

Исследование голографического формирования двумерных дифракционных оптических элементов бесселеподобным и Гауссовым световым полем в фотополимерном материале

В. О. Долгирев,* С. Н. Шарангович†

*Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники,
радиотехнический факультет,
кафедра сверхвысокочастотной и квантовой радиотехники
Россия, 634050, Томск, проспект Ленина, д. 40*

(Статья поступила 16.10.2020; подписана в печать 20.10.2020)

В последнее время наряду с обычными Гауссовыми лазерными пучками все более широкое применение находят пучки Бесселя [1, 2]. В реальности данные световые пучки не могут существовать в связи с бесконечной оптической мощностью, которую они переносят. Бесселеподобные же пучки схожи с теоретическим распределением бездифракционных полей, которые не ограничены в поперечном направлении [2]. Бесселеподобные пучки имеют применимость в таких областях, как оптическая метрология, медицина, нелинейная оптика, когерентная томография и др. [1, 3]. Следовательно, поиск более рентабельных методов формирования бесселеподобных пучков остается на сегодняшний день актуальным. Хотя существует методика преобразования световых пучков различной конфигурации с помощью дифракционных оптических элементов (ДОЭ), преимущественно эффективным методом формирования ДОЭ является голографический с использованием фоточувствительных сред [4, 5, 6]. Данное преимущество голографического формирования ДОЭ обусловлено способностью создавать любой сложности дифракционные структуры (ДС), которые позволяют преобразовывать проходящие световые пучки.

В данной работе представлено исследование по голографическому формированию двумерных ДОЭ в фотополимерных материалах (ФПМ) с учетом двухпучковых взаимодействий. В результате исследований показано, что в плоскости, перпендикулярной плоскости дифракции, усиления дифракционной решетки не происходит, и как следствие, усиления уровня боковых максимумов у дифрагировавшего пучка также не происходит.

PACS: 42.40.Lx, 42.40.Eq, 42.40.Ht УДК: 535.421.

Ключевые слова: ФПМ, Бесселевы пучки, дифракция, ДОЭ, самодифракция.

ВВЕДЕНИЕ

Одним из наиболее важных эффектов, присутствующих в волновом явлении, является дифракция. При этом процессе волна может быть изменена по амплитуде или фазе. Части волнового фронта, которые распространяются за пределы препятствия, интерферируют в некотором роде и дают дифракционную картину. Дифракция непрерывно связана с распространением Гауссовых световых пучков. Теория Гауссова пучка показывает, как манипулировать световым полем, чтобы получить плотную фокусировку или коллимированный пучок в зависимости от требуемых задач.

Понятие «преодоление дифракции» действительно очень привлекательное с точки зрения многочисленных приложений, в том числе атомной оптики и медицинской визуализации. Типичными примерами таких лучей являются пучки Бесселя, пучок Гаусса–Лаггера, пучки Матье, Эйри лучи и др [7]. В проекции на плоскость, перпендикулярную к оси распространения, данные лучи выглядят как яркое пятно, окруженное систе-

мой концентрических колец, а их профиль описывается функцией Бесселя первого рода, что и послужило поводом для их названия [8]. На данный момент, существует множество работ, посвященных формированию бесселеподобных световых пучков, и эта тема остается актуальной в виду большого количества и разнообразия практических приложений таких пучков. Следовательно, поиск более доступных способов формирования таких пучков предоставляется актуальным на сегодняшний день.

Ранее в работах [9, 10, 11, 12, 13, 14] были проведены исследования по формированию бесселеподобных световых полей, а также голографическому формированию одномерных ДОЭ в ФПМ с помощью таких пучков с учетом двухпучковых взаимодействий. В результате исследований продемонстрировано усиление уровня боковых максимумов у дифрагировавшего пучка в плоскости дифракции, вследствие усиления дифракционной решетки в областях малого контраста при влиянии эффекта самодифракции.

Данная работа продолжает цикл исследований и включает в себе исследование по голографическому формированию двумерных ДОЭ в ФПМ бесселеподобными пучками с учетом двухпучковых взаимодействий.

*E-mail: vital2@mail.ru

†E-mail: shr@tusur.ru

1. ФОРМИРОВАНИЕ ДВУМЕРНЫХ БЕССЕЛЕПОДОБНЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ

Бесселевы и кольцевые пучки могут генерироваться с использованием амплитудных транспарантов (АТ) и фокусирующей линзы [15]. В качестве АТ использовалась металлическая пластина с кольцевой щелью. АТ находился в задней фокальной плоскости фокусирующей линзы и был освещен лазерным пучком света. Схема установки для генерации бесселеподобного пучка изображена на рис. 1.

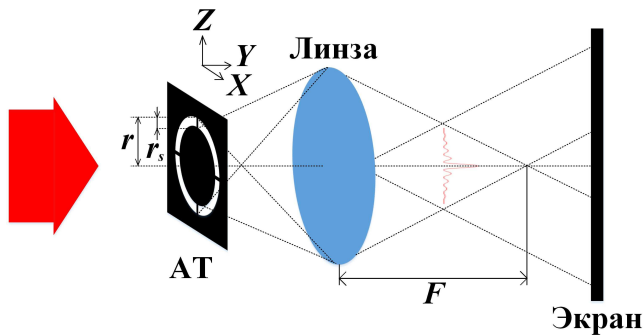


Рис. 1: Схема установки формирования бесселеподобного светового пучка

Электрическое поле в передней фокальной плоскости линзы соответствует преобразованию Фурье падающего электрического поля. Это преобразование Фурье, вызванное круговой симметрией системы, может быть записано как преобразование Фурье-Бесселя [16, 17, 18]:

$$E_s(r) = \frac{2\pi}{i\lambda F} \int_0^\infty r' A \delta(r - r_s) J_0(2\pi r' \rho) dr',$$

где r — радиальная компонента, λ — длина волны, F — фокусное расстояние линзы, A — амплитудное распределение падающей волны, δ — дельта функция Дирака, r_s — диаметр щели, $\rho = r/\lambda f$, J_0 — функция Бесселя 0-го порядка.

Решением выше стоящего выражения является

$$E_s(r) = A \frac{2\pi r_s}{i\lambda F} J_0\left(\frac{2\pi r r_s}{\lambda F}\right), \quad (1)$$

которое имеет тот же вид, что и уравнение функции Бесселя нулевого порядка. Угол расходимости создаваемого таким образом пучка Бесселя может быть выражен как [18]:

$$\theta = \tan^{-1}\left(\frac{R}{F}\right),$$

где R — диаметр кольца.

Длина геометрической тени — это термин, заданный характеристической длиной распространения, проявляемой пучком Бесселя. Из рис. 1 видно, что эта

длина, на которой осевое положение освещается конусом плоских волн, сформированных из кольцевого пространства. Длина геометрической тени Z_0 может быть записана [17]:

$$Z_0 = \frac{D}{2 \tan(\theta)},$$

где D — диаметр изображающей линзы.

2. ГОЛОГРАФИЧЕСКОЕ ФОРМИРОВАНИЕ ДОЭ

Для создания ДОЭ на основе ФПМ использовались два пучка света с длиной волны 633 нм. Опорный записывающий пучок с амплитудным распределением Гаусса $E_0(\mathbf{r})$ и сигнальный с бесселеподобным $E_1(\mathbf{r})$, рассчитанный по выражению (1). Записывающий сигнальный пучок формировался согласно схеме установки рис. 1. Опорный и сигнальный записывающие пучки падали на границу образца под углами θ_0 и θ_1 (рис. 2,а). Таким образом, световое поле на входной границе образца описывается выражением [6, 19, 20, 21]:

$$E(t, \mathbf{r}) = \sum_{j=0,1} \mathbf{e}_j \cdot E_j \cdot \exp[i(\omega \cdot t - \mathbf{k}'_j \cdot \mathbf{r})],$$

где \mathbf{r} — радиус-вектор, $\mathbf{k}'_j = k \cdot \mathbf{N}_j$, \mathbf{e}_j — вектор поляризации, $k = n \cdot \omega/c$ — волновое число, \mathbf{N}_j — нормаль к волновому фронту, n — показатель преломления.

При голографическом формировании ДОЭ внутри образца ФПМ распределение интенсивности записывающего поля может изменяться во времени согласно интерференционной картине сигнального и опорного пучка вследствие двухпучковых взаимодействий. В областях, где уровень контрастности невелик (< 0.1 , рис. 2,б), образуется дополнительная решетка из-за влияния эффекта самодифракции. Вследствие чего в областях малого контраста дифракционная решетка усиливается. Стоит отметить, что усиление решетки происходит лишь в плоскости дифракции XY .

Это объясняется тем, что в рассматриваемой геометрии записи лучевые нормали \mathbf{N}_j лежат в одной плоскости XY , соответственно, члены вида $(\mathbf{N}_j \cdot \mathbf{z}) dE_0, 1/\partial Z$ в уравнении связанных волн, где \mathbf{z}_0 — единичный вектор по оси Z , равны нулю, как следует из работы [22]. Следовательно, энергообмена между частями световых пучков, находящихся в различных сечениях области оптического взаимодействия плоскостями $\mathbf{r} \cdot \mathbf{z} = \text{const}$, не происходит, и трехмерная задача оптического взаимодействия сводится к квазитрехмерной [22].

Для учета двухпучковых взаимодействий при голографическом формировании ДОЭ световыми пучками, имеющими неоднородные профили распределения интенсивности, в работе [21] было найдено выражение

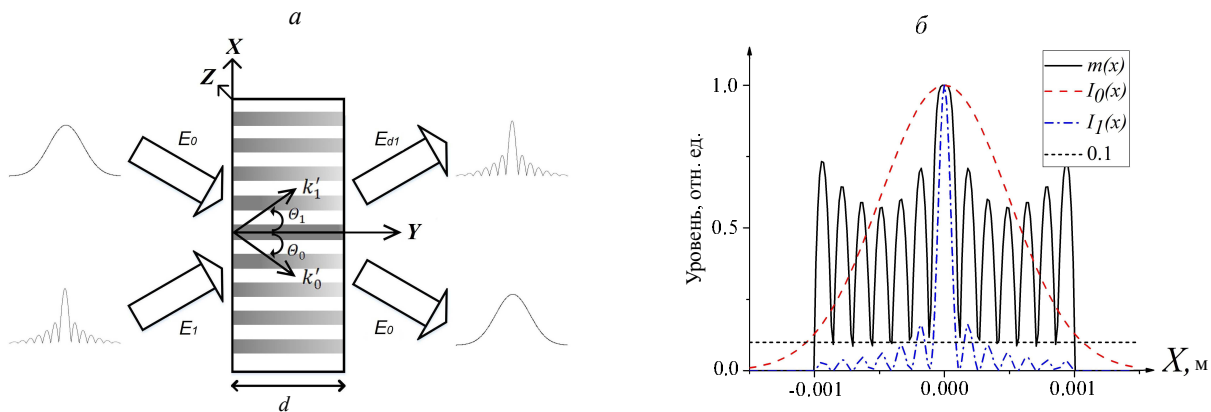


Рис. 2: Пространственная геометрия записи (а) и локальный контраст интерференционной картины (б)

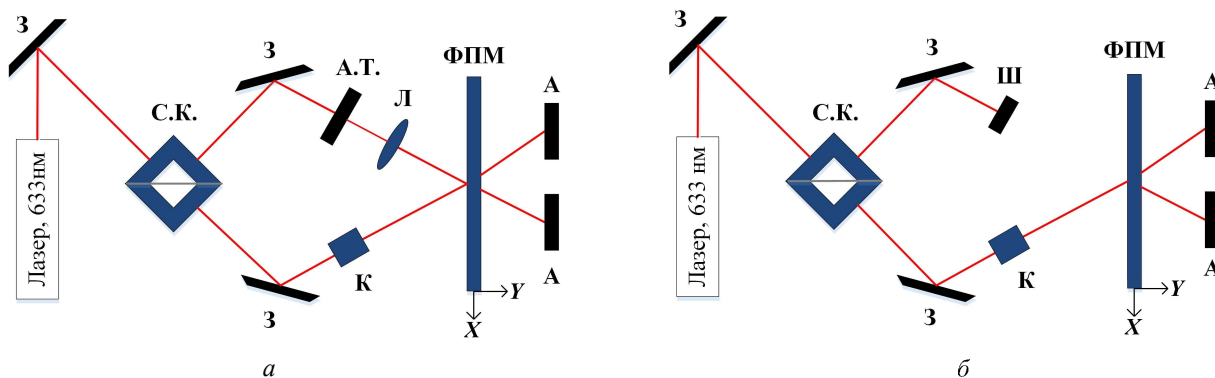


Рис. 3: Схема установки для голографического формирования ДОЭ (а) и считывания ДОЭ (б)

для первой гармоники показателя преломления:

$$n_1(\tau, x, z, y) = \delta n_p F_2(x, z) \sqrt{m_0(x, z)} \times \int_0^\tau R(\tau', x, z) H_0(\tau', \tau, x, z, y) d\tau', \quad (2)$$

где δn_p — параметр, описывающий изменение показателя преломления вследствие полимеризации и диффузии компонент материала, $\tau = t/T_m$ — относительное время, $T_m = 1/(K_1^2 D_m)$ — время диффузии, $K_1 = |\mathbf{K}_1|$ — волновое число первой гармоники, D_m — начальное значение коэффициента диффузии, $F_2(x, z) = \frac{2^k}{b_{x,z}} \cdot \frac{2k}{1+m_0(x,z)}$, $m_0(x, z) = I_1(x, z)/I_0(x, z)$ — соотношение интенсивностей записывающих пучков, $I_j(x, z) = |E_j(x, z)|^2$, $j=0, 1$, $b_{x,z} = b(x, z) = T_p(x, z)/T_m$, $T_p(x, z) = h^{-1}/[I^0(x, z)]^k$ — локальное время полимеризации, $R(\tau', x, z) = \frac{M_0(\tau')}{M_n} - \left(\frac{2^k}{b_{x,z}} - C_n\right) \cdot \int_0^{\tau'} \frac{M_0(\tau'')}{M_n} \times \times e^{-\int_{\tau'}^{\tau} F_1(\tau'') d\tau''} d\tau'$, $M_0(\tau)$ — концентрация мономера для нулевой гармоники, M_n — начальная концентрация мономера, $C_n = \delta n_i/\delta n_p$, δn_p и δn_i — параметры модели, характеризующие изменение n вследствие полимеризации и диффузии компонент материала, $F_1(\tau) = 2^k/b_{x,z} + b_m(\tau, x, z)$, $J_1[x, z]$ —

функция Бесселя, $H_0(\tau', \tau, x, z, y) = 1 + \sqrt{\frac{iF_2(x, z)\Gamma}{y/d}} \times \times \int_{\tau'}^{\tau} R(\tau'', x, z) d\tau'' J_1\left[2\sqrt{iF_2(x, z)\Gamma} \cdot \frac{y}{d} \int_{\tau'}^{\tau} R(\tau'', x, z) d\tau''\right]$, $b_m(\tau, x, z) = \exp[-s(1-M_0(\tau, x, z))/M_n]$, $\Gamma = \delta n_p G d = = \omega d \delta n_p / 2c \cos(\phi_1)$ — нормализованный коэффициент связи, характеризующий эффективность взаимодействия световых волн с решеткой, $F_2(x, z) = \frac{2^k}{b_{x,z}} \frac{2k}{1+m_0(x,z)}$.

Полученное выше выражение (2) для первой гармоники показателя преломления описывает динамику пространственного распределения амплитуды ДР во времени с учетом двухпучковых взаимодействий. Сравнение распределения интенсивности экспериментального дифрагировавшего пучка с теоретическим производилось путем расчета численным методом амплитудных профилей n_1 в локальных максимумах распределения $n_1(\tau, x, y, z)$ и соответствующих им уровней дифрагировавшего пучка.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

На рис. 3 представлена экспериментальная установка по голографическому формированию (рис. 3,а)

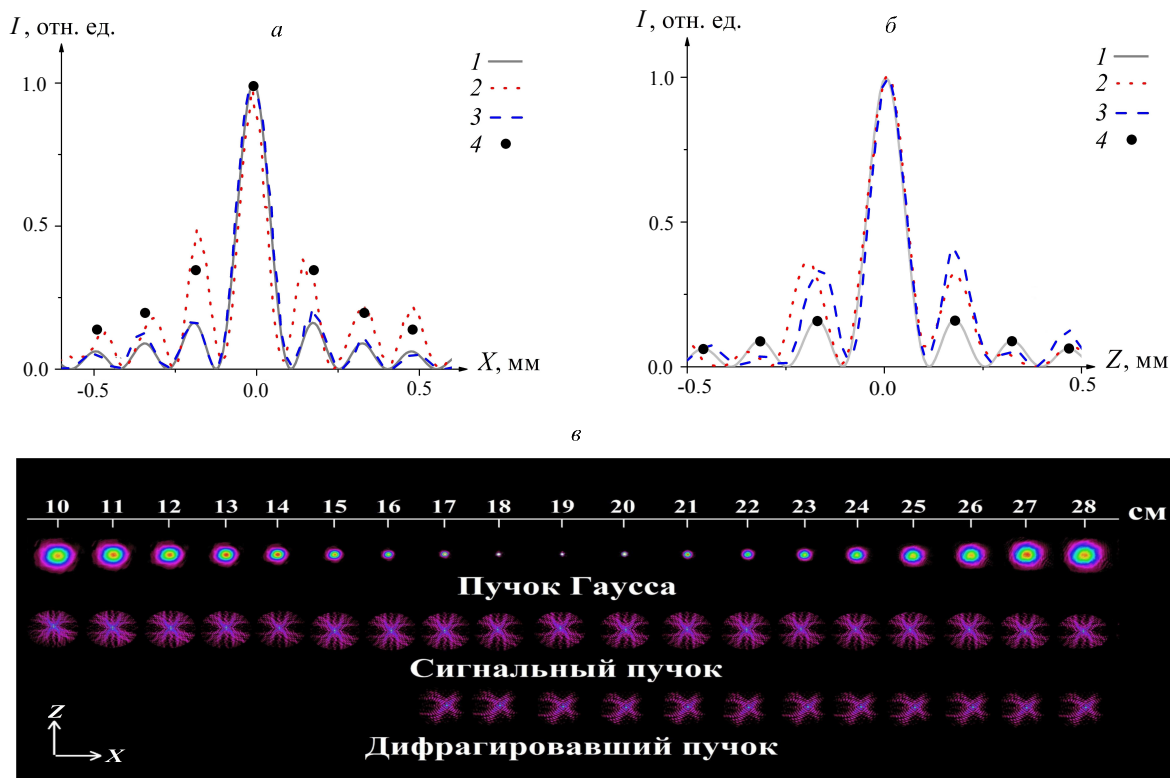


Рис. 4: Нормированные профили интенсивности теоретического бesselеподобного (1), дифрагировавшего (2) и сигнального (3) пучков, численное моделирование дифрагировавшего пучка в точках максимума (4) вдоль координаты X (а) и Z (б); двумерные профили интенсивности Гауссова, сигнального и дифрагировавшего пучков от расстояния между линзой и ПЗС-камерой (в)

и считыванию ДОЭ (рис.3,б). Для формирования опорного светового пучка с Гауссовым распределением интенсивности использовался гелий-неоновый лазер с длиной волны излучения 633 нм. Выходные параметры опорного светового пучка — диаметр 1 мм и мощность 2 мВт. Для оптического разделения опорного пучка использовался светоделительный куб (СК). Один из лучей использовался для формирования сигнального бesselеподобного пучка посредством схемы установки как на рис. 1. Амплитудный транспарант (АТ) имел следующие геометрические параметры: ширина концентрической щели 0.05 мм и диаметр кольца 0.4 мм. АТ находился в задней фокальной плоскости фокусирующей линзы (Л) с фокусным расстоянием 23 см. Образец с ФПМ был установлен на расстоянии 16 см от линзы. Угол падения двух записывающих пучков составлял 5° . Под действием светового излучения происходит полимеризация материала, согласно интерференционной картине падающих пучков, и образуется ДС в ДОЭ. В качестве ФПМ использовались фотополимерные пленки «ГФПМ633.5» производства ООО «Полимерные голограммы-Новосибирск». Толщина слоя ФПМ составляла 45 ± 5 мкм. Фиксация распределения интенсивности прошедших световых пучков велась с помощью ПЗС-камеры (А). Считывание полученного ДОЭ осуществлялось путем перекрыва-

ния шторкой (Ш) сигнального пучка и просвечиванием ДОЭ только опорным Гауссовым пучком.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

На рис.4,а,б приведены нормированные (относительно максимального значения уровня) профили интенсивности теоретического сигнального пучка, рассчитанного по выражению (1) (1 — серая линия), экспериментального дифрагировавшего пучка (2 — красная пунктирная линия), сигнального светового пучка (3 — пунктирная синяя линия), и численное моделирование дифрагировавшего пучка в точках максимума (4 — черные кружки) вдоль координат X и Z . На рис. 4,в приведены двумерные профили интенсивности Гауссова, сигнального и дифрагировавшего пучка от расстояния между линзой и ПЗС-камерой.

Как видно из рис.4,а боковые максимумы у дифрагировавшего пучка по оси X , полученного с помощью численного моделирования и экспериментального метода, усилены по уровню, вследствие усиления решетки в областях малого контраста. На рис.4,б усиления уровня боковых максимумов не происходит. Это объясняется тем, что лучевые нормали лежат в одной плоскости XU и энергообмена между частя-

ми световых пучков, находящихся в различных поперечных сечениях области оптического взаимодействия, не происходит.

Также было рассчитано среднеквадратичное отклонение уровня максимумов у дифрагировавшего пучка, который был получен экспериментальным и численным методом, и оно составило 5.4 %.

Из рис. 4, в можно заметить, что ширина центрального максимума сигнального и дифрагировавшего светового пучка остается практически постоянной, тогда как ширина Гауссова пучка изменяется в разы на небольшом расстоянии. Это свидетельствует о том, что полученный сигнальный и дифрагировавший в первый порядок световой пучок обладают бездифракционными свойствами.

Важным параметром ДОЭ является дифракционная эффективность (ДЭ). Данный параметр характеризует отношение мощности дифрагированного пучка к мощности считывающего:

$$\eta = \frac{I_d}{I_d + I_p},$$

где I_d — интенсивность дифрагировавшего пучка, I_p — интенсивность прошедшего пучка.

Относительная мощность прошедшего пучка при дифракции для двумерного случая составила 257 единицы. Относительная мощность для дифрагировавшего

пучка для двумерного случая составила 1.27. ДЭ в таком случае будет равна $\eta = 0.49\%$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в данной работе проведено исследование голографического формирования двумерных ДОЭ в ФПМ с учетом двухпучковых взаимодействий.

В результате исследований продемонстрировано усиление боковых максимумов у дифрагировавшего светового пучка в плоскости дифракции ХУ, вследствие усиления самой решетки в областях малого контраста благодаря эффекту самодифракции. При этом, усиления в плоскости, перпендикулярной плоскости дифракции (плоскость ZY), не происходит, так как энергообмена между частями световых пучков, находящихся в различных поперечных сечениях области оптического взаимодействия, не происходит.

Среднеквадратичное отклонение экспериментальных данных с теоретической моделью составило 5.4 %, дифракционная эффективность составила 0.49 %.

Работа выполнена в рамках Госзадания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации на 2020–2022 годы (задание FEWM-2020-0038/30).

-
- [1] *Siviloglou G. A., Christodoulides D. N.* // Optics Letters. 2007. **32**, N 8. P. 979.
- [2] *Хило Н. А., Петрова Е. С., Рыжович А. А.* // Квантовая электроника. 2001. **31**, № 1. С. 85.
- [3] *Kazak A. A., Kazak L. A., Tolstik A. L., Melnikova E. A.* // Brief of BSU. Physics. Maths. Computer science. 2011. **1**. P. 3.
- [4] *Groshenko N. A., Makalish O. S., Volyar A. V.* // Technical Physics. 1998. **43**. P. 1450.
- [5] *Carpentier A. V.* // American Journal of Physics. 2008. **76**. P. 916.
- [6] *Kovalenko E., Sharangovich S., Zelenskaya T.* // Synthetic metals. 1996. **83**. P. 293.
- [7] *Хонина С. Н.* // Компьютерная оптика. 2009. **33**, № 1. С. 70.
- [8] *Wulle T., Herminghaus S.* // Phys. Rev. Lett. 1993. **70**. P. 1401.
- [9] *Долгирев В. О., Шарангович С. Н.* // Фундаментальные проблемы оптики–2019. 2019. С. 158.
- [10] *Dolgirev V. O., Dudnik D. I., Sharangovich S. N., Semkin A. O.* // IOP Conference Series: Materials Science and Engineering. 2019. **597**, N 1. P. 012068. (doi: 10.1088/1757-899X/597/1/012068).
- [11] *Dolgirev V. O., Dudnik D. I., Sharangovich S. N., Semkin A. O.* // Journal of physics: conference series.–The conference proceedings. Samara National Research University. 2019. **1368**. P. 022054. (doi: 10.1088/1742-6596/1368/2/022054).
- [12] *Dolgirev V. O., Dudnik D. I., Sharangovich S. N., Semkin A. O.* // Journal of Physics: conference series: Actual Trends in Radiophysics. 2020. **1499**. P. 012032. (doi:10.1088/1742-6596/1499/1/012032).
- [13] *Dolgirev V. O., Dudnik D. I., Sharangovich S. N., Semkin A. O.* // Journal of Physics: Conference Series. 2019. **1400**. P. 065027. (doi: 10.1088/1742-6596/1400/6/066027).
- [14] *Долгирев В. О., Шарангович С. Н., Семкин А. О.* // Актуальные проблемы радиопрофизики. 2019. С. 407.
- [15] *Arlt J., Garcés-Chavez V., Sibbett W., Dholakia K.* // Opt. Commun. 2001. **197**. P. 239.
- [16] *Пятницкий Л. Н.* Волновые бесселевы пучки. М.: Физмалит, 2012.
- [17] *Paredes B., Widera A., Murg V.* // Nature. 2004. **429**. P. 277.
- [18] *Андреев Н. Е., Бычков С. С., Котляр В. В., Марголин Л. Я.* // Квантовая электроника. 1996. **23**. С. 130.
- [19] *Sharangovich S. N., Dovolnov E. A.* // International Society for Optics and Photonics. 2003. **5104**. P. 116.
- [20] *Sharangovich S. N., Dovolnov E. A.* // International Society for Optics and Photonics. 2004. **5464**. P. 399.
- [21] *Sharangovich S. N., Dovolnov E. A.* // Russian Physics Journal. 2006. **49**. P. 1189.
- [22] *Шарангович С. Н.* // Радиоэлектроника и электроника. 1995. **40**, № 5. С. 56.

Research of the holographic formation of two-dimensional diffractive optical elements by a Bessel-like and Gaussian light field in a photopolymer material

V. O. Dolgirev^a, S. N. Sharangovich^b

Tomsk State University of Control Systems and Radioelectronics

Tomsk 634050, Russia

E-mail: ^avital2@mail.ru, ^bshr@tusur.ru

This paper presents a research on the holographic formation of two-dimensional diffractive optical elements in photopolymer materials, taking into account two-beam interactions. As a result of the research, it was shown that in the plane perpendicular to the diffraction plane, the diffraction grating is not amplified, and as a consequence, the level of the side maxima in the diffracted beam does not increase either.

PACS: 42.40.Lx, 42.40.Eq, 42.40.Ht

Keywords: FPM, Bessel beams, diffraction, DOE, self-diffraction.

Received 16 October 2020.

Сведения об авторах

1. Долгирев Виктор Олегович — аспирант; e-mail: vital2@mail.ru.
 2. Шарангович Сергей Николаевич — канд. физ.-мат. наук, профессор; e-mail: shr@tusur.ru.
-