

ДИФРАКЦИОННАЯ МАСКА ДЛЯ ТРЕХМЕРНОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ КАУСТИКИ

М.А. Завьялова, И.Г. Пальчикова
Институт Автоматики и Электростроения СО РАН

Аннотация

Разработана и исследована дифракционная маска, позволяющая перераспределить энергию лазерного пучка к внешней поверхности каустики линзы. Представлены результаты математического моделирования распределения энергии вблизи фокуса, которые подтверждаются результатами экспериментального исследования каустики модулированной зонной пластинки, в структуре которой закодирована функция пропускания предлагаемой маски.

Введение

Лазеры широко применяются в технологических процессах обработки материалов во многих отраслях промышленности [1]. В последние годы в развитых странах для защиты от фальсификации и неучтенного оборота с успехом начала применяться лазерная защитная маркировка – регистрация информации с помощью эффектов теплового воздействия интенсивного лазерного излучения для получения идентификационных изображений на массовой продукции.

Большое разнообразие продукции и методов маркировки приводят к тому, что для каждой производственной линии необходима специфичная система маркировки. В ряде случаев для маркировки или в целях защиты ценных бумаг от подделок необходимо гравировать конические микроотверстия в толстом слое бумаги или картона. Наиболее распространенными способами лазерной маркировки являются резка путем перемещения остросфокусированного пучка по контуру изображения и перфорация материала. При перфорации идентификационная метка создается путем воздействия лазерного излучения на всю поверхность материала внутри контура метки одновременно [2]. В таких задачах актуальна лазерная фокусировка излучения в заданную область пространства с заданным распределением интенсивности.

Для лазерной перфорации конических микроотверстий применение обычного фокусирующего объектива является неэффективным, поскольку края отверстия получаются нерезкими. Это связано с тем, что большая часть энергии в каустике объектива концентрируется вблизи оптической оси. Устранить этот недостаток можно перераспределением световой энергии к внешней поверхности каустики таким образом, чтобы на некотором расстоянии от фокальной плоскости энергия фокусировалась в точку (вершина конуса), а в фокальной плоскости – в кольцо.

Задачи расчета оптических элементов и систем для фокусировки лазерного излучения в заданную область пространства с заданным распределением интенсивности в ней рассмотрены в ряде работ [2, 3, 4].

В работах [3, 4] показано, что путем модуляции дифракционной структуры фазовых зонных пластинок можно совмещать функции пропускания линз и фазовых масок. Были оптимизированы пара-

метры функции пропускания фазовых масок, преобразующих плоскую волну в кольцо в фокальном пятне. В [2] рассмотрена задача расчета функции пропускания оптического элемента, фокусирующего излучение на поверхность расходящегося конуса. Однако результаты, полученные в [2], не могут быть прямо использованы, если диаметр основания конуса сравним с диаметром кружка Эйри оптической системы.

В [5] предложена лазерная система регистрации оптической информации на фотоноситель с контролем формы записываемого пятна, основным элементом которой, с точки зрения получения равномерного распределения интенсивности в записываемом пятне, является фазопеременная пластинка с линзой, представляющая собой электрооптическую среду с изменяющимся коэффициентом преломления, нанесенная на прозрачную подложку.

Вельдкампом [6] было предложено использовать в системах оптической локализации на CO_2 лазере для преобразования лазерного пучка гауссовой моды в пучок с профилем интенсивности, близким к плоскому в дальней волновой зоне, одномерную бинарную решетку. Этот метод обеспечил эффективное формирование пучка с распределением интенсивности, близким к равномерному.

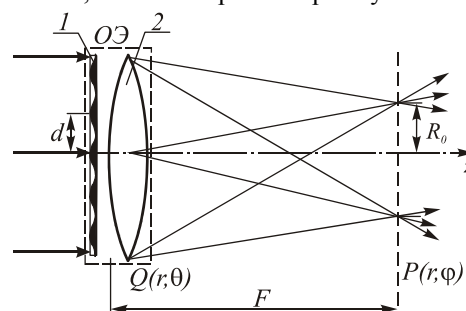


Рис. 1. Схематическое изображение тонкого оптического элемента (ОЭ) и хода лучей через него: 1 – амплитудно-фазовая круговая решетка; 2 – линза

Дифракционные оптические элементы (ОЭ) нашли широкое применение для лазерной обработки материалов. В работе [7] сообщается об экспериментальных результатах гравировки микроотверстий в полимерных материалах и керамике с помощью лазерного пучка с «прямоугольным» распределением энергии в перетяжке. Такое распределение интенсивности в поперечном сечении каустики достигалось путем введения контролируемых (расчет-

ных) aberrаций в оптическую систему телескопа Галилея с помощью дифракционного ОЭ. При этом длинные растягивающиеся лепестки гауссова пучка были свернуты к центру, что позволило значительно улучшить качество края микроотверстия.

В настоящей работе предложена, рассчитана и экспериментально апробирована дифракционная фазовая маска, позволяющая выполнять 3-х мерное преобразование каустики, а именно – перераспределить световую энергию к внешней поверхности каустики линзы.

1. Выбор базовой конструкции объектива

Известно решение задачи расчета функции пропускания оптических систем, фокусирующих в кольцо [2–4]. В работе [8] предложен алгоритм расчета, основанный на интегральном преобразовании Френеля, и определена функция пропускания $\tau(\rho)$ тонкого оптического элемента (ОЭ) неограниченной апертуры, фокусирующего плоскую световую волну в кольцо:

$$\tau(\rho) = J_0\left(\frac{R_0 k}{F} \rho\right) \exp\left(-i \frac{k}{2F} \rho^2\right), \quad (1)$$

где $J_0(\bullet)$ – функция Бесселя первого рода нулевого порядка; ρ – радиус вектор в плоскости ОЭ, R_0 – радиус кольца в плоскости, находящейся на расстоянии F от плоскости ОЭ, $k = 2\pi/\lambda$ – волновой вектор, λ – длина волны.

Функция (1) состоит из двух сомножителей, один из которых описывает функцию пропускания амплитудно-фазовой маски, второй – функцию пропускания линзы. На рис. 1 показан ход лучей через ОЭ, расположенный в плоскости Q, 1 и 2 – компоненты ОЭ.

Маска 1 является амплитудно-фазовой круговой решеткой с периодом d , который связан с радиусом кольца R_0 следующим соотношением:

$$d = \frac{\lambda F}{R_0}. \quad (2)$$

Если аксиально-симметричный ОЭ с диаметром зрачка $2a$ осветить плоской однородной монохроматической волной, то распределение интенсивности I в фокальной плоскости P , где введены полярные координаты (r, φ) , имеет вид:

$$I(r) = I_0 \left| \frac{\sin\left[\frac{ka}{F}(R_0 - r)\right]}{\frac{ka}{F}(R_0 - r)} \right|^2. \quad (3)$$

Отсюда следует, что характерная ширина кольца Δ зависит от диаметра зрачка, фокусного расстояния F элемента ОЭ и длины световой волны:

$$\Delta = \frac{\lambda F}{a}. \quad (4)$$

Если радиус кольца сравним с его шириной

$$R_0 \leq \frac{n\Delta}{2}, \quad (5)$$

где n – целое число, то период решетки 1 связан с диаметром зрачка следующим неравенством:

$$d \geq \frac{2a}{n}, \quad (6)$$

что при $n = 1$ дает

$$d \geq 2a. \quad (7)$$

То есть на зрачке элемента помещается менее одного периода решетки.

В отсутствие маски волновой фронт после ОЭ совпадает с опорной сферой Гаусса линзы 2. У интересующей нас маски $R_0 \sim \Delta/2$ и фазовая функция пропускания ОЭ представима как $\frac{k}{2F}(\rho - R_0)^2$, то есть волновой фронт после ОЭ по-прежнему является поверхностью вращения с той же образующей параболой, что и в отсутствие маски, однако вершина параболы немного смещена с оптической оси. В результате волновой фронт приобретает осесимметричные aberrации и, в первую очередь, сферическую. Поэтому наименьший кружок рассеяния будет наблюдаться в плоскости наилучшей фокусировки, отличной от фокальной.

Наиболее технологичными [3] являются решетки с прямоугольным профилем штриха. Для такого типа решеток в рамках условий (5) и (7) комплексная функция пропускания $\tau_m(\rho)$ равна:

$$\tau_m(\rho) = \begin{cases} 1, & R_1 \leq \rho \leq a \\ e^{i\psi}, & 0 < \rho < R_1 \end{cases}. \quad (8)$$

Функция (8) описывает пропускание фазовой маски в виде круговой ступеньки с глубиной по фазе ψ . В работах [3, 9] показано, что наиболее оптимально выбирать $\psi = \pi$.

Таким образом, мы показали, что оптическая система ОЭ (см. рис. 2), состоящая из фазовой маски (1) и линзы (2), может сфокусировать излучение в кольцо в фокальной плоскости и одновременно – в точку на некотором расстоянии от нее.

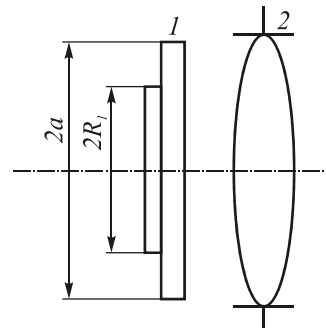


Рис. 2. Базовая оптическая система: 1 – фазовая маска; 2 – фокусирующая линза

Следовательно, эта оптическая система может использоваться в качестве базовой для решения задачи, поставленной в настоящей работе.

2. Вычислительный эксперимент

2.1. Расчет распределения интенсивности вблизи фокуса оптической системы

Расчет распределения интенсивности поля в окрестности фокуса (в плоскости $P(r, \varphi)$ на рис. 1) тонкого ОЭ выполнен в приближении Френеля:

$$I(r, z) = \left| \frac{2\pi}{\lambda z} \int_0^a \exp\left(i \frac{k\rho^2}{2z}\right) \exp\left(-\frac{\rho^2}{\omega^2}\right) \times \right. \\ \left. \times \tau_0 J_0\left(\frac{kr\rho}{z}\right) \rho d\rho \right|^2, \quad (9)$$

где $\exp(-\rho^2/\omega^2)$ – радиальное распределение амплитуды гауссова пучка в плоскости входного зрачка; ω – радиус перетяжки; $J_0(\bullet)$ – функция Бесселя первого рода нулевого порядка.

Функция пропускания оптической системы имеет вид:

$$\tau_0 = \exp\left(-i \frac{k\rho^2}{2F}\right) \tau_m(\rho), \quad (10)$$

Введем безразмерные переменные:

$$\frac{\rho}{a} = \rho'; \quad \frac{a}{R_1} = a'; \quad \frac{r}{a} = r'; \quad \frac{R_1}{\omega} = R'. \quad (11)$$

С учетом (11) формула (9) примет вид:

$$I(r, z) = \left| \frac{2\pi}{\lambda z} \int_0^1 \exp\left(i\rho'^2(F_z - F_f)\right) \exp\left(-\rho'^2 R'^2 a'^2\right) \times \right. \\ \left. \times \tau(\rho') J_0(2\rho' F_z r') \rho' d\rho' \right|^2$$

где $F_z = \frac{\pi a^2}{\lambda z}$ и $F_f = \frac{\pi a^2}{\lambda f}$ – числа Френеля.

Полученное выражение (12) положено в основу вычислительного эксперимента по исследованию формы и характеристик каустики оптической системы «линза+маска» в поперечном и меридиональном направлениях, а также по сравнению этой каустики с каустикой одиночной линзы.

2.2. Распределение интенсивности в поперечных сечениях каустики

В работах [3–4] показано, что при отношении $R_1/a=0,7$ в фокальной плоскости будет наблюдаться «кольцеобразное» распределение интенсивности, описываемое разностью функций Бесселя первого рода нулевого порядка в случае однородной монохроматической освещающей волны. Перераспределение энергии достигалось только для плоской волны в одной (фокальной) плоскости. Поскольку в нашей работе актуальна задача перераспределения энергии в объеме каустики в случае гауссова освещающего пучка, то мы исследовали распределение интенсивности вдоль оптической оси (в пределах глубины фокуса) и в поперечных сечениях при ко-

герентном освещении. Расчеты по формуле (12) показали, что критичными для оптимизации являются соотношения между ω , R_1 и a . Оптимизация проводилась методом перебора параметров маски до достижения минимума интенсивности дифрагированной волны в фокальной плоскости. Расчеты выполнялись для следующих параметров гауссова пучка и маски: $\lambda=10,6$ мкм; $F=75$ мм; $a=8$ мм; $\omega=3,5$ мм. На рис. 3 показано нормированное распределение интенсивности $I_0(0, z)$ вдоль каустики на оси для одиночной линзы – график пунктирной линией и для линзы с фазовой маской $I(0, z)$ – график сплошной линией. На графике сплошной линией в фокальной плоскости интенсивность падает до нуля, а по обе стороны в пределах глубины фокуса наблюдаются ее максимумы. Такое видоизменение каустики достигается при следующих значениях параметров: $R_1/\omega=0,829$ и $R_1/a=0,363$. Нормировка проводилась на величину максимальной интенсивности на оси в фокальной плоскости для одиночной линзы. Таким образом, зная световой радиус маски a и радиус перетяжки гауссова пучка ω , мы всегда можем найти такой радиус ступеньки R_1 , при котором в фокусе будет наблюдаться кольцо. В нашем случае R_1 равен 2,9 мм.

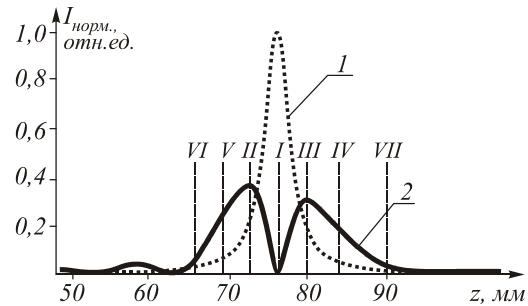


Рис. 3. Графики распределения интенсивности вдоль оси каустики для одиночной линзы – 1 и для линзы с маской – 2. $R_1/\omega=0,829$ и $R_1/a=0,363$

Проведем сравнение распределений интенсивности в следующих плоскостях, обозначенных на рис. 3:

- фокальная плоскость – I;
- плоскость фокусировки в точку для системы «линза+маска» перед фокальной плоскостью – II;
- плоскость фокусировки в точку для системы «линза+маска» после фокальной плоскости – III;
- плоскость, в которой интенсивность на оси падает в e^{-2} раз для одиночной линзы перед фокальной плоскостью – IV;
- плоскость, в которой интенсивность падает в e^{-2} раз для одиночной линзы после фокальной плоскости – V;
- плоскость, в которой интенсивность падает в e^{-2} раз для системы «линза+маска» перед фокальной плоскостью – VI;
- плоскость, в которой интенсивность падает в e^{-2} раз для системы «линза+маска» после фокальной плоскости – VII.

Проведем анализ распределения интенсивности I в фокальной плоскости при $z = F$. На рис. 4а представлен график зависимости распределения интенсивности от r' для одиночной линзы (график 1) и для системы «линза+маска» (график 2) в плоскости $z = F$. На рис. 4б изображен трехмерный график этого распределения для системы «линза+маска», который наглядно иллюстрирует перераспределение энергии в кольцо в фокальной плоскости.

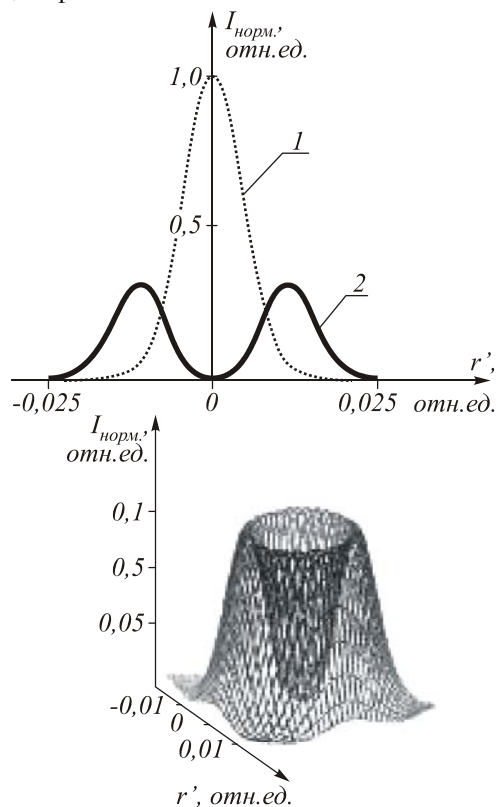


Рис. 4. а) графики распределения интенсивности в фокальной плоскости: 1 – для линзы и 2 – для линзы с фильтром; б) объемный график распределения интенсивности $I(x, y)$ в фокальной плоскости для линзы с маской

Обычно представляют интерес следующие характеристики фокального кружка: D – диаметр кольца по уровню e^{-2} ; Δ – ширина кольца по уровню e^{-2} ; D_1 – диаметр кольца ($D_1 = 2R_0$); $I_{max,k}$ – значение максимальной интенсивности в кольце; $I_{max,kr}$ – значение максимальной интенсивности в кружке Эйри; $\Delta_{Эйри}$ – диаметр кружка Эйри по уровню e^{-2} (рис. 5). В таблицу 1 сведены расчетные значения этих характеристик.

Таблица 1.

D , мкм	Δ , мкм	$I_{max,k}$, %	$I_{max,kr}$, %	$\Delta_{Эйри}$, мкм	D_1 , мкм
304	116	15	100	150	182

Из таблицы 1 видно, что диаметр фокального пятна D для системы «линза+маска» увеличивается приблизительно в 2 раза по сравнению с диаметром $\Delta_{Эйри}$ кружка Эйри. Ширина кольца Δ сравнима с

диаметром кружка Эйри. Величина интенсивности в максимуме кольца $I_{max,k} \approx I_{max,kr}/6$, что связано с перераспределением энергии падающего излучения по большей площади.

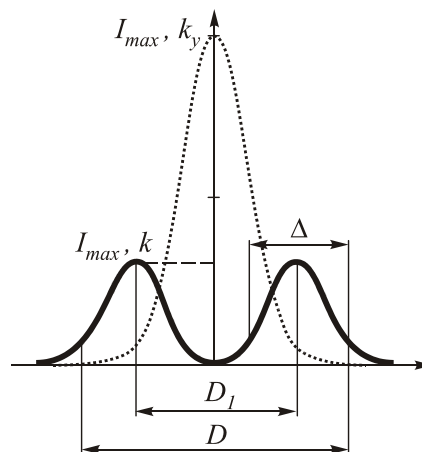


Рис. 5. Обозначение характеристик фокального кружка

Теперь исследуем распределение интенсивности в плоскостях **I, III, IV, V, VI** и **VII**. В таблице 2 приведены расчетные значения z -координаты, интенсивности $I_{max}(z)$, ширины светового пятна Δ_i и D_i в выбранных плоскостях для одиночной линзы и для системы «линза+маска», соответственно.

Из таблицы 2 видно, что во всех характерных плоскостях вдоль каустики размеры пятен D_i для системы «линза+маска» меньше, чем ширина светового пятна Δ_i в этих плоскостях для одиночной линзы.

Таблица 2.

Выбранная плоскость		Одиночная линза		Система «линза+маска»	
Обозначение	Координата z , мм	I_{max} , %	Δ_i , мкм	I_{max} , %	D_i , мкм
II	71,7	19	338	36	186
III	78,55	16	350	30	198
IV	71	13	395	34	187
V	79	12,8	404	29	206
VI	65,6	2,7	875	4,9	494
VII	86,75	1,7	978	4	600

Максимальная интенсивность на оси в центре пятна в выбранных плоскостях вдоль оси z системы «линза+маска» приблизительно в два раза больше интенсивности в соответствующей плоскости для одиночной линзы. Это говорит о том, что в этих плоскостях энергия в каустике системы «линза+маска» распределена по меньшей площади, чем у одиночной линзы. Сравнивая плоскости **II** и **III**, можно сделать вывод, что распределение интенсивности в пределах глубины фокуса системы «лин-

за+маска» несимметрично относительно фокальной плоскости: в плоскости II максимальная интенсивность в пятне на оптической оси больше, чем в плоскости III. К тому же спад интенсивности после плоскости III более пологий. Диаметры пятен в этих плоскостях приближаются к диаметру кружка Эйри для одиночной линзы в фокальной плоскости (см. таблицу 1).

На рис. 6 представлены программно-синтезированные изображения световых пятен для одиночной линзы (а) и для системы «линза+ маска» (б) в сечениях каустики между фокальной плоскостью I и плоскостью фокусировки в точку II, а рис. 6б наглядно иллюстрирует влияние фазовой маски на структуру поля.

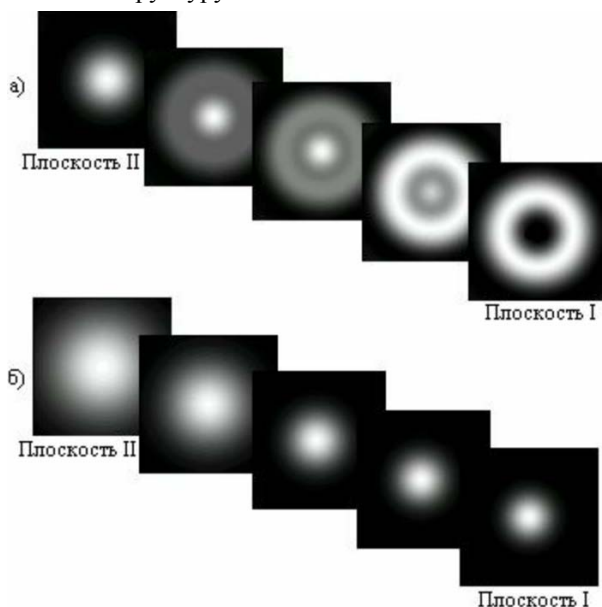


Рис. 6. Программно-синтезированные изображения световых пятен (а) в сечениях каустики для одиночной линзы; (б) для системы «линза+маска»

2.3. Распределение интенсивности в меридиональном сечении каустики

Более полное представление о распределении энергии в каустике можно получить, если дополнительно построить изофоты в ее меридиональном сечении. Рассмотрение меридионального сечения позволяет сравнить глубину фокуса $\Delta z_{л+м}$ системы «линза+маска» с глубиной фокуса одиночной линзы $\Delta z_{л}$. Именно глубиной фокуса будут определяться параметры конических микроотверстий, такие как высота конуса, угол конуса, диаметр основания.

В [10] выполнено классическое рассмотрение этой задачи для хорошо коррелированной линзы, построены изофоты для случая плоской освещающей волны.

В настоящей работе распределения интенсивности для одиночной линзы и для системы «линза+маска» для случая гауссовой освещающей волны вычислены посредством MathCAD 2000/Pro. На рис. 7 показаны изофоты вдоль каустики в меридиональ-

ном сечении. Области равной интенсивности имеют одинаковую яркость. По горизонтальной оси откладывается z – координата, а по вертикальной – r' координата. Сравнивая изофоты линзы и системы «линза+маска», можно сделать вывод, что глубина фокуса системы превышает глубину фокуса одиночной линзы.

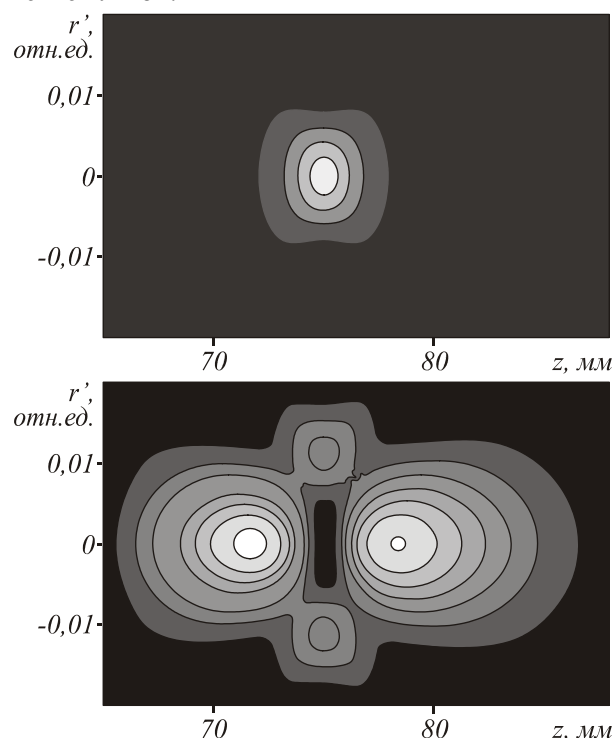


Рис. 7. Изофоты в меридиональной плоскости вблизи фокуса для гауссовой волны: а) для одиночной линзы; б) для системы «линза+маска»

Обычно глубину фокуса Δz для фокусирующих систем определяют как расстояние от фокальной плоскости до плоскости, в которой происходит спад интенсивности на 20 %. Найдем Δz из формулы (13) для одиночной линзы ($\tau_0 \equiv 1$) при плоской освещающей волне. Распределение интенсивности для точек, лежащих на оси, описывается следующим выражением:

$$I_{л,норм}(0, z) = \frac{f^2}{z^2} \sin^2 \left(\frac{F_z - F_f}{2} \right). \quad (13)$$

В формуле (13) нормировка проведена на максимальную интенсивность в фокусе на оси. Приравнявая $I_{л,норм}(0, z)$ к 0,8 и полагая, что вблизи фокуса $f/z \approx 1$, получим выражение для оценки $\Delta z_{л}$:

$$\Delta z_{л} = \pm \frac{1}{2} \frac{\lambda f^2}{a^2}. \quad (14)$$

Теперь оценим глубину фокуса системы «линза+маска» – $\Delta z_{л+м}$. Для этого так же вычислим интеграл (12) для $\tau_0 = \tau_m$ и $r' = 0$, интенсивность запишется как:

$$I(0, z) = \left(\frac{2F_z}{F_z - F_f} \right)^2 \left(1 - \cos \left(\frac{F_z - F_f}{2} \right) \times \right. \\ \left. \times \cos \left(\frac{F_z - F_f}{2} \left(\frac{1}{a'^2} - \frac{1}{2} \right) \right) + \cos^2 \left(\frac{F_z - F_f}{2} \right) \right) = 0,8$$

Уравнение (15) – трансцендентное, и в явном виде выразить Δz не удастся. Задавая необходимые параметры, можно рассчитать Δz для конкретного случая.

Была проведена оценка глубины фокуса Δz с помощью встроенных функций MathCAD 2000/Pro. Расчеты показали, что значение глубины фокуса для Δz_n , оцененное по спаду интенсивности на 20%, составило 0,8 мм, а для системы «линза+маска» $\Delta z_{n+m} - 3,45$ мм.

Таким образом, в ходе численного моделирования была получена наглядная модель каустики системы «линза+маска», изучены ее свойства и проведено сравнение с каустикой обычной фокусирующей линзы. Показано, при совмещении маски и линзы происходит трехмерное видоизменение каустики. В фокальной плоскости энергия фокусируется в кольцо, диаметр которого в два раза больше диаметра кружка Эйри для одиночной линзы. При этом критичными являются как параметры маски (a и R_0), так и радиус перетяжки гауссова пучка ω . При увеличении ω отношение $R_1/a=0,363$ приближается к отношению $R_1/a=0,7$, полученного для плоской волны. На некотором расстоянии от фокальной плоскости энергия фокусируется в точку, диаметр которой сравним с диаметром кружка Эйри в фокальной плоскости. При этом происходит удлинение глубины фокуса «линза+маска» приблизительно в четыре раза по сравнению с глубиной фокуса одиночной линзы.

3. Экспериментальные исследования

Для проведения эксперимента использовалась амплитудная зонная пластинка (ЗП) Сорэ (центр – темный), состоящая из последовательно чередующихся прозрачных и непрозрачных концентрических колец, радиусы которых удовлетворяют следующему соотношению:

$$\rho_m = \sqrt{mf\lambda}, \quad m - \text{целое}, \quad (16)$$

где ρ_m – радиус m -ой зоны Френеля; m – номер зоны Френеля; f – фокусное расстояние для пучков, дифрагировавших в +1 порядок.

Функция пропускания ЗП Сорэ [11] имеет вид:

$$\tau_{zn}(\rho) = \begin{cases} 1, & (2m+1)\lambda f \leq \rho_m^2 \leq (2m+2)\lambda f \\ 0, & 2m\lambda f < \rho_m^2 < (2m+1)\lambda f, \quad (17) \\ & m = 0, 1, 2, \dots \end{cases}$$

Функция пропускания (17) может быть представлена [11] в виде:

$$\tau_{zn}(\rho) = \frac{1}{2} - \frac{1}{\pi i} \sum_{p=-\infty}^{+\infty} \frac{1}{p} \exp \left[\frac{i\pi p \rho^2}{\rho_0^2} + i2\pi^2 p \right], \quad (18)$$

где p – нечетное целое. Каждое слагаемое ряда (18) описывает функцию пропускания линзы с фокусом $F_p = \frac{\rho_0^2}{\lambda p}$. Зонная пластинка действует

подобно системе, состоящей из набора положительных и отрицательных линз с совмещенными главными плоскостями.

Рабочим порядком в эксперименте является +1, в области каустики которого остальные порядки дают паразитную засветку малой интенсивности, не влияющую на изучаемую картину. Поэтому в окрестности фокуса +1 порядка в сумме (18) можно пренебречь всеми слагаемыми, кроме $p=1$:

$$\tau_{zn}(\rho) = \frac{1}{\pi i} \exp \left[\frac{ik\rho^2}{2F_1} \right] \quad (19)$$

и действие ЗП на освещающий пучок эквивалентно действию одной линзы.

Важным свойством зонных пластинок является возможность видоизменять каустику путем изменения топологии зон [11]. В нашем случае трансформирование зон проведено следующим способом: в центральной части зонной пластинки непрозрачными являются нечетные зоны, а на периферии – четные. А именно, порядок чередования прозрачных и непрозрачных зон меняется по достижении радиуса R_L . Тем самым вносится дополнительный сдвиг фаз π между проходящими волнами. По сути, это эквивалентно внесению фазовой маски, имеющей сбой на радиусе R_L . Таким образом, в структуре модулированной зонной пластинки закодирована функция пропускания оптической системы, состоящей из одиночной (положительной) линзы и фазовой маски.

На рис. 8 представлена принципиальная оптическая схема экспериментальной установки.

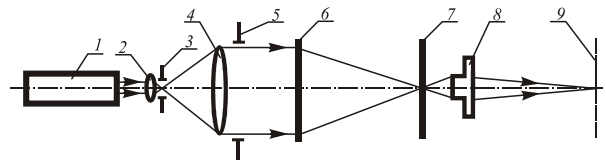


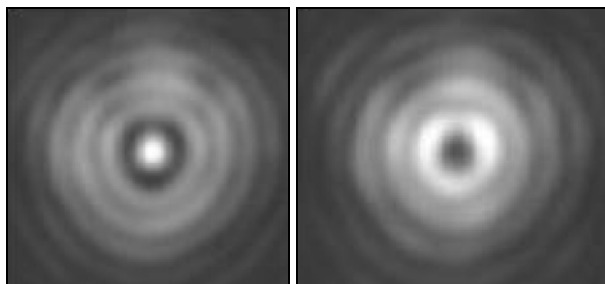
Рис. 8. Принципиальная оптическая схема экспериментальной установки

Световой луч от He-Ne лазера 1 ($\lambda=0,63$ мкм) расширяется микрообъективом 2 ($40\times$). Объектив (5) ($F=300$ мм) формирует параллельный пучок, который дифрагирует на зонной пластинке (6). Ирисовая диафрагма 5 в выходном зрачке объектива (4) изменяет рабочую апертуру пучка. Изображение сечения каустики в плоскости (7) строится на экране (9) микрообъективом (8), который перемещается в пределах всего фокального отрезка. Апертура объектива ($8\times; 0,2$) (8) значительно превышает выходную апертуру ($\sim 0,065$) исследуемых ЗП и микроскоп не вносит собственных aberrаций. Изображение на-

блюдается визуально либо регистрируется цифровым фотоаппаратом CASIO QV-3500EX.

Целью эксперимента являлось изучение каустики модулированной ЗП Сорэ.

На рис. 9 приведены фотографии сечений каустики модулированной ЗП с фокусным расстоянием $f_{zn}=158$ мм, световым радиусом $a=10,078$ мм и радиусом сбоя $R_l=6$ мм. На рис. 9а представлено изображение сечения каустики в фокальной плоскости. При этом соотношении между радиусом сбоя и световым радиусом ЗП не соответствует оптимальному.



а) б)

Рис. 9. Изображения сечения каустики в фокальной плоскости:

а) с открытой диафрагмой ($R_l/a=0,13$; $z=158$ мм);
б) с закрытой диафрагмой ($R_l/a=0,7$; $z=75$ мм)

Если уменьшить диафрагму таким образом, чтобы отношение R_l/a стало оптимальным, то энергия в фокусе перераспределится в кольцо (рис. 9б) к внешней поверхности каустики.

На рис. 10 приведены экспериментальные фотографии световых пятен в сечениях каустики модулированной ЗП Сорэ от фокальной плоскости I до плоскости фокусировки в точку II. Фотографии на рис. 10 соответствуют изображениям на рис. 6 между плоскостями I и II. В эксперименте нам удалось получить перераспределение энергии в каустике, согласующееся с расчетным. На рис. 10 ясно видны интерференционные кольцевые полосы от паразитного 0-го порядка дифракции.

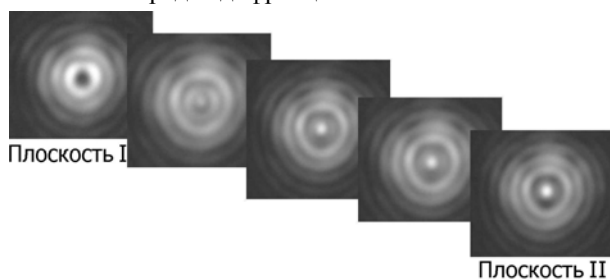


Рис. 10. Фотографии световых пятен в сечениях каустики, модулированной ЗП Сорэ

Горизонтальным микроскопом проведены измерения следующих характеристик каустики (см. рис. 6): 1) диаметра кольца – D ; 2) ширины кольца – Δ ; 3) диаметра пятна в плоскости II фокусировки в точку – D' ; 4) глубины фокуса – Δz . Полученные результаты измерений сведены в таблицу 3.

Видно, что экспериментальные и расчетные данные близки.

Таблица 3.

Параметр	Расчетные данные	Эксперим. данные
D , мкм	42	56
Δ , мкм	15	10
D' , мкм	20	17
Δz , мкм	1000	1000

Выводы

В работе показано, что фазовая маска в виде круговой ступеньки глубиной π рад по фазе позволяет перераспределить энергию к внешней поверхности конуса в каустике. В фокальной плоскости I происходит фокусировка гауссова пучка в кольцо. По мере удаления от плоскости I вдоль оси z интенсивность в центре кольца увеличивается до тех пор, пока произойдет фокусировка излучения в световое пятно – в плоскости I или II. При этом найдены критичные параметры оптимизации – радиус сбоя в маске, световой радиус маски и радиус перетяжки гауссова пучка. Проведена оптимизация оптической системы и найдены соотношения между этими параметрами: $R_l/\omega=0,829$ и $R_l/a=0,363$.

В ходе численного моделирования построены графики распределения интенсивности вблизи фокуса для одиночной линзы и для системы «линза+маска», проведено изучение и сравнение каустик данных оптических систем. Расчеты показали, что ширина кольца Δ соизмерима с диаметром кружка Эйри $\Delta_{Эйри}=1,22\Delta$, причем диаметр пятна в плоскости фокусировки в точку для системы «линза+маска» также приблизительно равен этому параметру. Программно синтезированы изображения световых пятен вдоль оси z , а также вычислены изофоты в меридианальном сечении каустики. Показано, что глубина фокуса системы «линза+маска» в четыре раза больше глубины фокуса одиночной линзы, оцененной по спаду интенсивности на 20%.

В ходе экспериментальной части проведены модельные эксперименты с модулированными зонными пластинками, в структуре которых закодирована функция пропускания расчетной оптической системы, состоящей из хорошо скорректированного объектива и фазовой маски. Экспериментальные данные согласуются с расчетными и подтверждают возможность перераспределения энергии в каустике.

Применение фазовых масок для трехмерного преобразования каустики в системах лазерной маркировки путем перфорации высококачественных конических отверстий в материале позволит улучшить их скоростные и точностные характеристики, обеспечивая высокую степень защиты от копирования другими способами.

Литература

1. Дьюли У. Лазерная технология и анализ материалов // М.: Мир, 1986. 502 с.
2. Методы компьютерной оптики // Под ред. В.А. Сойфера. М.: Физматлит, 2000. 687 с.
3. 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. Часть I. 1989. №3. С. 91–99.
4. 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. Часть I. 1989. №4. С. 47–64.
5. Пат. 3705758 США МКИ G02f1/28. Apparatus For Controlling A Beam Of Coherent Electro-magnetic wave. Haim Naskal. – Оpubл. 30.12.1969.
6. Weldkamp W. Laser Beam Profile Shaping With Binary Diffraction Gratings // Opt. Commun. 1981. V.38, № 5 – 6. P. 381-386.
7. Karnakis D.M., Fieret J., Rumsby P.T. and Gower M.C. Microhole drilling using reshaped pulsed Gaussian laser beams // In: Laser Beam Shaping II. Proc. SPIE, 2001. V.4443.
8. Коронкевич В.П., Пальчикова И.Г., Полещук А.Г., Юрлов Ю.И. Киноформные оптические элементы с кольцевым импульсным откликом // Новосибирск.: 1985. №265. 20 с.
9. Пальчикова И.Г., Полещук А.Г. Киноформы для лазерных систем записи информации // Тезисы докладов V Всесоюзной конференции «Оптика лазеров». Л.: ГОИ, 1986. 269 с.
10. Борн М., Вольф Э. Основы оптики // М.: Наука, 1970. 856 с.
11. Коронкевич В.П., Пальчикова И.Г. Современные зонные пластинки // Автометрия. 1992. № 1. С. 86–100.

Diffraction mask for three-dimensional caustic transformation

M.A. Zavyalova¹, I.G. Palchikova¹

¹ Institute of Automation and Electrometry of the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences

Abstract

The authors have developed and investigated a diffraction mask allowing to redistribute the laser beam energy to the outer surface of the lens caustic. The results of mathematical simulation of energy distribution near the focus are presented and confirmed by the results of an experimental study of the caustics of a modulated zone plate with the transmission function of the proposed mask encoded into its structure.

Keywords: diffraction mask, caustic transformation, laser beam, lens caustic, mathematical simulation, modulated zone, transmission function.

Citation: Zavyalova MA, Palchikova IG. Diffraction mask for three-dimensional caustic transformation. *Computer Optics* 2003; 25: 63-70.

References

- [1] Duley W. Laser processing and analysis of materials. New York: Springer Science+Business Media; 1983.
- [2] Soifer VA, ed. Methods of computer optics [In Russian]. Moscow: "Fizmatlit" Publisher; 2000.
- [3] Korolkov VP, Koronkevich VP, Mikhaltsova IA, Palchikova IG, Poleshchuk AG, Sedukhin AG, Sokolov AP, Churin EG, Yurlov YI. Kinoforms: technologies, new elements and optical systems [In Russian]. *Avtometriya* 1989; 3: 95-102.
- [4] Korolkov VP, Koronkevich VP, Mikhaltsova IA, Palchikova IG, Poleshchuk AG, Sedukhin AG, Sokolov AP, Churin EG, Yurlov YI. Kinoforms: technologies, new elements and optical systems [In Russian]. *Avtometriya* 1989; 4: 47-64.
- [5] Haskal H. Apparatus for controlling a beam of coherent electro-magnetic wave. U.S. Patent 3705758, Published December 30, 1969.
- [6] Weldkamp W. Laser beam profile shaping with binary diffraction gratings. *Opt Commun* 1981; 38(5-6): 381-386.
- [7] Karnakis DM, Fieret J, Rumsby PT, Gower MC. Microhole drilling using reshaped pulsed Gaussian laser beams. *Proc SPIE* 2001; 4443: 150-158.
- [8] Koronkevich VP, Palchikova IG, Poleshchuk AG, Yurlov YI. Kinoform optical elements with a ring impulse response [In Russian]. Preprint. Novosibirsk: 1985.
- [9] Palchikova IG, Poleshchuk AG. Kinoforms for laser recording systems [In Russian]. In Book: Abstracts of the V All-Union Conference "Laser Optics". Leningrad: "GOI" Publisher; 1986: 269.
- [10] Born M, Wolf E. Basics of optics. 4th ed. New York, London: Pergamon Press; 1965.
- [11] Koronkevich VP, Palchikova IG. Modern zone plates. *Avtometriya* 1992; 1: 86-100.