

**МОДЕЛИРОВАНИЕ, РАСЧЕТ И ПРИМЕНЕНИЕ
ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ УСТРОЙСТВ**

УДК 535.42

А. Г. Седухин, Е. Г. Чурин

*(Новосибирск)***ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ФОРМЫ НАКЛОННО ПАДАЮЩЕГО
ЛАЗЕРНОГО ГАУССОВА ПУЧКА**

Описывается методика синтеза дифракционного элемента, преобразующего наклонно падающий лазерный пучок с радиально-симметричным гауссовым профилем интенсивности в распределение типа равномерно освещенного диска. Расчет фазовой функции элемента подразделяется на два этапа: определение фазовой функции для случая нормального падения лучей и введение надлежущей коррекции при переходе к случаю наклонного падения. Результаты расчета подтверждаются экспериментальными данными для длины световой волны, равной 0,6328 мкм.

Задача преобразования гауссовой формы лазерного пучка в равномерное по интенсивности распределение актуальна в целом ряде применений: при создании оптических трепанационных инструментов и фокусирующих головок манипуляторов, в радиолокации, голографии, а также при лазерной обработке материалов. В частности, для последнего случая наиболее распространенной операцией является резка материалов лучом мощного CO₂-лазера. При этом необходимы отражательные элементы, фокусирующие наклонно падающий лазерный пучок с гауссовым профилем интенсивности в равномерно освещенный диск. При фиксированной пороговой мощности прожига облучаемого материала использование таких элементов позволяет повысить стабильность ширины линии прожига за счет относительно высокой крутизны изменения освещенности на краях названного диска.

В данной статье излагается процедура синтеза дифракционного элемента, который осуществляет одновременно следующие виды оптических преобразований: зеркальное отклонение, перераспределение исходного гауссова профиля интенсивности в равномерное дисковое распределение, фокусировку светового пучка для получения требуемого масштаба результирующего распределения интенсивности (перенос дифракционной картины в ближнюю область).

Известны разновидности дифракционных элементов, осуществляющих одно или сразу два из указанных или подобных им видов преобразований (см., например, [1—4]). Среди характерных методов перераспределения профиля интенсивности можно выделить итеративные методы решения обратной задачи, базирующиеся на соотношениях Фурье-оптики [1, 2], и метод интегрального перераспределения световой энергии [3, 4]. К недостаткам итеративных методов следует отнести ощутимые потери световой энергии, возрастающие при повышенных требованиях к равномерности освещенности в рабочем поле, и зачастую нежелательные по технологическим причинам резкие скачки фазовых функций синтезируемых элементов.

Для первичного преобразования формы гауссова профиля интенсивности нами выбран второй способ, поскольку он свободен от названных недостатков

и в силу своей простоты широко используется на практике. Однако заранее следует отметить, что для ряда приложений метод интегрального перераспределения энергии может оказаться неудобным вследствие того, что при его использовании расчетная плоскость фокусировки с заданным выходным распределением не совпадает с плоскостью, в которой наблюдается максимальная концентрация световой энергии.

Идея рассматриваемого метода основывается на представлениях геометрической оптики и заключается в «перепаковке» световых лучей таким образом, что в соответствии с энергетическими соотношениями для каждого положения луча в плоскости элемента отыскивается конкретное функционально зависимое положение, в которое должен прийти луч в выходной плоскости дифракции. В радиально-симметричной системе при нормальном падении лучей и известных распределениях интенсивности света $I_{\text{вх}}(r)$ в плоскости элемента и $I_{\text{вых}}(r')$ в плоскости дифракции функциональное соотношение между радиальным положением луча r в плоскости элемента и сопряженным ему положением r' в плоскости дифракции следует из условия равенства энергии

$$E_{\text{вх}}(r) = 2\pi \int_0^r I_{\text{вх}}(r) r dr, \quad (1)$$

проходящей через дисковую зону радиусом r в плоскости элемента, и соответствующей энергии

$$E_{\text{вых}}(r') = 2\pi \int_0^{r'} I_{\text{вых}}(r') r' dr', \quad (2)$$

достигающей плоскости дифракции и ограниченной дисковой зоной радиусом r' .

Используя указанный метод и следуя [2], предварительно определим фазовую функцию синтезируемого элемента для простого случая нормального падения светового пучка на элемент, работающий на пропускание. Примем распределение интенсивности в плоскости элемента гауссовым радиально-симметричным и нормированным:

$$I_{\text{вх}}(r) = \exp(-2r^2/r_0^2), \quad (3)$$

где r_0 — ширина распределения по уровню интенсивности $\exp(-2)$. Желаемое распределение в плоскости дифракции представим в виде функции

$$I_{\text{вых}}(r') = I_0 \text{circ}(r'/r'_0), \quad (4)$$

имеющей постоянную интенсивность I_0 в пределах дисковой зоны радиусом r'_0 и нулевую интенсивность за пределами этой зоны. Подставляя (3), (4) в (1), (2) и приравнявая энергии пучков света в сечениях плоскости элемента и плоскости дифракции для сопряженных значений радиусов $r = \infty$ и $r' = r'_0$, найдем значение интенсивности $I_0 = r_0^2/(2r'^2_0)$. Пользуясь затем этими же выражениями, для произвольных сопряженных радиусов r и r' определим связывающее их соотношение:

$$r'^2/r_0'^2 = 1 - \exp(-2r^2/r_0^2). \quad (5)$$

С целью упрощения последующих выкладок углы дифракции света будем считать малыми, при которых $r \ll L$, $r' \ll L$, где L — расстояние между плоскостью элемента и плоскостью дифракции. При этом для вычисления фазовой функции $\varphi(r)$ синтезируемого элемента воспользуемся соотношени-

ем, связывающим производную этой функции и угол дифракции ψ (при нормальном падении):

$$\partial\varphi(r)/\partial r = (2\pi/\lambda)\sin\psi \approx (2\pi/\lambda)(r' - r)/L \quad (6)$$

(λ — длина волны света). Из (5) и (6) получим

$$\begin{aligned} \partial\varphi(r)/\partial r &= \partial\varphi_1(r)/\partial r + \partial\varphi_2(r)/\partial r = \\ &= [2\pi r'_0/(\lambda L)] [\sqrt{1 - \exp(-2r^2/r_0^2)} - r/r'_0], \end{aligned} \quad (7)$$

где φ_1 и φ_2 — соответственно фазовые компоненты, обеспечивающие преобразование формы и фокусировку световых лучей. Избегая интегральной формы представления, компоненту φ_1 синтезируемого элемента удобно выразить на основании (7) в виде полиномиального ряда (при допущении $\varphi_1(0) = 0$). Найдено, что такой ряд имеет вид

$$\varphi_1(r) = \frac{\sqrt{2}\pi r_0 r'_0}{\lambda L} \sum_{k=1}^{\infty} a_k \left(\frac{r}{r_0}\right)^{2k} \quad (8)$$

при численных значениях первых пяти коэффициентов ряда a_k , равных: $a_1 = 1,013458$; $a_2 = -0,258783$; $a_3 = 0,0673331$; $a_4 = -0,0110511$; $a_5 = 0,000794216$.

Для моделирования процесса трансформации гауссова светового распределения элементом с фазовой функцией $\varphi(r)$, представляемой рядом (8), использовано интегральное преобразование Фурье — Бесселя. Моделирование показало, что для области дифракции Фраунгофера взятое число членов ряда (8) обеспечивает хорошую точность вычисления.

На втором этапе расчета рассмотрена схема косоугольного падения лучей на элемент, работающий на отражение (рис. 1, штриховой линией в правой части показан эквивалентный ход лучей для элемента, работающего на пропускание). Расчет структуры элемента при косом падении лучей усложняется частичной потерей симметрии хода лучей и требует модификации расчетных формул [6]. Потеря осевой симметрии при наклоне дифракционного элемента, осуществляющего стигматическую фокусировку, приводит к тому, что характерные для нормального падения лучей концентрические зоны элемента (зоны Френеля) трансформируются в зоны, имеющие вид несимметрично расположенных эллипсов со смещенными центрами (см., например, [5]). Другими словами, надлежащая фазовая функция дифракционно-отражательного эле-

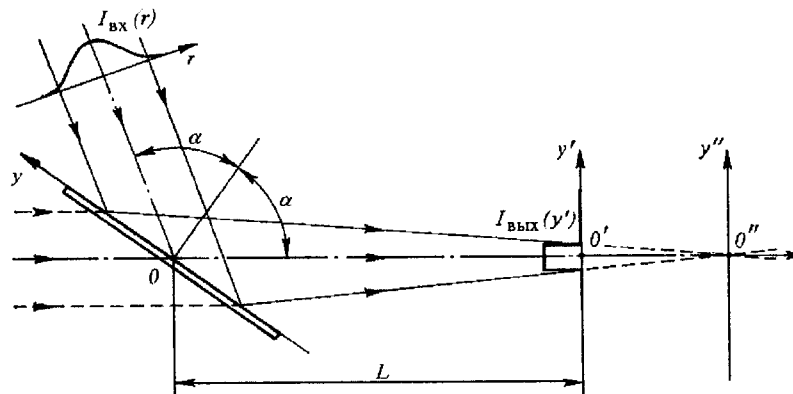


Рис. 1. Эскиз схемы при косом падении лучей (неотображенные оси координат x , x' , x'' перпендикулярны плоскости рисунка)

мента в произвольном сечении плоскости элемента не является симметричной. Для обеспечения фокусировки света в равномерно освещенный диск дополнительно должна вводиться коррекция названной фазовой функции. Нами найдено, что корректирующая функция в произвольном сечении плоскости элемента также не является симметричной. В первом приближении необходимая коррекция преобразующей функции в плоскости элемента пропорциональна искажениям фазовой функции, обеспечивающей фокусировку света.

Для нахождения распределения света в плоскости дифракции при косом падении применен метод прямого вычисления дифракционного интеграла Кирхгофа. Расчет производился в декартовых координатах. На рис. 1 координаты x, y соответствуют плоскости элемента, а x', y' — дифракционной плоскости. При вычислениях учтено, что для гауссова пучка, описываемого выражением (3), нормированная комплексная амплитуда $a_T(x, y)$ в косом сечении пучка плоскостью синтезируемого элемента составляет:

$$a_T(x, y) = \exp \left[-\frac{(x^2 + y^2 \cos^2 \alpha)}{r_0^2} \right] \exp \left(j \frac{2\pi y \sin \alpha}{\lambda} \right), \quad (9)$$

а оптический путь между точками (x, y) и (x', y') в предположении малости углов дифракции может быть представлен в виде разложения в ряд Тейлора:

$$\begin{aligned} S(x, y, x', y') &= \sqrt{(x' - x)^2 + (y' - y \cos \alpha)^2 + (L - y \sin \alpha)^2} \approx \\ &\approx L - y \sin \alpha + \frac{1}{2L} \left(1 + \frac{y \sin \alpha}{L} \right) [(x' - x)^2 + (y' - y \cos \alpha)^2], \end{aligned} \quad (10)$$

где α — угол падения гауссова пучка на элемент, а под L понимается расстояние между центральной точкой элемента и плоскостью дифракции. Найдено, что интеграл Кирхгофа, соответствующий представлениям (9), (10) и описывающий результирующее распределение комплексной амплитуды $A(x', y')$ в плоскости дифракции, имеет вид

$$\begin{aligned} A(x', y') &\propto \frac{\cos \alpha}{L} \int_X \int_Y \exp \left[-\frac{(x^2 + y^2 \cos^2 \alpha)}{r_0^2} \right] \left(1 + \frac{y \sin \alpha}{L} \right) \times \\ &\times \exp \left\{ -j \left[\varphi_{эл}(x, y) + \frac{\pi}{\lambda L} \left(1 + \frac{y \sin \alpha}{L} \right) (x^2 + y^2 \cos^2 \alpha) - \right. \right. \\ &\left. \left. - \frac{2\pi}{\lambda L} \left(1 + \frac{y \sin \alpha}{L} \right) (x' x + y' y \cos \alpha) \right] \right\} dx dy, \end{aligned} \quad (11)$$

где X, Y — соответственно апертурные области по координатам x, y ; $\varphi_{эл}(x, y)$ — фазовая функция синтезируемого элемента в декартовых координатах.

Исходя из (11), фазовую функцию синтезируемого элемента удобно представить в виде

$$\varphi_{эл}(x, y) = \varphi_{эл1}(x, y) + \varphi_{эл2}(x, y), \quad (12)$$

где $\varphi_{эл1}(x, y)$ — фазовая компонента, обеспечивающая надлежащее преобразование формы светового распределения для области дифракции Фраунгофера;

$$\varphi_{эл2}(x, y) = -\frac{\pi}{\lambda L} \left(1 + \frac{y \sin \alpha}{L} \right) (x^2 + y^2 \cos^2 \alpha) \quad (13)$$

— фазовая компонента, обеспечивающая фокусировку света. Анализируя далее выражение (11), можно заметить, что с точностью до модифицирующих множителей, равных $(1 + y \sin \alpha / L) / L \approx 1/S$ и $y \cos \alpha$, оно соответствует дифракционному интегралу Кирхгофа в приближении Френеля для случая нормального падения световых лучей (при $\alpha = 0$). Сравнив выражение (8) с

выражением (13) и второй фазовой компонентой выражения (11), можно заключить, что при косом падении искажение первой фазовой функции $\varphi_{\text{эл}}(x, y)$, относящейся к нормальному падению и преобразующей форму входного светового распределения, должно приближенно повторять искажения сравнимых фазовых величин, относящихся к косому падению. Вводимое искажение требуется для надлежащей «растяжки» фазовой функции вдоль оси Oy , при которой концентрические зоны Френеля преобразуются в эллипсы. С учетом этого скорректированную по отношению к радиально-симметричной функции $\varphi_1(r)$ (выражение (8)) преобразующую фазовую функцию $\varphi_{\text{эл}}(x, y)$ представим в виде

$$\varphi_{\text{эл}}(x, y) = \frac{\sqrt{2\pi r_0 r'_0}}{\lambda L} \left(1 + a_0 \frac{y \sin \alpha}{L} \right) \sum_{k=1}^5 a_k \left(-\frac{x^2 + y^2 \cos^2 \alpha}{r_0^2} \right)^k, \quad (14)$$

где a_0 — введенный нами эмпирически подбираемый корректирующий коэффициент ($a_0 \approx 1$), позволяющий дополнительно более точно выравнивать фазовую функцию в ее косом сечении.

С использованием выражений (11), (14) проведено численное компьютерное, а также экспериментальное моделирование прохождения света через элемент с фазовой функцией $\varphi_{\text{эл}}(x, y)$.

Для упрощения технологии изготовления и последующей проверки характеристик элемента экспериментальное исследование проводилось на более короткой длине волны He—Ne-лазера ($\lambda = 0,6328$ мкм) при эквивалентном пересчете характерных размеров в соответствии с коэффициентом изменения длины световой волны. Численные значения параметров элемента были следующими: $\alpha = 45^\circ$, $r_0 = 0,746$ мм, $r'_0 = 0,025$ мм, $L = 12$ мм, $a_0 = 0,93$, а коэффициенты a_1, \dots, a_5 имели вышеуказанные значения. Линейная апертура элемента $X \times Y$ принималась равной: $-2r_0 < x < 2r_0$, $-2r_0/\cos \alpha < y < 2r_0/\cos \alpha$ (в этом случае апертурное усечение входного распределения практически отсутствует). На рис. 2, *a* в относительных координатах приведено расчетное трехмерное распределение интенсивности в плоскости дифракции, а на рис. 2, *b* представлены соответствующие нормированные графики этого же распределения для двух основных сечений. По нашим оценкам, уширение полученного

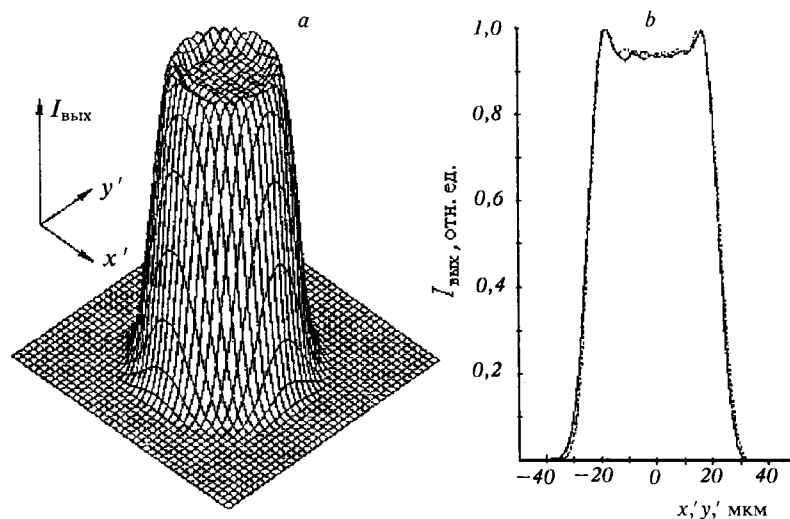


Рис. 2. Трехмерное (*a*) и двумерное (*b*) представления расчетного нормированного распределения интенсивности в плоскости дифракции:

сплошная линия на рисунке (*b*) соответствует распределению вдоль оси $O'x'$ (в нормальном сечении), а пунктирная — вдоль оси $O'y'$ (в косом сечении)

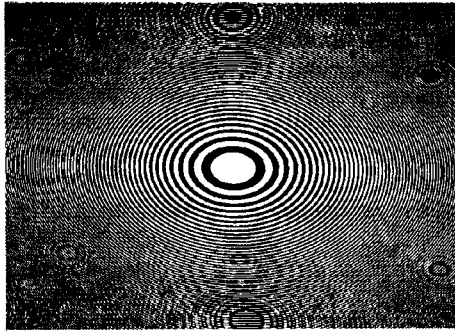


Рис. 3. Увеличенный центральный фрагмент амплитудной маски синтезированного элемента

распределения интенсивности по отношению к дифракционно-ограниченному распределению составляет ~ 10 раз по уровню 0,5.

В эксперименте использовался бинарно-фазовый отражательный элемент. Исходная амплитудная маска этого элемента была записана с помощью кругового лазерного фотостроителя [7] на стеклянной подложке с напыленной хромовой пленкой в качестве регистрирующего материала. Расчет структуры элемента осуществлялся по формулам (12) — (14) при пересчете декартовых координат в полярные. На рис. 3 приведен центральный фрагмент амплитудной маски элемента. Требуемая фазовая структура отражательного элемента была получена ионно-плазменным травлением стекла с последующим стравливанием пленки хрома и напылением пленки алюминия.

Указанный размер диска $r'_0 = 0,025$ мм (по уровню интенсивности $\sim 0,5$) был выбран специально исходя из компромиссных соображений. С одной стороны, для лучшего наблюдения достигаемой степени прямоугольности ре-

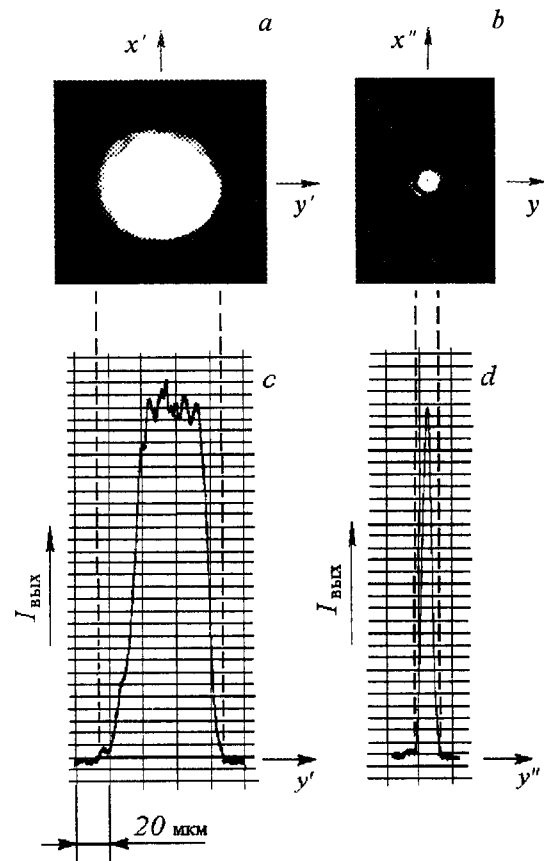


Рис. 4. Экспериментальные распределения интенсивности (в плоскости $x'O'y'$ (a) и в плоскости $x''O''y''$ (b)) и соответствующие им графики для косых сечений (вдоль оси $O'y'$ (c) и вдоль оси $O''y''$ (d))

зультирующего распределения (т. е. весомого превышения ширины плоской центральной площадки по отношению к спадающим на краях участкам) r'_0 должен в несколько раз превышать характерный для элемента дифракционно-ограниченный размер. С другой стороны, величина r'_0 не должна быть слишком большой из-за образующейся модуляции результирующего распределения светом паразитных дифракционных порядков. В нашем бинарно-фазовом элементе такими порядками являлись, в первую очередь, -1 -й и 0 -й.

Исследования синтезированного элемента показали хорошее соответствие теоретических и экспериментальных данных. На рис. 4, *a* представлено экспериментальное распределение профиля интенсивности в расчетной плоскости дифракции $x'O'y'$, а на рис. 4, *b* — для сравнения, распределение в плоскости $x''O''y''$, где шейка каустики лучей является минимальной (см. рис. 1). Последнее распределение близко к дифракционно-ограниченному. На рис. 4, *c* и *d* отображены графики распределений, соответствующие рис. 4, *a* и *b* в косом сечении вдоль осей $O'y'$ и $O''y''$. Из сравнения приведенных распределений можно оценить эффект трансформации от дифракционно-ограниченного распределения к требуемому. Повышенная модуляция интенсивности центральной части измеренного распределения (см. рис. 4, *c*) по отношению к расчетному (см. рис. 2, *b*) обусловлена паразитной засветкой 0 -м и -1 -м порядками. Измеренная локальная интенсивность паразитного 0 -го порядка по отношению к уровню полезного 1 -го (и приблизительно равного ему -1 -го) порядка менялась от 1,5 % в центральной части элемента до 11 % на периферии. Для снижения модуляции следует перейти от бинарной к многоуровневой структуре элемента.

По мнению авторов, предложенная и исследованная процедура расчета элемента, осуществляющего преобразование наклонно падающего гауссова пучка в распределение типа диска, отличается относительной простотой вычислений, монотонностью изменения фазовой функции и может быть легко модифицирована для формирования распределений других типов. К числу недостатков использованной концепции по трансформации хода лучей следует отнести то, что максимальная концентрация световой энергии наблюдается в плоскости, отличной от плоскости с прямоугольным распределением, ширина склонов результирующего распределения превышает (приблизительно вдвое) минимальную, т. е. дифракционно-ограниченную величину.

Авторы выражают благодарность проф. Г. Тициани из Института технической оптики (Штутгарт, Германия) за предложенную тему, а также В. В. Черкашину, В. П. Коронкевичу и В. В. Донцовой за помощь в экспериментах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Veldcamp W. B. Laser beam profile shaping with interlaced binary diffraction gratings // Appl. Opt. 1982. 21, N 17. P. 3209.
2. Голуб М. А., Досколович Л. Л., Казанский Н. Л., Сисакян И. Н., Сойфер В. А., Харитонов С. И. Вычислительный эксперимент с фокусатором гауссова пучка в прямоугольнике с постоянной интенсивностью // Компьютерная оптика. М.: МЦНТИ, 1990. Вып. 7.
3. Nan C.-Y., Ishii Y., Murata K. Reshaping collimated laser beams with Gaussian profile to uniform profiles // Appl. Opt. 1983. 22, N 22. P. 3644.
4. Roberts N. C. Beam shaping by holographic filters // Appl. Opt. 1989. 28, N 1. P. 31.
5. Ленкова Г. А. Поворотный фокусирующий киноформ // Автометрия. 1985. № 6.
6. Кособурд Т. П., Степанов Н. С. Особенности дифракции при косом падении света на транспарант // Оптика и спектроскопия. 1986. 60, вып. 3.
7. Корольков В. П., Коронкевич В. П., Михальцова И. А., Пальчикова И. Г., Полещук А. Г., Седухин А. Г., Соколов А. П., Чуринов Е. Г., Юрлов Ю. И. Киноформы: технологии, новые элементы и оптические системы // Автометрия. 1989. № 3, 4.

Поступила в редакцию 10 марта 1995 г.