

ЛИТЕРАТУРА

1. Пен Е. Ф. Расчет достоверности считывания информации в ГЗУ на основе экспериментальных данных характеристик восстановленных изображений // Тр. IV Всесоюз. конф. по голографии.— Ереван: ВНИИРИ, 1982.— Т. 2.
2. Домбровский В. А., Домбровский С. А., Пен Е. Ф. Исследование помехоустойчивости голограмм в ГЗУ // Автометрия.— 1985.— № 4.
3. Lee Wai-Hon. Effect of film grain noise of the performance of holographic memory // JOSA.— 1972.— V. 62, N 6.— P. 797.
4. Блок А. А., Домбровский В. А., Домбровский С. А., Пен Е. Ф. Экспериментальные исследования достоверности считывания данных в голографических ЗУ // Автометрия.— 1984.— № 3.
5. Rice S. O. Mathematical analysis of random noise // Bell Syst. Techn. J.— 1945.— V. 23, N 3.— P. 282.
6. Матиенко Б. Г. Исследование характеристик полупроводниковой фотоприемной матрицы // Автометрия.— 1979.— № 3.
7. Визитов Е. Ф., Волков А. В., Гибин И. С. и др. Устройство хранения и считывания цифровых данных в голографической системе архивной памяти // Автометрия.— 1984.— № 3.
11. Блок А. А., Пен Е. Ф. Экспериментальные исследования статистических характеристик изображений восстановленных из массива микроголограмм // Тез. докл. на II Всесоюз. конф. «Проблемы развития радиооптики».— М.: НТО РЭС, 1985.

Поступила в редакцию 12 мая 1986 г.

УДК 535.4 : 778.38

И. Г. ПАЛЬЧИКОВА

(Новосибирск)

КИНОФОРМНЫЕ КОНОИДНЫЕ АКСИКОНЫ

Для получения оптического разряда в газе [1], создания опорной световой линии в метрологии [2], бесконтактных измерений перемещений отражающей поверхности в специализированных микроскопах [3], наблюдения изображения треков элементарных частиц в ядерно-физических экспериментах [4], в оптических дисковых системах звукозаписи и воспроизведения [5] используется аксиконовая фокусировка. Конические аксиконы (как рефракционные, так и дифракционные) обеспечивают неравномерное распределение интенсивности вдоль фокального отрезка [6]. В ряде случаев с целью оптимизации фокусировки необходимо иметь специальное распределение энергии лазерного импульса по фокальному отрезку [1, 7], что обычно достигается одним из двух способов: профилированием либо преломляющей поверхности аксикона, либо распределения интенсивности в лазерном пучке. Оба способа имеют существенные недостатки. Сложно не только изготовить с высокой точностью коноидный аксикон, но и изменить профиль пучка без потерь мощности и увеличения расходимости. Устранить указанные недостатки можно при изготовлении аксиконов в виде киноформов.

В данной работе рассмотрен способ расчета киноформных аксиконов, позволяющий получать заданное распределение интенсивности вдоль фокального отрезка, и приведены результаты экспериментальной его проверки.

В отличие от случая дифракции на отверстиях различной формы и на линзах фокальный отрезок семейства аксиконов формируется в ближ-

ней зоне дифракции, где амплитуда поля определяется окрестностью соответствующих критических точек, расположенных в плоскости G оптического элемента (рис. 1). Для нахождения дифракционного интеграла Френеля используется метод стационарной фазы [8]. В параксиальном приближении поле $U(r, h)$ в произвольной точке $P(r, \varphi)$ области фокусировки аксикона с фазовой функцией пропускания $f(\rho)$ описывается выражением

$$U(r, h) = -jkU_0(\rho)f'(\rho)J_0(krf')\sqrt{\frac{\lambda h}{1+hf''(\rho)}} \times \exp\left\{jk\left[h + \frac{r^2 + \rho^2}{2h} + f(\rho)\right] + j\frac{\pi}{4}\right\}, \quad (1)$$

где λ — длина волны излучения; $k = 2\pi/\lambda$; $J_0(\cdot)$ — функция Бесселя нулевого порядка; $(\cdot)'$ используется для обозначения производной функции; $U_0(\rho, \Theta)$ — амплитуда фокусируемого волнового фронта в плоскости G .

Из выражения (1) следует, что поперечное распределение интенсивности в фокальном отрезке описывается функцией Бесселя нулевого порядка. Диаметр фокального пятна находится обычным образом:

$$d = 5/[kf'(\rho)], \quad (2)$$

т. е. область фокусировки имеет вид тела вращения и ее поперечный размер изменяется вдоль оптической оси. Характер этого изменения определяется конкретным видом зависимости $f'(\rho)$.

Для киноформного аксикона ρ , h и $f(\rho)$ связаны следующим соотношением:

$$\rho = -\frac{f'(\rho)h}{\sqrt{1-f'^2(\rho)}} \approx -f'h. \quad (3)$$

В приближении Френеля — Кирхгофа амплитуда поля $U(0, h)$ в произвольной точке на оптической оси имеет вид

$$U(0, h) = -jkU_0(\rho)\exp\left\{jk\left[f(\rho) + \sqrt{\rho^2 + h^2}\right] + j\frac{\pi}{4}\right\}f'(\rho)\sqrt{\frac{\lambda}{f''(\rho) - \frac{f'(\rho)}{\rho}(1-f'^2(\rho))}}. \quad (4)$$

С помощью выражения (1) или (4) легко составить дифференциальное уравнение для функции пропускания киноформного аксикона, если задано распределение интенсивности вдоль фокального отрезка. Возможности предлагаемого метода расчета различного типа аксиконов как в параксиальном приближении, так и в приближении Френеля — Кирхгофа рассмотрены в [9].

Например, найдем в параксиальном приближении функцию пропускания $f(\rho)$ аксикона, обеспечивающего постоянную интенсивность W на оптической оси по всей длине фокального отрезка. Если волновой фронт падающей волны плоский и ее амплитуда зависит только от радиальной координаты $U_0(\rho)$, из (4) следует:

$$|U(0, h)|^2 = \frac{4\pi^2}{\lambda} U_0^2(\rho) f'^2(\rho) \left[\left| f''(\rho) - \frac{f'(\rho)}{\rho} \right| \right] = W, \quad (5)$$

откуда получаем дифференциальное уравнение, решаемое численно с учетом конкретного вида $U_0(\rho)$:

$$f''(\rho) - \frac{f'(\rho)}{\rho} - \frac{4\pi^2 U_0^2(\rho)}{\lambda W} f'^2(\rho) = 0. \quad (6)$$

В частном случае $U_0(\rho) = U_0 = \text{const}$ удобно записать уравнение (6)

В новых обозначениях:

$$f''(\rho) - \frac{f'(\rho)}{\rho} - \frac{f'^2(\rho)}{a} = 0, \quad (7)$$

где $a = \frac{\lambda W}{4\pi^2 U_0^2}$.

Уравнение (7) допускает аналитическое решение, и функция пропускания $f(\rho)$ определяется с точностью до трех постоянных a , c , b :

$$f(\rho) = -a \ln(c - \rho^2) + b. \quad (8)$$

Постоянные интегрирования b , c , а также произвольно введенную постоянную a необходимо связать с требуемыми характеристиками фокального отрезка аксикона (рис. 2): длиной фокального отрезка L , его расположением относительно аксикона F_1 , диаметром фокального пятна в перетяжке d_0 и местоположением перетяжки на оптической оси h_0 .

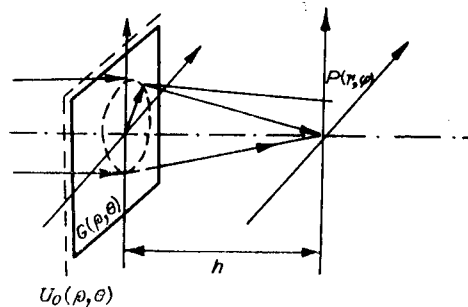


Рис. 1. Схема прохождения светового пучка через киноформный аксикон

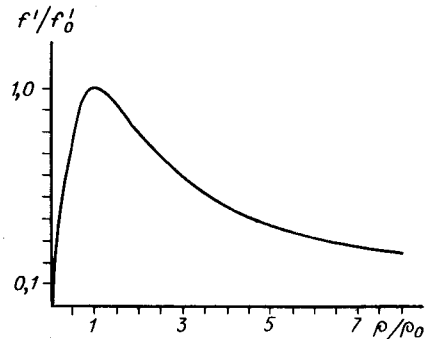


Рис. 3. Зависимость производной функции пропускания киноформного коноидного аксикона $f'(\rho)/f'(\rho_0)$ от радиальной координаты ρ/ρ_0

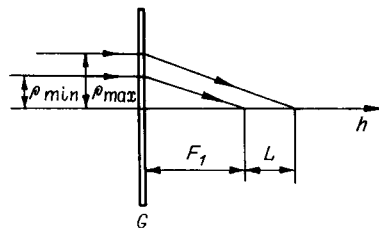


Рис. 2. Некоторые параметры аксикона и фокального отрезка, необходимые для определения функции пропускания

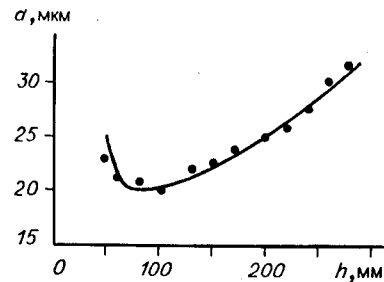


Рис. 4. Иллюстрация изменения диаметра фокального пятна вдоль оптической оси (координата h): результаты измерений отмечены точками, сплошная линия соответствует расчетным данным

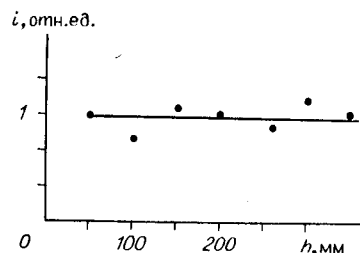


Рис. 5. Распределение зависимости i вдоль фокального отрезка

Для этих целей наиболее удобны следующие два условия:

$$f''(\rho_0) = 0 \longrightarrow c = -\rho_0^2; \quad (9)$$

$$f'(\rho_0) = f'_0 \longrightarrow a = -f'_0 \rho_0. \quad (10)$$

Вид зависимости производной от функции пропускания $f'(\rho)$ от радиальной координаты показан на рис. 3. Положение перетяжки фокального отрезка соответствует значению $\rho/\rho_0 = 1$. По обе стороны от перетяжки величина диаметра фокального отрезка возрастает. Условие (9) определяет положение максимума функции $f'(\rho)$, а условие (10) — величину этого максимума и соответственно, как следует из (3) и (2), местоположение перетяжки на оптической оси и радиус фокального пятна в перетяжке. Параметры функции пропускания определяются из требуемых характеристик фокального отрезка следующим образом. С помощью (2) и величин d_0 и λ рассчитывается постоянная f'_0 . Выражение (3) используется для нахождения ρ_0 по известным h_0 и f'_0 . В результате уравнение (8) принимает вид

$$f(\rho) = f'_0 \rho_0 \ln(\rho_0^2 + \rho^2) + b. \quad (11)$$

Внутренний ρ_{\min} и внешний ρ_{\max} радиусы рабочей зоны аксикона отыскиваются с помощью выражений (11) и (3) по известным величинам L и F_1 . Постоянная b в выражении (11) позволяет смещать начало отсчета фазы, что необходимо при нумерации киноформных зон. Таким образом, все постоянные интегрирования определены и связаны с характеристиками аксикона.

Киноформы обычно изготавливаются по технологии фотолитографии [10], когда непрерывный фазовый профиль оптического элемента заменяется ступенчатым. Границы ступеней находятся из уравнения

$$(2\pi/\lambda)f(\rho) = 2\pi((m/N) + n), \quad (12)$$

где N — число ступеней; n — номер киноформной зоны, внутри которой расположена ступенька; m — номер ступеньки. Высота каждой ступени составляет $2\pi/N$.

Из (12) следует, что радиусы зон аксикона с функцией пропускания (11) задаются равенством

$$\rho_{n,m} = \sqrt{(\rho_0^2 + \rho_{\min}^2) \exp\left[\frac{\lambda(m + Nn)}{Nf'_0 \rho_0}\right] - \rho_0^2}, \quad (13)$$

$$n = 0, 1, 2, \dots, n_{\max}; \quad m = 0, 1, 2, \dots, N - 1.$$

Постоянная b выбиралась с учетом условия $f(\rho_{\min}) = 0$.

Проведено экспериментальное измерение распределения интенсивности в фокальном отрезке киноформного аксикона с двумя ступенями рельефа и со следующими характеристиками: рабочий радиус аксикона $\rho_{\max} = 6$ мм, диаметр фокального пятна в перетяжке $d_0 = 20$ мкм, длина фокального отрезка $L = 300$ мм, $F_1 = 50$ мм для излучения с длиной волны $\lambda = 0,63 \cdot 10^{-3}$ мм.

Луч однододового He—Ne-лазера расширялся телескопом из двух объективов и фокусировался аксиконом. Неоднородность интенсивности по рабочей поверхности при освещении составляла менее 1%. Измерение диаметра фокального пятна производилось горизонтальным микроскопом, который перемещался в пределах всего фокального отрезка. Влияние паразитных дифракционных порядков исключалось диафрагмированием апертуры аксикона. Результаты измерений представлены на рис. 4. Диаметр фокального пятна рассчитывался с помощью выражений (2) и (11) с учетом фактических значений f'_0 и ρ_0 . Данные измерений согласуются с расчетными. Распределение интенсивности вдоль оси фокусировки измерялось ФЭУ с диафрагмой 20 мкм после увеличения фокального пятна в 200 раз. Результаты измерений обрабаты-

ЛИТЕРАТУРА

1. Tremblay R., D'Astons Y., Roy G., Blanshard M. Laser plasmas — optically pumped by focusing with axicon a CO₂-TEA laser beam in a high-pressure gas // Opt. Commun.— 1979.— V. 28, N 2.— P. 193.
2. Dyson J. Optics in Metrology.— Oxford; London; New York; Paris: Pergamon Press, 1960.
3. Mikhaltsova I. A., Nalivaiko V. I., Soldatenkov I. S. Kinoform axicons // Optik.— 1984.— Bd 67, N 3.— S. 267.
4. Сороко Л. М. Мезооптика, голография и оптический процессор // Методы и устройства оптической голографии: Сб. науч. тр. XV Всесоюз. пик. по голографии.— Л.: ФТИ, 1983.
5. Пат. 4426696 США. Optical playback apparatus focusing system for producing a prescribed energy distribution along an axial focal zone/B. B. Brenden, J. T. Russell // Appl. Opt.— 1984.— V. 23, N 19.— P. 3250.
6. Roy G., Tremblay R. Influence of the divergence of a laser beam on the axial intensity distribution of an axicon // Opt. Commun.— 1980.— V. 34, N 1.— P. 1.
7. Коробкин В. В., Полоцкий Л. Я., Попонин В. П., Пятницкий Л. Н. Фокусировка гауссовых и гипергауссовых лазерных пучков аксикопами для получения сплошных лазерных искр // Квантовая электрон.— 1986.— Т. 13, № 2.
8. Fujiwara Shiro. Optical properties of conic surfaces. 1. Reflecting Conn. // JOSA.— 1962.— V. 52, N 3.— P. 287.
9. Нальчикова И. Г. Синтез фазовой структуры киноформных аксиконов.— Новосибирск, 1986.— (Препринт/АН СССР, Сиб. отд-ние, ИАНЭ; 328).
10. Коронкевич В. П., Ленкова Г. А., Михальцова И. А. и др. Киноформные оптические элементы: методы расчета, технология изготовления, практическое применение // Автометрия.— 1985.— № 1.

Поступила в редакцию 23 апреля 1987 г.

УДК 681.327.68 : 778.38

В. К. ЕРОХОВЕЦ

(Минск)

ОЦЕНКА ДОПУСКОВ ЛИНЕЙНОГО ПОЗИЦИОНИРОВАНИЯ КОМПОНЕНТОВ В ДОКУМЕНТАЛЬНЫХ ГЗУ

При воспроизведении информационного изображения ряд выходных параметров оказывает существенное влияние на интегральную оценку его качества [1]. Число таких параметров относительно невелико. Это размер (формат) и точность его воспроизведения, точность воспроизведения контуров (нелинейные искажения), объемность (объемные искажения), яркость, контраст, резкость (четкость), цветность, воспроизведение полутонов и чистота фона.

Детальное изучение отмеченных выше наиболее важных параметров выделяет в вопросах исследования голографических запоминающих устройств (ГЗУ) документального типа три основных уровня: информационный, энергетический и геометрический. Информационному анализу посвящены работы [2, 3], энергетическому — [4], частные же аспекты геометрического проектирования ГЗУ освещены в [5—7]. Особый раздел при геометрическом проектировании ГЗУ составляет юстировка отдельных элементов схем записи и считывания. Этот вопрос применительно к построению цифровых ГЗУ изучался в ряде предшествующих работ [8—11]. Так, в [8] определены требования к точности установки тран-