УДК 535.421

# ГОЛОГРАФИЧЕСКОЕ ФОРМИРОВАНИЕ ДИФРАКЦИОННЫХ СТРУКТУР БЕССЕЛЕПОДОБНЫМИ СВЕТОВЫМИ ПУЧКАМИ С УЧЕТОМ САМОДИФРАКЦИИ ЗАПИСЫВАЮЩИХ ВОЛН В ФОТОПОЛИМЕРНЫХ МАТЕРИАЛАХ

© 2020 г. В. О. Долгирев<sup>1</sup>, С. Н. Шарангович<sup>1, \*</sup>, Д. И. Дудник<sup>1</sup>, А. О. Семкин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Томск, Россия

> \**E-mail: shr@tusur.ru* Поступила в редакцию 29.07.2019 г. После доработки 30.08.2019 г. Принята к публикации 27.09.2019 г.

В работе разработана теоретическая модель голографического формирования дифракционных структур с учетом влияния самодифракции записывающих пучков, позволяющая преобразовывать световые поля в бесселеподобные. Экспериментально продемонстрировано усиление боковых максимумов дифрагировавшего пучка, вследствие влияния самодифракции.

DOI: 10.31857/S0367676520010111

#### введение

В последнее время в оптике интенсивно исследуются световые пучки, практически свободные от дифракции [1, 2]. К таким пучкам относятся Бесселевы световые пучки. Данные оптические пучки можно использовать в различных областях оптической метрологии, системах оптического выравнивания на больших расстояниях и механических устройствах, в нелинейной оптике, в когерентной томографии, а также при проектировании атмосферных беспроводных линий телекоммуникаций [1, 2]. Актуальным представляется поиск доступных методов формирования таких пучков.

Одним из наиболее эффективных методов формирования дифракционных оптических элементов (ДОЭ) является голографический с применением фоточувствительных сред [3–5]. Эффективность метода обусловлена возможностью создавать сколь угодно сложные дифракционные структуры (ДС), позволяющие преобразовывать проходящие световые пучки.

В данной работе исследуется процесс голографического формирования ДС бесселеподобными световыми пучками с учетом самодифракции записывающих световых волн.

### ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Пусть на границу образца (рис. 1*a*), содержащего фотополимерный материал ( $\Phi\Pi M$ ) толщиной *d*, падает два монохроматических пучка света

с амплитудными распределениями  $E_0(\vec{r})$  (Гауссово распределение) и  $E_1(\vec{r})$  (бесселеподобное рас-

пределение), волновыми векторами  $k'_0$  и  $k'_1$ , под углами  $\theta_0$  и  $\theta_1$ . Оптическое поле на входной границе описывается как [6–14]:

$$E(t,\vec{r}) = \sum_{j=0,1} \vec{e_j} E_j \exp\left[i\left(\omega t - \vec{k_j'}\vec{r}\right)\right],$$
 (1)

где  $\vec{e_j}$  – вектор поляризации;  $\vec{r}$  – радиус-вектор;

 $k'_j = k \overrightarrow{N_j}, \ k = n \cdot \omega/c$  — волновое число и  $\overrightarrow{N_j}$  — нормаль к волновому фронту, n — показатель преломления.

Во время записи внутри образца с ФПМ происходит изменение распределения интенсивности  $I(t, \vec{r})$  записывающего поля под действием дифракции записывающих световых пучков. ДС в каждый момент времени продолжает формироваться в соответствии с изменением распределения светового поля, а в областях малого контраста (<0.1, рис. 1*б*), под действием эффекта самодифракции, формируется дополнительная решетка, которая вызывает неоднородность амплитудно-фазового профиля всей решетки. При этом в областях высокого контраста запись ДР остается линейной.

Выражение для амплитуды первой гармоники показателя преломления с учетом эффекта самодифракции представлено ниже [14]:

$$n_{1}(\tau, x, y, z) = n_{1P}(\tau, x, y, z) + n_{1H}(\tau, x, y, z), \qquad (2)$$



Рис. 1. (а) Пространственная геометрия записи; (б) локальный контраст интерференционной картины.

где  $n_{1P}(\tau, x, y, z)$  — вклад в амплитуду первой гармоники за счет фотополимеризационно-диффузионных процессов, а  $n_{1H}(\tau, x, y, z)$  — вклад в амплитуду первой гармоники за счет самодифракции записывающих световых пучков. Данные выражения описываются как [14]:

$$n_{1P}(\tau, x, y, z) = \delta n_p F_2(x, z) \times \times \sqrt{m_0(x, z)} \int_0^{\tau} R(\tau', x, z) d\tau',$$
(3)  
$$n_{1H}(\tau, x, y, z) = \delta n_p F_2(x, z) \times \times \sqrt{m_0(x, z)} \int_0^{\tau} R(\tau', x, z) H(\tau', \tau, x, y, z) d\tau',$$
(4)

где  $\delta n_p$  – параметр модели, характеризующий изменение *n* вследствие полимеризации и диффузии компонент материала;  $\tau = t/T_m$  – относительное время;  $T_m = 1/(K_1^2 D_m)$  – время диффузии;  $K_1 = |K_1|$  – волновое число первой гармоники;  $D_m$  – начальное значение коэффициента диффузии;  $F_2(x,z) = \frac{2^k}{b_x} \cdot \frac{2k}{1+m_0(x,z)}; \quad m_0(x,z) =$  $= I_0(x,z)/I_1(x,z)$  – соотношение интенсивностей записывающих световых пучков;  $I_j(x,z) =$  $= |E_j(x,z)|^2; \quad j = 0,1; \quad b_x = b(x,z) = T_p(x,z)/T_m;$  $T_p(x,z) = h^{-1}/[I^0(x,z)]^2$  – локальное время полимеризации;  $R(\tau,x,z) = \frac{M_0(\tau,x,z)}{M_n} - (\frac{2^k}{b_x} - C_n)$  $\int_0^{\tau} \frac{M_0(\tau',x,z)}{M_n} e^{-\int_{\tau'}^{\tau} F_i(\tau'',x,z)d\tau''} d\tau'; \quad M_0(\tau,x,z)$  – концен-

трация мономера для нулевой гармоники;  $M_n$  —

начальная концентрация мономера;  $C_n = \delta n_i / \delta n_p$ ;  $\delta n_p$  и  $\delta n_i$  – параметры модели, характеризующие изменение *n* вследствие полимеризации и диффузии компонент материала;

$$F_{1}(\tau, x, z) = \frac{2^{\kappa}}{b_{x}} + \frac{b_{m}(\tau, x, z)}{b_{m}(\tau, x, z)} = \exp\left[-s\left(1 - M_{0}(\tau, x, z)\right)/M_{n}\right]; \quad H(\tau', \tau, x, y, z) = \frac{1}{2}$$

$$=\sqrt{\frac{iF_2(x,z)\Gamma}{y/d}}\int_{\tau'}^{\tau} R(\tau'',x,z)d\tau'' J_1[x,z]; \quad J_1[x,z] =$$

$$= J_1 \left[ 2 \sqrt{iF_2(x,z)} \Gamma \frac{y}{d} \int_{\tau'}^{\tau} R(\tau'',x,z) d\tau'' \right] - \phi y H \kappa \mu u g$$

Бесселя;  $\Gamma = \delta n_p \cdot G \cdot d = \omega \cdot d \cdot \delta n_p / 2 \cdot c \cdot \cos(\varphi_1)$  – нормализованный коэффициент связи, характеризующий эффективность взаимодействия световых волн с решеткой.

Выражение (2) определяет временную динамику пространственного распределения амплитуды ДР с учетом самодифракции записывающих световых пучков. Амплитудно-фазовая неоднородность профиля решетки, обусловленная влиянием эффекта самодифракции, приводит к повороту эффективного вектора решетки, соответственно, и к смещению угла Брэгга при считывании, а также к обмену энергии между пучками.

#### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

На рис. 2 представлена экспериментальная установка по голографическому формированию и считыванию с ФПМ [15–19]. Гелий-неоновый (He-Ne) лазер с длиной волны излучения 633 нм формирует опорный световой пучок с Гауссовым световым распределением диаметром 1 мм и мощностью 2 мВт. После отражения от зеркала (3) пучок разделяется на два с помощью светоделительного кубика (с. к.). Далее, сигнальный пучок посредством амплитудного транспаранта (АТ)



Рис. 2. (а) Схема установки для формирования ДОЭ; (б) схема установки для считывания ДОЭ.



**Рис. 3.** (*a*) Распределение интенсивности сигнального светового пучка; (*б*) модуль квадрата функции Бесселя (*1*), нормированный профиль распределения интенсивности дифрагировавшего (*2*) и сигнального (*3*) пучка вдоль координаты X, численное моделирование дифрагировавшего пучка в точках максимума (*4*).

преобразует Гауссово распределение интенсивности света в бесселеподобное [20, 21]. АТ имел ширину концентрической щели 0.05 мм и диаметр кольца 0.4 мм. Расстояние от АТ до линзы (Л) и от линзы до ДОЭ соответствовало фокусному расстоянию самой линзы (23 см). Второй пучок (опорный) с Гауссовым распределением уширяется до диаметра 4 мм с помощью коллиматора (К). Угол падения опорного и сигнального пучка составлял 5 град. В объеме образца ФПМ опорный и сигнальный пучок интерферируют. Далее, следуя голографическому принципу, в нем формируется фазовая пропускающая голограмма. В качестве ФПМ использовались фотополимерные пленки "ГФПМ633.5" производства ООО "Полимерные голограммы – Новосибирск" с толщиной слоя  $45 \pm 5$  мкм на стеклянной подложке толщиной  $1 \pm$ ± 0.1 мм. Анализатор лазерных пучков (А) фиксирует распределение интенсивности проходящего сигнального и опорного пучка. Для считывания полученной голограммы, сигнальный световой пучок перекрывался шторкой (Ш). На выходе ДОЭ анализатором фиксировалось распределение интенсивности дифрагировавшего светового пучка.

На рис. 3 проиллюстрированы распределения интенсивности сигнального светового пучка, и нормированные профили дифрагировавшего и сигнального светового пучка вдоль координат X. Из рис. Зб видно, что распределение интенсивности сигнального пучка имеет характер, похожий на квадрат функции Бесселя. Уровень боковых максимумов у дифрагировавшего светового пучка усилен по уровню (до 3.5 раз), при этом больше всего усиление происходит в областях малого контраста. Данное усиление обусловлено влиянием эффекта самодифракции записывающих световых пучков. Для сопоставления с теоретической моделью по выражению (2) были рассчитаны амплитудные профили *n*<sub>1</sub> в областях локальных максимумов распределения  $n_1(\tau, x, y, z)$  по координате X и соответствующие им уровни дифрагированного светового пучка. Нормированные (относительно максимального) значения уровня максимумов дифрагированного светового пучка показаны черными кружками на рис. *3б.* Среднеквадратическое отклонение уровня максимумов у дифрагировавшего пучка, полученного экспериментальным и численным методом, составило 5.4 процента.

Проведенное теоретическое и экспериментальное исследование подтверждает необходимость учета влияния эффекта самодифракции на дифракционные характеристики элемента, при записи световыми пучками, имеющие неоднородный амплитудный профиль.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в данной работе разработана теоретическая модель голографического формирования ДС с учетом эффекта самодифракции, позволяющая преобразовывать световые поля в бесселеподобные. Проведено экспериментальное исследование и численное моделирование по голографическому формированию ДС бесселеподобным и Гауссовым световым полем в ФПМ. По результатам эксперимента продемонстрировано, что уровень боковых максимумов дифрагировавшего светового пучка усиливается по уровню (до 3.5 раз), вследствие влияния эффекта самодифракции. Среднеквадратическое отклонение численного моделирования и эксперимента составило 5.4 процента. Следует вывод, что для определения пространственного распределения показателя преломления в ФПМ в процессе голографического формирования ДС, необходимо учитывать влияние эффекта самодифракции, что позволит более точно определить дифракционные характеристики элементов.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки Российской Федерации в рамках государственного задания (проект № 3.1110.2017/4.6).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Siviloglou G.A., Christodoulides D.N. // Opt. Lett. 2007. V. 32. P. 979.
- Хило Н.А., Петрова Е.С., Рыжевич А.А. // Квант. электрон. 2001. Т. 31. С. 85; Khilo N.A., Petrova E.S., Ryzhevich A.A. // Quant. Electron. 2001. V. 31. P. 85.

- Казак А.А., Казак Л.А., Мельникова Е.А. и др. // Вестн. Белорусского гос. ун-та. Физ. Матем. Информатика. 2011. Т. 1. С. 3.
- 4. Groshenko N.A., Makalish O.S., Volyar A.V. // Techn. Phys. 1998. V. 43. P. 1450.
- 5. Carpentier A.V. // Amer. J. Phys. 2008. V. 76. P. 916.
- 6. Kovalenko E., Sharangovich S., Zelenskaya T. // Synthetic Metals. 1996. V. 83. P. 293.
- Sharangovich S.N., Dovolnov E.A. // Proc. SPIE. 2003. V. 5104. P. 116.
- 8. *Sharangovich S.N., Dovolnov E.A.* // Proc. SPIE. 2004. V. 5464. P. 399.
- 9. Семкин А.О., Шарангович С.Н. // Изв. вузов. Физ. 2017. Т. 60. № 11. С. 109; Semkin А.О., Sharango-vich S.N. // Russ. Phys. J. 2018. V. 60. № 11. Р. 1971.
- 10. *Semkin A.O., Sharangovich S.N.* // Ferroelectrics. 2019. V. 544. № 1. P. 104.
- 11. Семкин А.О., Шарангович С.Н. // Изв. вузов. Физ. 2018. Т. 61. № 1. С. 51; Semkin A.O., Sharangovich S.N. // Russ. Phys. J. 2018. V. 61. № 1. Р. 53.
- Semkin A.O., Sharangovich S.N. // J. Phys. Conf. Ser. 2018. V. 1038. № 1. P. 9.
- Semkin A., Sharangovich S. // Polymers. 2019. V. 11. № 5. Art. № 861.
- Довольнов Е.А., Шарангович С.Н. // Изв. вузов. Физ. 2006. Т. 49. № 11. С. 35; Dovolnov E.A., Sharangovich S.N. // Russ. Phys. J. 2006. V. 49. Р. 1189.
- Устюжанин С.В., Шарангович С.Н. // Изв. вузов. Физ. 2011. Т. 54. № 2. С. 41; Ustyuzhanin S. V., Sharangovich S. N. // Russ. Phys. J. 2011. V. 54. № 2. Р. 172.
- 16. Kovalenko E.S., Sharangovich S.N., Sysuev V.V. et al. // Proc. SPIE. 2001. V. 4513. P. 75.
- Довольнов Е.А., Устюжанин С.В., Шарангович С.Н. // Изв. вузов. Физ. 2007. Т. 50. № 1. С. 58; Dovolnov E.A., Ustyuzhanin S.V., Sharangovich S.N. // Russ. Phys. J. 2007. V. 50. № 1. Р. 58.
- Довольнов Е.А., Миргород В.Г., Пен Е.Ф. и др. // Изв. вузов. Физ. 2007. Т. 50. № 4. С. 34; Dovolnov E.A., Mirgorod V.G., Pen E.F. et al. // Russ. Phys. J. 2007. V. 50. P. 342.
- Семкин А.О., Шарангович С.Н., Васильев Е.В. и др. // Уч. зап. физ. фак. Московского ун-та. 2015. № 4. С. 154304.
- 20. Inyushov A., Safronova P., Trushnikov I. et al. // J. Phys. Conf. Ser. 2017. V. 867. № 1. Art. № 012023.
- 21. Inyushov A., Safronova P., Trushnikov I., Shandarov V. // Int. Conf. Las. Appl. Technol. (Minsk, 2016). P. 159.