  – круговая частота излучения,  $z$  – координата по оси  $OZ$ , нормальной к поверхности голограммы,  $p$  – номер голограммы)

$$\Pi_R(\omega, z, p) = \exp[-j\xi(\omega, p)] \left[ \cos \sqrt{\xi(\omega, p)^2 + v(\omega, p)^2} + j\xi(\omega, p) \sin \sqrt{\xi(\omega, p)^2 + v(\omega, p)^2} / \sqrt{\xi(\omega, p)^2 + v(\omega, p)^2} \right], \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \Pi_S(\omega, z, p) = & -j\sqrt{\rho_z(\omega)/\sigma_z(\omega, p)} \exp[-j\xi(\omega, p)] v(\omega, p) \times \\ & \times \sin \sqrt{\xi(\omega, p)^2 + v(\omega, p)^2} / \sqrt{\xi(\omega, p)^2 + v(\omega, p)^2}, \end{aligned} \quad (3)$$

где  $\xi(\omega, p)$  – брэгговская расстройка,  $v(\omega, p)$  – сила решетки,

$$\begin{aligned} \xi(\omega, p) = & \left[ \beta(\omega)^2 - |\sigma(\omega, p)|^2 \right] T / (4|\sigma_z(\omega, p)|), \\ v(\omega, p) = & \omega \beta(\omega) n_1 T / \left( 2c \sqrt{|\sigma_z(\omega, p)| |\rho_z(\omega)|} \right), \end{aligned} \quad (4)$$

$\rho(\omega)$  – волновой вектор волны нулевого порядка,  $|\rho(\omega)| = \beta(\omega) = \omega n / c$ ,  $c$  – скорость света в вакууме,  $\sigma(\omega, p)$  – волновой вектор дифрагированной волны, подстрочный индекс  $z$  означает проекцию вектора на ось  $OZ$ .

Волновые векторы волн, формирующихся в объеме голограммы, связаны соотношением  $\sigma(\omega, p) = \rho(\omega) - K(p)$  [7] (рис. 1).

Вектор  $E$  падающей плоской волны нормален плоскости  $XOZ$ . При этом рассматриваются собственно дифракционные явления, а влияния преломления и френелевского отражения от поверхностей исключаются, для чего средний показатель преломления голограммы полагается равным показателю преломления окружающей среды. Предполагается также, что параметры голограммы-решетки не изменяются при прохождении светового пучка.

Воздействие на спектр прямопроходящего светового сигнала  $E_{in}(\omega)$  мультиплексной голограммы можно рассматривать как действие

нескольких ( $p$ ) фильтров с комплексным пропусканием  $\Pi_R(\omega, z, p)$  и, соответственно, комплексную частотную передаточную функцию системы голограмм как произведение соответствующих функций  $\Pi_R(\omega, z, p)$

$$E_R(\omega, z) = E_{in}(\omega) \exp(-j\rho(\omega) \cdot \mathbf{r}) \prod_{p=-M}^M \Pi_R(\omega, z, p), \quad (5)$$

где  $E_R(\omega, z)$  – комплексная амплитуда плоских частотных компонентов волны нулевого порядка.

Переходя к временным зависимостям, получим в результате применения обратного преобразования Фурье следующее выражения для описания комплексной амплитуды световой волны на выходе системы голограмм в нулевом порядке:

$$E_R(\mathbf{r}, t) = E_0 \int_{-\infty}^{\infty} E_R(\omega, z) \exp(j\omega t) d\omega, \quad (6)$$

где  $E_0$  – нормировочный коэффициент.

Численное моделирование проводилось для условий, соответствующих реальной голографической регистрирующей среде (полиметилметакрилат с фенантренхиноном) и параметрам излучения лазера на сапфире с титаном ( $\lambda = 810\text{--}815$  нм, длительность импульсов излучения 20–30 фс, диаметр поперечного сечения пучка излучения около 2 мм) [6]. Соответственно, спектр Фурье комплексной амплитуды плоской световой волны на входе голограммы задавался в виде

$$E_{in} = \exp\left[-\left(\omega - 2,32 \times 10^{15}\right)^2 / 2(0,075 \times 10^{15})^2\right]. \quad (7)$$

Свойства модификаций среды и технология ее обработки [9, 10] позволяют с определенным допуском получать голограммы с заданными параметрами, высокой дифракционной эффективностью, а также регистрировать наложенные голограммы-решетки.

Материальная дисперсия среды учитывалась как дисперсия полиметилметакрилата в области частот  $[2 \times 10^{15}, 4,1 \times 10^{15}] \text{ с}^{-1}$  [6], а  $n_{cp}$  регистрирующей среды принимался равным 1,49.

Результаты расчетов для различных значений параметров  $p, T, \Delta\alpha$  приведены на рис. 2–4. Полученные зависимости показывают, что для принятых условий в нулевом порядке дифракции на выходе системы мультиплексных голограмм спектр светового сигнала носит квазидискретный характер. Характерная ширина спектральных интервалов и глубина модуляции

спектра определяются параметрами одиночных голограмм, а их количество – количеством наложенных голограмм, зарегистрированных в светочувствительной среде (рис. 2–3). Длительность и форма импульса излучения на выходе мультиплексной голограммы зависит от характера дисперсии регистрирующей среды и вида частотных передаточных функций. Огибающая импульса излучения в различных точках сечения пучка на выходе системы может иметь, в частности, форму двух пиков с длительностью, несколько превышающей длительность входного импульса (рис. 4). При этом наблюдается запаздывание импульса от точки к точке в поперечном сечении пучка (вдоль оси  $OX$ ).

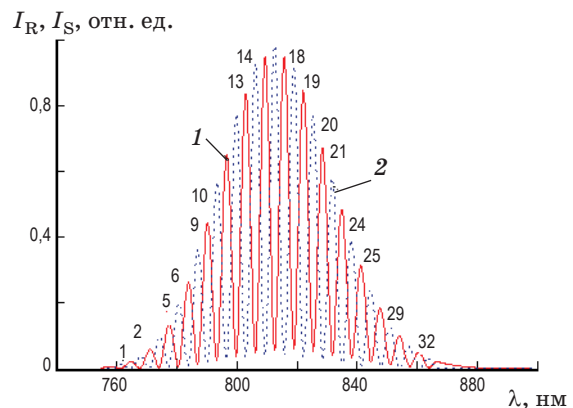


Рис. 2. Спектр импульса в нулевом (1) и первом (2) порядках дифракции.  $M = 8$ ,  $n_1 = 0,0001$ ,  $d = 0,002$  мм,  $T = 3,4$  мм,  $\Delta\alpha = 0,0011$  рад.

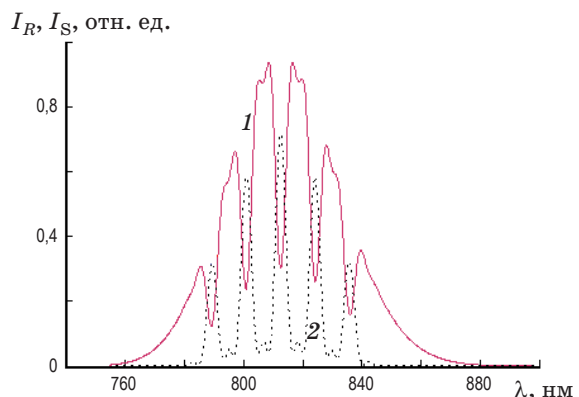
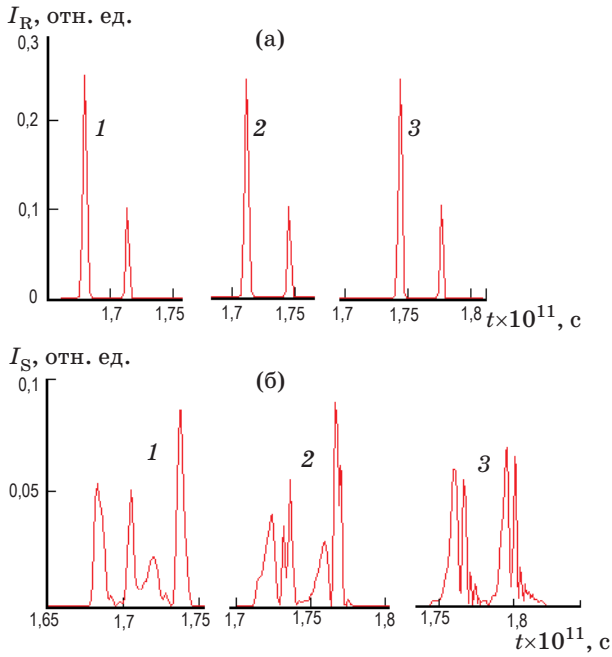


Рис. 3. Спектр импульса в нулевом (1) и первом (2) порядках дифракции.  $M = 2$ ,  $n_1 = 0,0001$ ,  $d = 0,002$  мм,  $T = 2,5$  мм,  $\Delta\alpha = 0,002$  рад.



**Рис. 4.** Формы импульса на выходе мультиплексной голограммы в нулевом (а) и первом (б) порядках дифракции в различных точках сечения пучка по оси  $OX$ .  $M = 8$ ,  $T = 3,4$  мм,  $d = 0,002$  мм,  $\Delta\alpha = 0,0011$  рад,  $n_1 = 0,0001$ . 1 –  $x = 0$ , 2 –  $x = T \operatorname{tg} \Theta_0$ , 3 –  $x = 2T \operatorname{tg} \Theta_0$ .

В пучке, дифрагировавшем на мультиплексных решетках при указанных условиях, распространяется набор дифрагированных волн  $E_S(\mathbf{r}, t, p)$  в направлениях, соответствующих волновым векторам  $\boldsymbol{\sigma}(\omega, p)$ , определяемым условиями дифракции на  $p$ -ой решетке и в своем спектральном диапазоне, который определяется функциями  $\Pi_S(\omega, z, p)$ .

В дальней зоне, где дифрагировавшие на разных решетках пучки не перекрываются, распределение интенсивности в спектре такого пучка можно представить в виде

$$I'_S(\omega) = \sum_{p=-M}^M [E_{in}(\omega) |\Pi_S(\omega, z, p) \exp(-j\boldsymbol{\sigma}(\omega, p) \cdot \mathbf{r})|^2]. \quad (8)$$

Расчетные графики такого распределения представлены на рис. 2–3. Данные зависимости показывают, что в этом случае в первом порядке дифракции в системе наложенных голограмм-решеток распределение интенсивности в спектре излучения носит квазидискретный характер так же, как и в нулевом порядке дифракции. Параметры квазидискретных спектров (ширина полосы частотных каналов, шаг между каналами, интенсивность излучения)

зависят от характеристик голограмм и их количества в реализуемой системе (рис. 2–3). При определенных параметрах голограмм-решеток (рис. 2) можно говорить о взаимодополнительном характере этих спектров: периодически повторяющиеся полосы частот, отсутствующие в одном спектре, присутствуют в другом и повторяют при этом форму огибающей спектра входного сигнала.

Если здесь рассматривать входной сигнал  $E_{in}(\omega)$  как набор плотно упакованных частотных каналов, то можно сказать, что такая система наложенных голограмм разделяет его на два квазидискретных множества “четных” (№ 2–32 на рис. 2) и “нечетных” (№ 1–31 на рис. 2) каналов с вдвое бóльшим шагом между каналами, т. е. производит деинтерливинг.

Комплексную амплитуду световой волны в первом порядке дифракции на выходе мультиплексной голограммы  $E_S(t, x)$  ( $z = T$ ), распространяющейся в направлении  $\boldsymbol{\sigma}_S(\omega, p)$ , определяемом условиями Брэгга для центральной длины волны лазерного импульса, можно описать с помощью функций  $\Pi_S(\omega, z, p)$  следующим образом (см. рис. 1):

$$E_S(t, x) = E_0 \int_{-\infty}^{\infty} E_{in}(\omega, z) \exp(j\omega t) \times \left\{ \sum_{p=-M}^M \Pi_S(\omega, z, p) \exp[-j\sigma_{tz}(\omega, p)z] \times \exp[-j\sigma_{tx}(\omega, p)x] \right\} \exp[-j\boldsymbol{\sigma}_S(\omega, p) \cdot \mathbf{r}] d\omega, \quad (9)$$

где

$$\boldsymbol{\sigma}_S(\omega, p) = \boldsymbol{\sigma}(\omega, p) \cos(2p\Delta\alpha),$$

$$\sigma_{tz}(p) = |\boldsymbol{\sigma}(\omega, p)| \sin(2p\Delta\alpha) \sin \Theta_0,$$

$$\sigma_{tx} = |\boldsymbol{\sigma}(\omega, p)| \sin(2p\Delta\alpha) \cos \Theta_0.$$

Из выражения (9) видно, что дифрагированная волна, распространяющаяся в направлении  $\boldsymbol{\sigma}_S(\omega, p)$ , является неоднородной. Результаты численного моделирования возможных форм импульса излучения в различных точках  $x$  поперечного сечения светового пучка на выходе системы мультиплексных голограмм показаны на рис. 4. Приведенные графики демонстрируют сложный характер изменения формы исходного импульса, который зависит также от координаты в поперечном сечении пучка.

Таким образом, при численном анализе влияния дифракции в системе наложенных пропускающих объемных фазовых голографи-

ческих решеток на спектральные и временные характеристики импульсного некогерентного излучения продемонстрировано, что временная структура импульса в дифрагированном пучке на выходе голограммы сложным образом зависит от параметров системы решеток и изменяется по сечению пучка, приобретая временную задержку вдоль оси  $OX$ . При этом форма импульса излучения в нулевом порядке дифракции в различных точках сечения пучка может приобретать пиковую структуру с временной задержкой от точки к точке вдоль оси  $OX$ .

При рассмотрении особенностей преобразования спектра некогерентного излу-

чения показана возможность осуществления в системе наложенных объемных пропускающих фазовых голограмм-решеток процедуры деинтерливинга. Продемонстрировано также, что в дифрагированном пучке распространяется набор световых сигналов, каждый в своем направлении и частотном диапазоне, что позволяет организовать демультимплексирование светового сигнала в канале дифракции с разделением по длинам волн. Такие особенности преобразования спектров системой наложенных голограмм могут быть использованы в различных информационных системах, в экспериментах по исследованию свойств оптических сред.

\* \* \* \* \*

## ЛИТЕРАТУРА

1. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М.: Наука, 1988. 312 с.
2. Сб. Оптика наноструктур. СПб.: Недра, 2005. 361 с.
3. Фриман Р. Волоконно-оптические системы связи. М.: Техносфера, 2007. 512 с.
4. Мазуренко Ю.Т. Самореферентное измерение сверхкороткого импульса методом интерферометрии некогерентных волн // Труды НИЦ фотоники и оптоинформатики. СПб.: ГУ ИТМО, 2009. С. 159–185.
5. Cervantes M.A., Smolovich A.M. Ultrashort light puls scattering by 3D interference fringe structure // Proc. SPIE. 2002. V. 4752. P. 66–73.
6. Ионина Н.В. Особенности дифракции импульсного излучения фемтосекундной длительности на объемной пропускающей голографической решетке // Оптический журнал. 2009. Т. 76. № 6. С. 34–39.
7. Solyman L., Cook D.J. Volume holography and volume gratings. London: Academic Press, 1981. P. 155–160.
8. Kogelnik H. Coupled wave theory for thick hologram grating // Bell Syst. Techn. 1969. V. 48. № 9. P. 2909–2947.
9. Ионина Н.В., Андреева О.В., Бандюк О.В., Парамонов А.А. Связь голографических характеристик образцов полимерной голографической среды с их твердостью // Оптический журнал. 2002. Т. 69. № 6. С. 35–37.
10. Ионина Н.В., Андреева О.В., Бандюк О.В., Парамонов А.А. Особенности постэкспозиционной обработки полимерного регистрирующего материала “Диффен” для голограммных элементов // Сб. тр. VI Межд. конф. “Прикладная оптика-2004”. СПб., 2004. С. 175–177.