

УДК 681. 7. 06

Нелинейное предсказание фазы для фокусировки в систему фокальных линий / Л. Л. Досколович, Н. Л. Казанский, В. А. Сойфер, С. И. Харитонов // Научное приборостроение. — 1993. — Т. 3. — N 1: Дифракционная плоская оптика и обработка изображений. — С. 29—42.

Рассмотрен метод синтеза фазовых оптических элементов для фокусировки в систему фокальных кривых одинаковой формы, но пропорциональных размеров. Метод основан на специально подбираемом нелинейном предсказании фазовой функции фокусатора в кривую. Рассмотрена модификация метода для синтеза бинарных оптических элементов, фокусирующих сходящийся сферический пучок в систему центрально-симметрично расположенных фокальных линий. Представленные методы расчета обобщены на случай фокусировки в систему плоских кривых, расположенных в различных фокальных плоскостях. Библ. 19 назв. Ил. 11.

Л. Л. Досколович, Н. Л. Казанский, В. А. Соيفер, С. И. Харитонов
(Самарский филиал ЦКБ уникального приборостроения РАН)

НЕЛИНЕЙНОЕ ПРЕДЫСКАЖЕНИЕ ФАЗЫ ДЛЯ ФОКУСИРОВКИ В СИСТЕМУ ФОКАЛЬНЫХ ЛИНИЙ

A method for synthesis of the phase optical elements dedicated to focusing into a set of focal curves of similar form and proportional size has been discussed. The method is based on a specially fitted non-linear predistortion of the phase function of the focuser into a line. A modification of the method has been considered aimed at synthesis of the binary optical elements focusing a converging spherical beam into a set of central-symmetrical focal lines. The methods are generalized for the case of focusing into a set of plane curves located at different focal planes.

Введение

В задачах лазерной технологии требуется сформировать заданное распределение мощности излучения вдоль определенной пространственной кривой. Для решения этой задачи были созданы фазовые оптические элементы, называемые фокусаторами лазерного излучения [1—4]. Расчет фокусаторов проводится в приближении геометрической оптики и возможен только для случая гладкой фокальной линии. Ввиду сложности решения обратной задачи фокусировки фазовые функции фокусаторов получены только для случая фокусировки в элементарные геометрические линии: отрезок [2, 4—6], кольцо [7], полукольцо [5,6] и т. п.

Фокусировка в элементарные фокальные линии не обеспечивает всех потребностей прикладных задач. Поэтому для кусочно-гладких фокальных кривых и линий сложной конфигурации используются сегментированные фокусаторы. Они основаны на декомпозиции и аппроксимации фокальной кривой системой элементарных линий и соответствующем разбиении апертуры фокусатора на сегменты (по числу элементарных линий) [2,5,6]. При этом каждый сегмент обеспечивает фокусировку в соответствующую элементарную линию. Сегментированные фокусаторы имеют ряд недостатков. Уменьшение апертуры сегмента приводит к усилению дифракционных эффектов, неравномерной дифракционной ширине фокальной линии, к неустойчивости работы фокусатора при нестабильном освещающем пучке. В связи с этим необходима разработка методов расчета оптических элементов, позволяющих снизить или исключить эффекты сегментации апертуры при фокусировке в набор фокальных кривых.

Фокусировка в систему одинаковых, смещенных друг относительно друга фокальных линий может быть реализована комбинированными оптическими элементами [8], представленными в виде суперпозиции "фокусатор — фазовая дифракционная решетка". Комбинированные элементы мультиплицируют (повторяют) заданную фокальную линию.

В данной статье рассматривается метод синтеза несегментированных фазовых оптических элементов для фокусировки лазерного излучения в систему фокальных кривых одинаковой формы, но переменных размеров. Для удобства изложения предложенные элементы назовем модифицированными мультипликаторами.

Фазовые оптические элементы для мультипликации фокальной кривой с изменением размеров

Рассмотрим фазовый оптический элемент, содержащий дифракционную решетку и позволяющий мультиплицировать фокальную кривую. Фазовая функция такого элемента имеет вид

$$\varphi(\mathbf{u}) = \varphi'(\mathbf{u}) + \varphi_d(u), \quad \mathbf{u} \in G, \quad (1)$$

где $\mathbf{u} = (u, v)$ — декартовы координаты в плоскости элемента, G — апертура элемента, $\varphi_d(u)$ — фазовая функция дифракционной решетки с периодом d .

Функция $\varphi'(\mathbf{u})$ в (1) обеспечивает формирование требуемой фокальной кривой, а $\varphi_d(u)$ — ее мультипликацию. Для простоты выкладок функцию $\varphi'(\mathbf{u})$ будем считать определенной в виде

$$\varphi'(\mathbf{u}) = -\frac{k \mathbf{u}^2}{2f} + \varphi(\mathbf{u}).$$

Здесь $k = 2\pi/\lambda$, λ — длина волны, f — расстояние от плоскости расположения элемента до фокальной плоскости.

В дальнейшем будем оперировать с функцией $\varphi(\mathbf{u})$, являющейся дополнением к линзе с фокусом f . Разлагая функцию $\exp(i\varphi_d(u))$ в ряд Фурье, представим в параксиальном приближении поле в фокальной плоскости элемента (1) таким образом:

$$w(\mathbf{x}) = \sum_{l=-\infty}^{+\infty} a_l w_0(\mathbf{x} - \mathbf{x}_l, y), \quad (2)$$

где $\mathbf{x} = (x, y)$ — декартовы координаты в фокальной плоскости, a_l — коэффициенты Фурье в разложении функции $\exp(i\varphi_d(u))$, $\mathbf{x}_l = l \frac{\lambda f}{d}$ — величина смещения между геометрическими центрами мультиплицируемых кривых, $w_0(\mathbf{x})$ — комплексная амплитуда поля, соответствующая фокусировке в заданную фокальную кривую.

В параксиальном приближении интеграла Кирхгофа $w_0(\mathbf{x})$ имеет вид

$$w_0(\mathbf{x}) = \frac{\exp\left[i\frac{k}{2f}x^2\right]}{i\lambda f} \int_G E_0(\mathbf{u}) \exp(i\varphi(\mathbf{u})) \exp\left(-\frac{ik}{f}\mathbf{x}\mathbf{u}\right) d^2\mathbf{u}, \quad (3)$$

где $E_0(\mathbf{u})$ — комплексная амплитуда освещающего пучка.

Предлагаемый фазовый оптический элемент — модифицированный мультипликатор — позволяет осуществить другое преобразование

$$w_0(\mathbf{x}) = \sum_{l=-\infty}^{+\infty} a_l w_l(x - x_0 l, y - y_0 l) \quad (4)$$

при требуемых значениях $|a_1|^2$, определяющих заданное соотношение энергии между модифицированными изображениями $w_1(x)$:

$$w_1(x) = \frac{\exp\left(\frac{ik}{2f} x^2\right)}{i\lambda f} \int_G E_0(u) \exp(i(l+\alpha)\varphi(u)) \exp\left(-\frac{ik}{f} x u\right) d^2 u.$$

Здесь α — константа.

В отличие от преобразования (2), преобразование (4), помимо смещения на вектор $x_1 = (l x_0, l y_0)$ позволяет формировать модифицированные изображения $w_1(x)$, соответствующие результату преобразования освещающего пучка оптическим элементом с фазовой функцией $\varphi_1(u) = (l + \alpha)\varphi(u)$, рассматриваемой как дополнение к линзе с фокусом f .

Рассмотрим структуру модифицированных изображений $w_1(x)$. В приближении геометрической оптики фазовая функция $\varphi(u) - (k u^2 / 2f)$ выполняет преобразование светового поля, при котором каждой точке (u, v) в области расположения оптического элемента соответствует точка $x(u, v) = (x(u, v), y(u, v))$ в фокальной плоскости, причем для случая параксиального приближения указанное соответствие имеет вид [9, 10]

$$x(u, v) = \text{grad}(\varphi(u)) \frac{f}{k}. \tag{5}$$

Уравнение (5) связывает координаты (u, v) точки выхода луча на апертуре элемента с координатами $(x(u, v), y(u, v))$ точки прихода луча в фокальной плоскости. Фазовая функция $\varphi_1(u) - (k u^2 / 2f)$ выполняет следующее преобразование:

$$x_1(u, v) = (l + \alpha) \text{grad}(\varphi(u)) \frac{f}{k}. \tag{6}$$

Согласно (6), естественно предположить, что если фазовая функция $\varphi(u)$ (как дополнение к линзе) реализует фокусировку в заданную фокальную кривую, то фазовая функция $(l + \alpha)\varphi(u)$ обеспечивает увеличение исходной кривой в $(l + \alpha)$ раз. Строгое доказательство сформулированного утверждения дается следующей теоремой.

Теорема. Пусть $\varphi(u)$ — параксиальная фазовая функция (рассматриваемая как дополнение к линзе) фокусатора в кривую с параметрическим уравнением

$$\begin{cases} x = x(\zeta) \\ y = y(\zeta), \zeta \in [0, L] \end{cases} \text{ — натуральный параметр с распределением линейной}$$

плотности $\theta(\zeta)$.

Тогда в параксиальном приближении фокусировка в p раз увеличенную кривую с параметрическим уравнением

$$\begin{cases} x = p x (\zeta_1 / p) \\ y = p y (\zeta_1 / p), \zeta_1 \in [0, p L] \end{cases} \quad (8)$$

– натуральный параметр с функцией

линейной плотности $\theta_1(\zeta_1) = \frac{1}{p} \theta(\zeta_1 / p)$ реализуется элементом с фазовой функцией $\varphi_1(u) = p \varphi(u)$.

Доказательство. В параксиальном приближении фазовая функция $\varphi(u)$ может быть получена из уравнения наклонов (5) в виде [2, 7]

$$\varphi(u) = \frac{k}{f} \int_{u_0}^u x(\zeta(u)) d u + \frac{k}{f} \int_{v_0}^v y(\zeta(u)) d v. \quad (9)$$

Функция $\zeta(u)$ в (9) описывает лучевое соответствие между точками на апертуре фокусатора и точками фокальной кривой. Конкретный вид $\zeta(u)$ ищется из уравнения слоя. В параксиальном приближении слоя представляются собой отрезки прямых с уравнением

$$u \frac{d x(\zeta)}{d \zeta} + v \frac{d y(\zeta)}{d \zeta} = d \zeta. \quad (10)$$

При этом все лучи, проведенные со слоя, пересекают фокальную кривую в точке, соответствующей параметру ζ . Функция $d(\zeta)$ в (10) определяется из условия формирования заданной линейной плотности $\theta(\zeta)$ вдоль фокальной кривой. Обозначим $\zeta_1(u)$ функцию лучевого соответствия для фокусатора в кривую с параметрическим уравнением (8). Уравнение слоя в этом случае имеет вид

$$u \frac{d x(\zeta_1 / p)}{d \zeta} + v \frac{d y(\zeta_1 / p)}{d \zeta} = d_1(\zeta_1). \quad (11)$$

Непосредственной подстановкой легко убедиться, что уравнение (11) обращается в тождество при функциях $\zeta_1(u)$, $d_1(\zeta_1)$, имеющих вид

$$\begin{cases} \zeta_1(u) = p \zeta(u) \\ d_1(\zeta_1) = d(\zeta_1 / p) \end{cases}. \quad (12)$$

Определим вид функции линейной плотности $\theta_1(\zeta_1)$ при функциях $\zeta_1(u)$, $d_1(\zeta_1)$ (12). Согласно (11), для фокусаторов в кривые (7), (8) слои для точек фокальных кривых с параметрами ζ , $\zeta_1 = p \zeta$ совпадают. Тогда из закона сохранения светового потока получим уравнение

$$\int_0^{\zeta} \theta(\eta) d \eta = \int_0^{p \zeta} \theta_1(\eta) d \eta. \quad (13)$$

Из (13) получим

$$\theta_1(\zeta_1) = \frac{1}{p} \theta(\zeta_1 / p).$$

Подставляя (8), (12) в общее представление (9), получим

$$\varphi_1(u) = p(\varphi(u)),$$

что и доказывает утверждение теоремы.

Таким образом, преобразование (4) соответствует одновременно мультипликации и увеличению исходной фокальной кривой, а выбор требуемых значений квадратов модулей коэффициентов a_l позволяет получить заданное соотношение энергии между мультиплицируемыми кривыми.

Фазовую функцию $F(u)$ модифицированного мультипликатора, осуществляющего преобразование (4), предлагается определить в виде [11]

$$F(u) = -\frac{k u^2}{2f} + \alpha \varphi(u) + \Phi[\hat{\varphi}(u)], \quad (14)$$

где $\hat{\varphi}(u) = \text{mod}_{2\pi} \left[\varphi(u) + \frac{k}{f} x_0 u \right]$. (15)

Здесь, согласно ранее использованным обозначениям, $\varphi(u)$ — заданная фазовая функция, обеспечивающая формирование требуемой фокальной кривой, $x_0 = (x_0, y_0)$ — вектор смещения между геометрическими центрами мультиплицируемых кривых. Функция $\Phi[\hat{\varphi}(u)]$ описывает специально подбираемое нелинейное предскажение фазы $\hat{\varphi}(u)$, приведенной к интервалу $[0, 2\pi]$. Механизм нелинейного предскажения в одномерном случае показан на рис. 1.

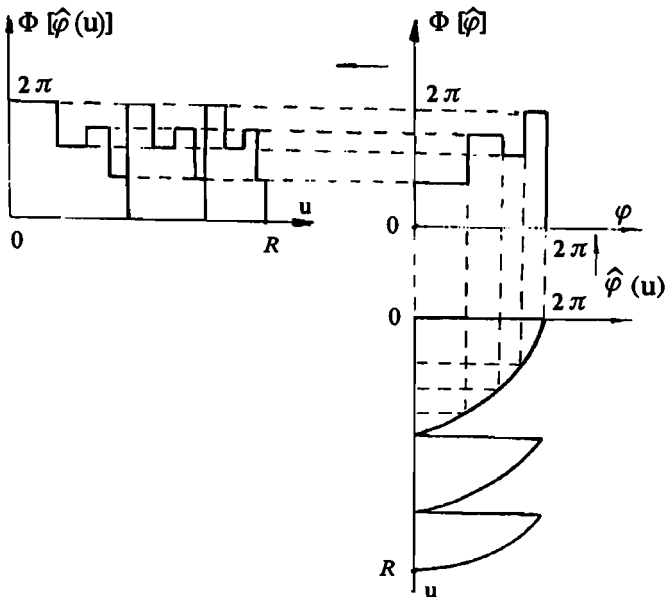


Рис. 1. Механизм нелинейного предскажения.

Проведем анализ работы элемента (14), (15). Поле непосредственно после прохождения через элемент (14), (15) имеет следующий вид:

$$w'(u) = E_0(u) \exp\left(-\frac{ik u^2}{2f}\right) \exp(i\alpha\varphi(u)) \exp(i\Phi[\hat{\varphi}(u)]). \quad (16)$$

Для описания модифицированных изображений и определения вида нелинейного предсказания $\Phi[\xi]$ разложим функцию $\exp(i\Phi[\xi])$ в ряд Фурье на интервале $[0, 2\pi]$

$$\exp(i\Phi[\xi]) = \sum_{l=-\infty}^{+\infty} a_l \exp(il\xi), \quad (17)$$

где $a_l = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \exp(i\Phi[\xi] - il\xi) d\xi$ — коэффициенты Фурье. (18)

Полагая в (17) $\xi = \hat{\varphi}(u)$, запишем поле (16) с учетом 2π -периодичности так [12, 13]:

$$w'(u) = E_0(u) \exp\left(-\frac{ik u^2}{2f}\right) \sum_{l=-\infty}^{+\infty} a_l \exp\left[i(l+\alpha)\varphi(u) + \frac{ilk}{f} x_0 u\right]. \quad (19)$$

Согласно (19), при дифракции освещающего пучка на элементе (14) формируется много изображений (порядков дифракции). Изображение в каждом порядке $w_l(x)$ можно интерпретировать как результат преобразования освещающего пучка $E_0(u)$ элементом с фазовой функцией

$$\varphi_l(u) = -\frac{k u^2}{2f} + (l+\alpha)\varphi(u) + \frac{ilk}{f} x_0 u. \quad (20)$$

Вычисляя поле от (19) с помощью параксиального приближения интеграла Кирхгофа получаем в фокальной плоскости требуемое преобразование (3). При этом доля энергии освещающего пучка, фокусируемая в каждом изображении, пропорциональна квадрату модуля соответствующего коэффициента Фурье (18). Обозначим l_1, \dots, l_N — номера требуемых изображений (фокальных кривых). Для выделения только требуемых изображений и обеспечения заданного соотношения энергий I_1, \dots, I_N ($\sum_{i=1}^N I_i = 1$) между мультиплицируемыми кривыми необходимо определить конкретный вид нелинейного предсказания $\Phi[\xi]$ на интервале $[0, 2\pi]$ из условия, что коэффициенты Фурье в разложении функции $\exp(i\Phi[\xi])$ удовлетворяют следующему соотношению:

$$|a_{l_i}|^2 = I_i, \quad i = \overline{1, N}. \quad (21)$$

Согласно (21), предлагается интерпретировать нелинейное предсказание $\Phi[\xi]$ как фазовую функцию N -порядковой дифракционной решетки с периодом 2π и интенсивностями I_1, \dots, I_N в дифракционных порядках с но-

мерами l_1, \dots, l_N . Предлагаемая интерпретация сводит расчет модифицированного мультипликатора к известной задаче синтеза фазовой дифракционной решетки с заданной интенсивностью дифракционных порядков [14—17].

Согласно разложению (19), энергетическая эффективность дифракционной решетки $E = \sum_{i=1}^N |a_i|^2$ определяет долю энергии освещающего пучка, фокусируемую в модифицированных изображениях l_1, \dots, l_N , а отклонение интенсивностей в порядках l_1, \dots, l_N от требуемых значений I_1, \dots, I_N характеризует ошибку формирования заданного соотношения энергии между модифицированными изображениями. Методы расчета, рассмотренные в работах [14, 17], позволяют синтезировать дифракционные решетки, имеющие энергетическую эффективность 80—90% при среднеквадратичном отклонении интенсивностей в порядках от требуемого распределения всего в несколько процентов.

В качестве примера реализации предложенного подхода рассмотрим расчет модифицированного мультипликатора для фокусировки в набор из пяти параллельных отрезков с линейно возрастающей длиной и отстоящих друг от друга на расстояние x_0 . Для простоты апертуру элемента предполагаем квадратной со стороной $2a$, а освещающий пучок — плоским, $E_0(u) = E_0$. При этом функция $\hat{\varphi}(u)$ из (14) имеет вид

$$\hat{\varphi}(u) = \text{mod}_{2\pi} \left(\varphi(v) + \frac{k}{f} x_0 u \right), \quad (22)$$

где $\varphi(v) = \frac{k d}{2 f a} v^2$ соответствует фазовой функции фокусатора сходящегося сферического пучка в центрированный отрезок оси u длиной $2d$. Для получения искомой фазовой функции $F(u)$ необходимо определить функцию нелинейного предсказания $\Phi[\xi]$ в (14) как фазовую функцию дифракционной решетки, концентрирующей излучение в порядках с номерами $-1, -2, 0, 1, 2$. При этом интенсивности I_l дифракционных порядков должны выбираться пропорциональными размерам фокальных отрезков

$$I_l = I_0 \left(1 + \frac{l}{\alpha} \right), \quad l = -2, -1, 0, 1, 2. \quad (23)$$

В частности, при соотношении длин фокальных отрезков 1:2:3:4:5 (т. е. при $\alpha = 3$) фазовая функция дифракционной решетки имеет вид, приведенный на рис. 2. Дифракционная решетка рассчитана с применением адаптивной модификации алгоритма Герчберга—Секстона [16] и при энергетической эффективности 88,8% обеспечивает формирование требуемого распределения (23) интенсивности в порядках

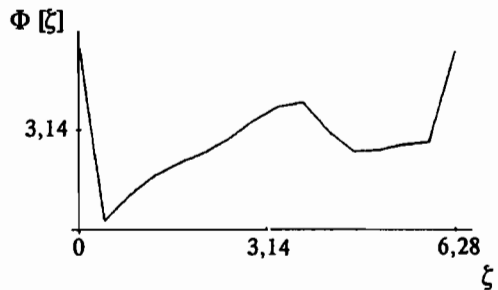


Рис. 2. Функция нелинейного предсказания $\Phi[\xi]$, соответствующая фазе пятипорядковой дифракционной решетки, с линейным распределением интенсивности в порядках $-2, -1, 0, 1, 2$.

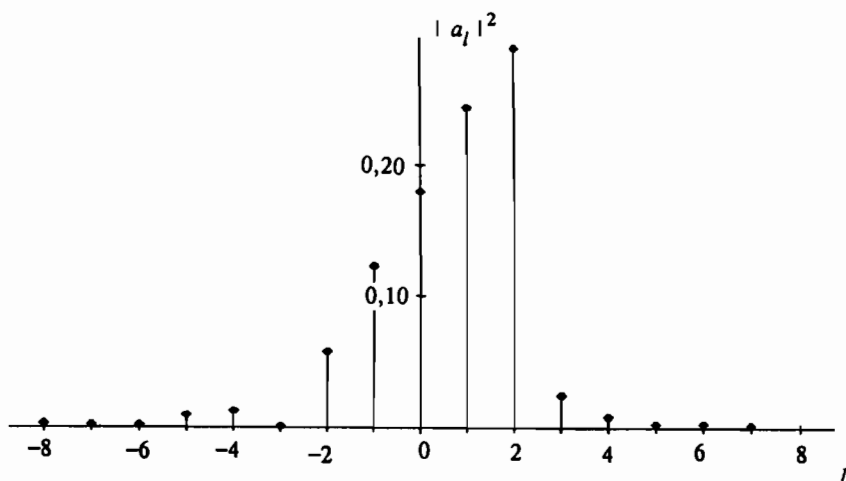


Рис.3. Значения квадратов модулей коэффициентов Фурье для дифракционной решетки на рис. 2.

дифракции с погрешностью всего в 1,4 %. Значения квадратов модулей коэффициентов Фурье (18) для решетки на рис. 2 графически показаны на рис. 3.

Для оценки работоспособности предложенного подхода проводился дифракционный расчет интенсивности в фокальной плоскости модифицированного мультипликатора (14), (22) при нелинейном предьсказении, приведенном на рис. 2. Расчет осуществлялся численно по методам, рассмотренным в [18, 19] при следующих параметрах: $\lambda = 1,06$ мкм, $f = 100$ мм, $2a = 10$ мм, $x_0 = 0,25$ мм, $2d = 0,2$ мм, $\alpha = 3$. Результаты расчетов представлены на рис. 4. Рисунок показывает высокое качество фокусировки и подтверждает работоспособность данного подхода.

Описанный пример демонстрирует возможность применения комбинированного подхода к расчету оптических элементов: расчет фазовой функции

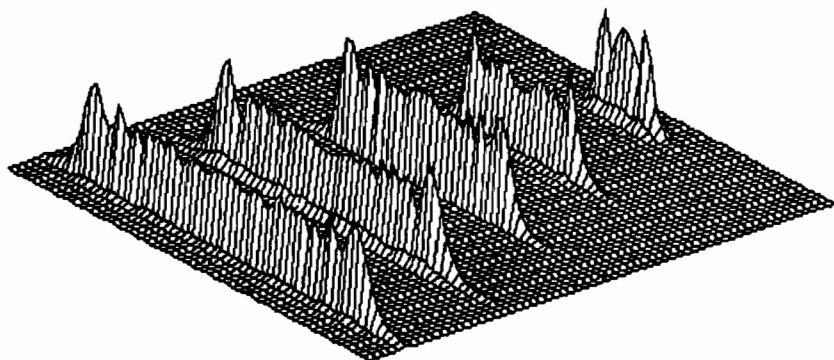


Рис. 4. Распределение интенсивности в фокальной плоскости модифицированного мультипликатора, фокусирующего в пять отрезков с соотношением длин 1:2:3:4:5.

$\varphi(u)$ в (14) производится аналитически по методам расчета геометрооптических фокусаторов, а для функции нелинейного предсказания используются одномерные итерационные методы. Следует отметить, что чисто итерационный расчет оптического элемента в описанном примере требует применения алгоритма Герцберга—Секстона в двумерном случае, что существенно увеличивает вычислительные затраты.

Расчет модифицированных мультипликаторов с бинарной фазовой функцией

Предложенный метод нелинейного предсказания фазы может быть использован для синтеза высокоэффективных бинарных оптических элементов, фокусирующих сходящийся сферический пучок. Основным достоинством предлагаемых бинарных элементов является простота изготовления (структура зон микрорельефа формируется за одно химическое травление подложки).

Согласно (15), фазовая функция модифицированного мультипликатора при сходящемся сферическом освещающем пучке и параметре $\alpha = 0$ имеет вид

$$F(u) = \Phi[\hat{\varphi}(u)], \tag{24}$$

где $\hat{\varphi}(u) = \text{mod}_{2\pi} \left[\varphi(u) + \frac{k}{f} x_0 u \right]$.

Дифракционный расчет бинарных элементов основан на использовании в (24) в качестве нелинейного предсказания фазовой функции бинарной дифракционной решетки [14, 15, 17]. Поскольку распределение энергии в порядках бинарной дифракционной решетки может быть только симметричным [14, 15, 17], то фокальные кривые формируются только попарно в симметрично расположенных порядках. Согласно (19), (20) структура фокальных кривых, формируемых в порядках l и $-l$, определяется функциями $\varphi_{\pm l}(u) = \pm l\varphi(u)$, отличающимися только знаком. При этом преобразования $x_{\pm l}(u)$, записанные на основе лучевого соответствия (5), отвечают фокусировке в две центрально-симметрично расположенные кривые. Таким образом, расчет бинарных элементов возможен только для фокусировки в центрально-симметричную фокальную область, состоящую из фокальных кривых одинаковой формы и пропорциональных размеров.

В качестве примера описанного подхода был рассчитан бинарный элемент для фокусировки в набор из шести параллельных, симметрично расположенных отрезков с соотношением длин 3:2:1:1:2:3 и отстоящих друг от друга на расстоянии x_0 . Апертура элемента предполагается квадратной со стороной $2a$. При этом функция $\hat{\varphi}(u)$ в (24) имеет вид (22), а нелинейное предсказание

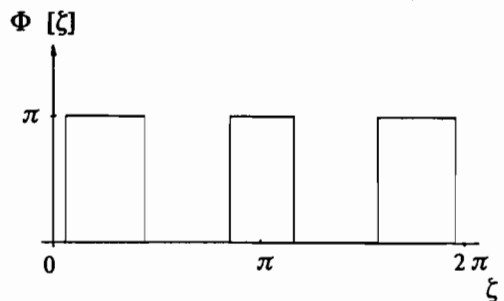


Рис. 5. Функция нелинейного предсказания $\Phi[\xi]$, соответствующая фазе шестипорядковой дифракционной решетки с симметричным линейным распределением интенсивности в порядках $-3, -2, -1, 1, 2, 3$.

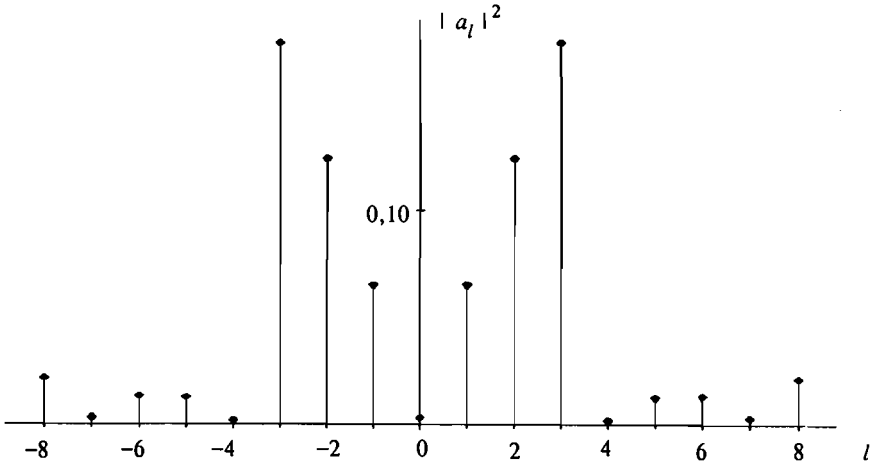


Рис. 6. Значения квадратов модулей коэффициентов Фурье для дифракционной решетки на рис. 5.

$\Phi[\zeta]$ соответствует фазовой функции шестипорядковой дифракционной решетки, приведенной на рис. 5. Дифракционная решетка рассчитана по методу [17] и при энергетической эффективности $E = 74,5\%$ обеспечивает симметричное линейное распределение интенсивности в порядках $-3, -2, -1, 1, 2, 3$ с ошибкой в $1,6\%$. Значения квадратов модулей коэффициентов Фурье (18) для решетки на рис. 5 графически представлены на рис. 6.

На рис. 7 приведено расчетное распределение интенсивности в фокальной плоскости рассмотренного бинарного элемента при следующих параметрах: $\lambda = 1,06$ мкм, $f = 100$ мм, $2a = 10$ мм, $2d = 0,5$ мм, $x_0 = 0,25$ мм. Рисунок показывает хорошее качество фокальных отрезков, однако в центре заметен резкий всплеск интенсивности. Наличие всплеска интенсивности объясняется погрешностью расчета функции нелинейного предискажения. Коэффициент

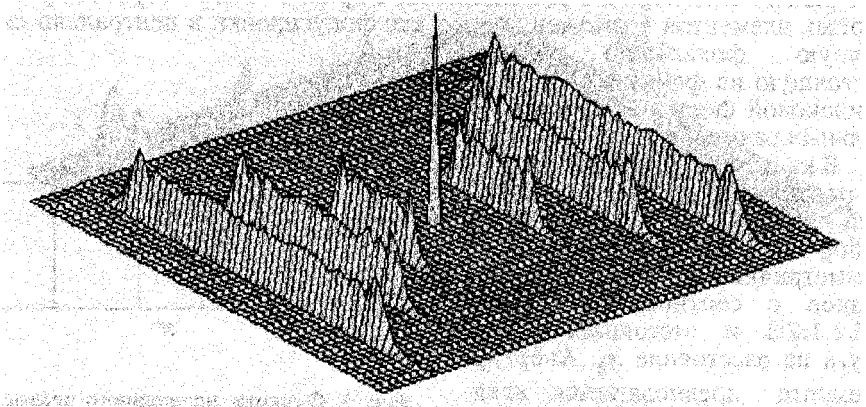


Рис. 7. Распределение интенсивности в фокальной плоскости модифицированного мультипликатора, фокусирующего в шесть отрезков с соотношением длин 3:2:1:1:2:3.

Фурье a_0 в разложении функции $\exp(i\Phi[\xi])$ имеет ненулевое значение, $a_0 = 0,07$. Согласно (19), изображение, формируемое в нулевом порядке, соответствует фокусировке в точку. Поскольку в требуемых порядках l_i , $i = -3, 3$, $i \neq 0$ энергия распределена равномерно по длине фокальных отрезков, центральный всплеск оказывается заметным. Однако доля энергии освещающего пучка, фокусируемая в нулевом порядке, составляет всего 0,5 % ($|a_0|^2 = 0,005$).

В качестве другого интересного примера был рассчитан бинарный элемент для фокусировки в литеру x , обладающую центральной симметрией и состоящую из двух полуколец радиуса R_0 . Апертура элемента предполагается круглой радиуса R . При этом функция $\hat{\varphi}(u)$ в (24) соответствует фазовой функции фокусатора в смещенное полукольцо [6, 19]

$$\hat{\varphi}(u) = \text{mod}_{2\pi} \left(\frac{k}{f} R_0 \text{sign}(u) \sqrt{u^2 + v^2} - \frac{k}{f} x_0 u \right).$$

Нелинейное предвысказание $\Phi[\xi]$ отвечает фазовой функции бинарной решетки, концентрирующей излучение в 1 и -1 дифракционных порядках

$$\Phi[\xi] = \begin{cases} 0, & \xi \in [0, \pi) \\ \pi, & \xi \in [\pi, 2\pi) \end{cases} \quad (25)$$

Коэффициенты Фурье (18) для дифракционной решетки (25) имеют следующий вид:

$$a_l = \begin{cases} \frac{1 - (-1)^l}{\pi i l}, & l \neq 0 \\ 0, & l = 0 \end{cases}$$

при этом энергетическая эффективность решетки составляет 81% ($|a_1|^2 + |a_{-1}|^2 = 0,81$).

На рис. 8 показана амплитудная маска рассчитанного бинарного элемента при следующих параметрах: $\lambda = 10,6$ мкм, $f = 500$ мм, $R = 4$ мм, $R_0 = 5$ мм, $x = 5,5$ мм. На рис. 9 приведена расчетная полутоновая картина распределения интенсивности в фокальной плоскости рассмотренного бинарного элемента. Рис. 8 и 9 подтверждают хорошую работоспособность рассмотренного подхода к синтезу бинарных элементов.

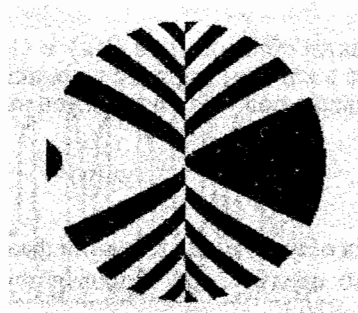


Рис. 8. Фотошаблон модифицированного мультипликатора, фокусирующего сходящийся сферический пучок в литеру x .

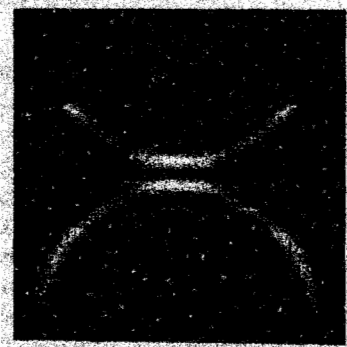


Рис. 9. Полутоновая картина поля интенсивности в фокальной плоскости модифицированного мультипликатора с фазовой функцией, приведенной на рис. 8.

Мультипликация фокальных кривых вдоль оптической оси

Рассмотренный метод расчета модифицированных мультипликаторов может быть использован для фокусировки в систему одинаковых фокальных линий переменных размеров, расположенных в различных фокальных плоскостях. Для реализации указанного процесса фокусировки функцию $\hat{\varphi}(\mathbf{u})$ в (14) достаточно определить таким образом:

$$\hat{\varphi}(\mathbf{u}) = \text{mod}_{2\pi} \left(-\frac{k \mathbf{u}^2}{2f_1} + \varphi(\mathbf{u}) \right). \quad (26)$$

С учетом (26) основное разложение (19) примет вид

$$w'(\mathbf{u}) = E_0(\mathbf{u}) \sum_{l=-\infty}^{+\infty} a_l \exp \left(-\frac{i k \mathbf{u}^2}{2F_l} + i(l + \alpha) \varphi(\mathbf{u}) \right), \quad (27)$$

где $F_l = f_1 f / (f_1 + l f)$. (28)

Таким образом, при $\hat{\varphi}(\mathbf{u})$ в (14) имеющее вид (26) изображение, формируемое в каждом порядке дифракции, соответствует результату преобразования освещающего пучка элементом с фазовой функцией

$$\varphi_l(\mathbf{u}) = -\frac{k \mathbf{u}^2}{2F_l} + (l + \alpha) \varphi(\mathbf{u}).$$

Из общего представления фазовой функции (9) фокусатора в фокальную кривую следует, что фазовая функция (28) соответствует фокусировке в $\frac{F_l}{f} = \frac{(l + \alpha)f_1}{f_1 + lf}$ раз увеличенную кривую в плоскости $z = F_l$. В частности, при $\hat{\varphi}(\mathbf{u})$ в (14) соответствующей фазовой функции линзы с фокусом f_1

$$\hat{\varphi}(\mathbf{u}) = \text{mod}_{2\pi} \left(-\frac{k \mathbf{u}^2}{2f_1} \right) \quad (29)$$

и при $\alpha = 0$ разложение (27) соответствует суперпозиции сферических пучков с фокусными расстояниями (28). Таким образом, при $\hat{\varphi}(\mathbf{u})$ (29) модифицированный мультипликатор (14) соответствует многофокусной линзе.

В качестве примера на рис. 10 приведено расчетное распределение интенсивности вдоль оптической оси синтезированной по рассмотренному методу семифокусной линзы при следующих параметрах: $\lambda = 1,06$ мкм, $f_1 = 1000$ мм, $f = 34$ мм и радиусе апертуры $R = 4$ мм. График получен при функции $\Phi[\hat{\varphi}(\mathbf{u})]$ (рис. 11), соответствующей нелинейному предсказанию фазовой функции (29) по закону семипорядковой дифракционной решетки, концентрирующей излучение в порядках $-3, -2, -1, 0, 1, 2, 3$. При этом в требуемые фокусы направляется более 85 % энергии освещающего пучка. Доли энергии освещающего пучка, фокусируемые в дифракционной окрестности радиуса $\Delta_l = 0,61 (\lambda f / R)$, фактически постоянны для требуемых фокусов F_l , $l = -3, 3$, а небольшое уменьшение фокальных пиков, наблюдаемое с ростом

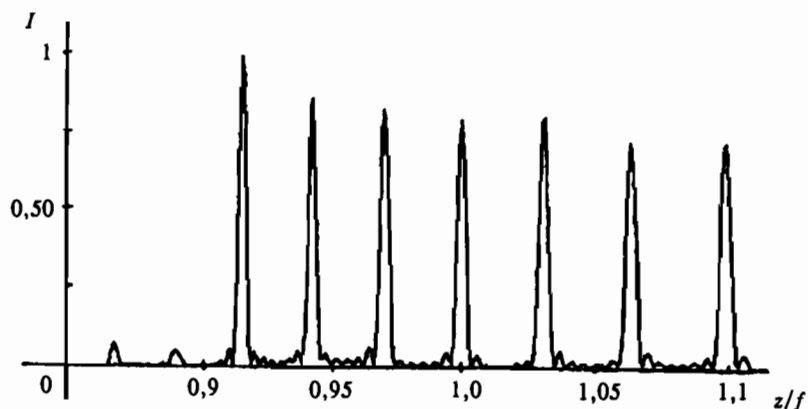


Рис. 10. Нормированное распределение интенсивности вдоль оптической оси semifокусной линзы.

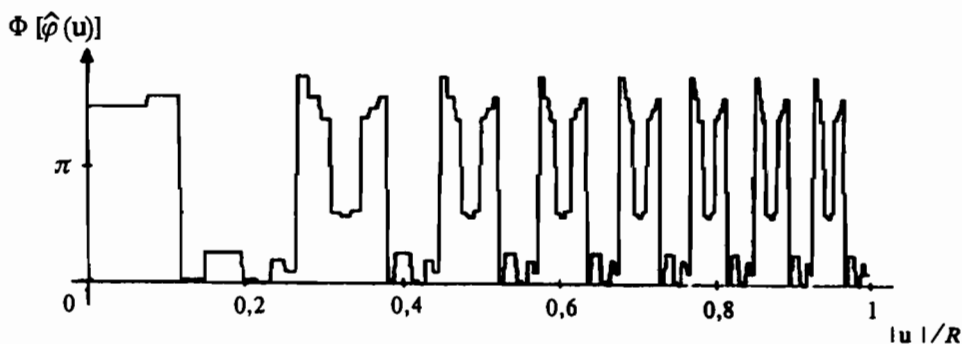


Рис. 11. Функция $\Phi[\hat{\varphi}(|u|)]$ для semifокусной линзы.

фокусного расстояния, связано с увеличением дифракционного размытия (интенсивность в геометрическом фокусе обратно пропорциональна фокусному расстоянию).

ЛИТЕРАТУРА

1. Сисакян И. Н., Сойфер В. А. // Компьютерная оптика. 1987. N 1. С. 5—19.
2. Данилов В. А., Попов В. В., Прохоров А. М. и др. Оптические элементы, фокусирующие когерентное излучение в произвольную фокальную линию: Препринт N 69. М., ФИАН СССР. 1983. 41 с.
3. Данилов В. А., Дубов М. В. // Компьютерная оптика. 1987. N 1. С. 52—67.
4. Данилов В. А., Попов В. В., Прохоров А. М. и др. // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8, N 13. С. 810—815.
5. Dosholovich L. L., Kazanskiy N. L., Kharitonov S. I., Uspleniev G. V. e. a. // Optics and Lasers in Engineering. 1991. Vol. 15, N 5. P. 311—322.

6. Golub M. A., Doscolovich L. L., Kazanskiy N. L. e. a. // Proceedings SPIE. 1991. Vol. 1500. P. 211—221.
7. Golub M. A., Sisakyan I. N., Soifer V. A. // Optics and Lasers in Engineering. 1991. Vol. 15, N 5. P. 297—309.
8. Березный А. Е., Сисакян И. Н. // Компьютерная оптика. 1989. N 4. С. 9—37.
9. Брингдал О. // Автометрия. 1982. N 2. С. 30—37.
10. Березный А. Е., Сисакян И. Н. // Компьютерная оптика. 1989. N 5. С. 6—16.
11. Голуб М. А., Досколович Л. Л., Казанский Н. Л. и др. // Оптика и спектроскопия. 1992. Т. 73, вып.1. С. 191—195.
12. Dallas W. J., Lohmann A. W. // Opt. Com. 1972. Vol. 5, N 2. P. 78—81.
13. Goodman J. W., Silvestri A. M. // IBM Journ. Res. Develop. 1969. Vol. 14, N 9. P. 478—484.
14. Mait J. N. // Jour. Opt. Soc. Amer. 1990. Vol. 7, N 8. P. 1514—1528.
15. Dammann H., Gortler K. // Opt. Commun. 1971. Vol. 3. P. 312—315.
16. Досколович Л. Л., Котляр В. В., Сойфер В. А. // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17, N 21. С. 54—57.
17. Досколович Л. Л., Сойфер В. А., Шинкарев М. В. // Автометрия. 1992. N 3. С. 104—107.
18. Doscolovich L. L., Golub M. A., Kazanskiy N. L., Soifer V. A. // Proceedings NICEC. Harbin, China, 1992. P. 667—669.
19. Golub M. A., Doskolovich L. L., Kazanskiy N. L. e. a. // Proceedings SPIE. 1991. Vol. 1500. P. 194—206.

Рукопись поступила 25.01.93