

И.Г. Пальчикова

КИНОФОРМНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ С УВЕЛИЧЕННОЙ ГЛУБИНОЙ ФОКУСА

Введение

Распределение интенсивности света в фокальной плоскости хорошо скорректированного объектива обусловлено дифракцией на выходном зрачке. Продольный и поперечный размеры каустики вблизи фокуса жестко связаны: чем меньше размер пятна в геометрической фокальной плоскости, тем меньше глубина фокуса. В последнее время возрос интерес к оптическим системам, не обладающим этим фундаментальным ограничением. При конструировании оптических систем с увеличенной глубиной фокальной области необходимы оптические элементы следующих двух типов. Во-первых, элементы, изображающие осевую точку в виде отрезка прямой, расположенного вдоль оптической оси, и не осуществляющие проективных преобразований. Такой тип фокусировки называется аксиконным. Используется он для получения оптического разряда в газе [1], для создания опорной световой линии в метрологии [2], для бесконтактных измерений перемещений отражающей поверхности в специализированных микроскопах [3], в оптических дисковых системах звукозаписи и воспроизведения [4]. Во-вторых, элементы, удлиняющие каустическую область без изменения проективных свойств оптической системы, что необходимо в микроскопах совмещения установок рентгенолитографии с использованием синхротронного излучения [5], устройствах ввода-вывода изображений из ЭВМ [6], в лазерных технологических установках [7].

Традиционные оптические элементы далеко не всегда позволяют эффективно управлять каустикой в перечисленных задачах, поэтому представляет интерес разработка новых оптических элементов и, в частности, киноформов. Настоящая работа посвящена расчету киноформных аксиконов и обобщенных зонных пластинок (ОЗП) со специальным распределением интенсивности вдоль фокального отрезка и обсуждению результатов экспериментального исследования их.

Задача расчета комплексной функции пропускания киноформа для заданного распределения интенсивности в области фокусировки обычно допускает несколько решений. Поэтому особое значение имеет построение феноменологической модели оптической задачи, на основании которой выводятся уравнения, позволяющие рассчитывать и оптимизировать фазовую функцию пропускания и топологию киноформа.

Хорошо известны [8,9] решения уравнения Гельмгольца для световых волн, распространяющихся в однородной среде от бесконечного линейного источника:

$$U(r, \varphi, z, t) = H_l^{(1,2)}(2\pi\zeta r) \exp[i(2\pi\zeta z + l\varphi - \omega t)], \quad (1)$$

где использованы цилиндрические координаты (r, φ, z) вследствие осевой симметрии задачи, t - время, $U(r, \varphi, z, t)$ - амплитуда светового поля в произвольной точке (r, φ, z, t) , $H_l^{(1,2)}(\cdot)$ - функция Ханкеля порядка l первого либо второго рода, (ζ, l) - пространственная и угловая частоты, описывающие наклон волнового фронта, $\omega = \frac{2\pi}{\lambda} c = k \cdot c$, λ и c - длина волны и скорость света, l - целое, $\mu = \sqrt{k^2 - 4\pi^2\zeta^2}/2\pi$.

Выражение (1) можно представить в наглядном виде для больших значений $r > \frac{l}{\mu}$:

$$U(r, \varphi, z, t) = \frac{1}{\pi\sqrt{\mu r}} \exp[i(2\pi\zeta r + 2\pi\zeta z + l\varphi - \frac{\pi}{4} - \frac{l\pi}{2} - \omega t)], \quad (2)$$

где модуль волнового вектора $k = 2\pi \sqrt{\mu^2 + \zeta^2}$ относится к частоте света f как $k = 2\pi f/c$, а компоненты волнового вектора имеют вид:

$$\vec{k}_r = 2\pi\zeta\vec{r}/|r|, \quad \vec{k}_z = 2\pi\zeta\vec{z}/|z|, \quad \vec{k}_\varphi = 0.$$

Волновой фронт наклонен под углом, равным $\arctg(\zeta/\mu)$ к оси z , вдоль которой расположена бесконечная светящаяся линия.

Фазовая функция в показателе экспоненты (2) описывает цилиндрические, конические и винтовые волновые фронты. В работе [8] показано, что можно записать выражение для комплексной функции пропускания киноформа, фокусирующего в линию, выбирая коэффициенты (μ, ζ, l) и определяя соответствие координат плоскости киноформа, рабочей апертуры и фокусного отрезка.

Таким образом, целесообразно проводить расчет функции пропускания киноформов, имеющих каустикой в виде фокального отрезка, предполагая, что плоский волновой фронт преобразуется ими в конический, цилиндрический, винтовой либо в их комбинацию.

Рассмотрим способ расчета киноформных аксиконов, позволяющий получать заданное распределение интенсивности вдоль фокального отрезка.

Киноформные аксиконы

В отличие от случая дифракции на отверстиях различной формы и на линзах фокальный отрезок семейства аксиконов формируется в ближней 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 [10]. В паракси-

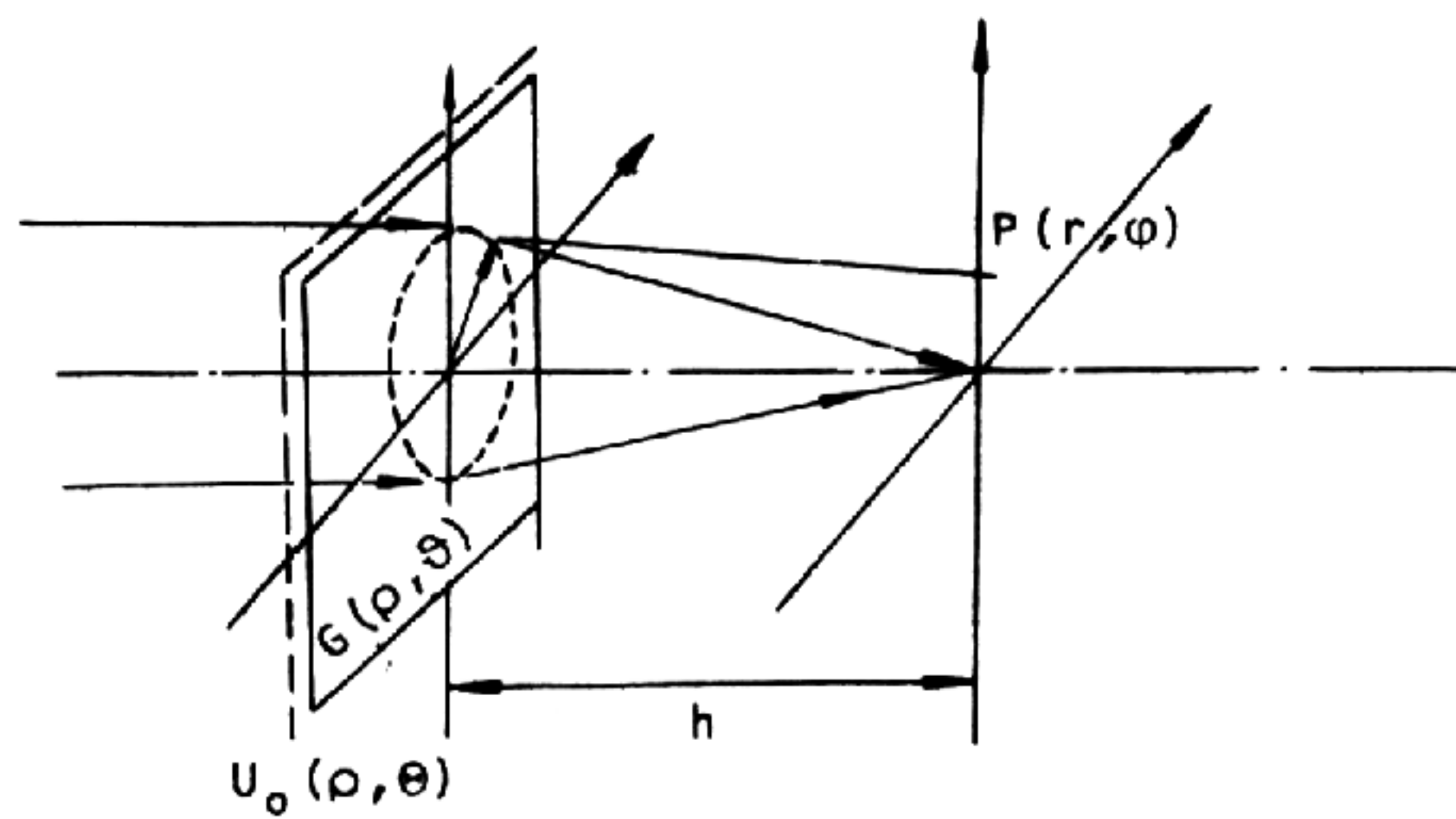


Рис. 1. Схема прохождения светового пучка через киноформ к записи интеграла Френеля

альном приближении поле $U(r, h)$ в произвольной точке области фокусировки аксикона с фазовой функцией пропускания $f(\rho)$ описывается выражением:

$$U(r, h) = -ikU_0(\rho)f'(\rho)J_0(rkf')\sqrt{\frac{\lambda h}{1+hf''(\rho)}}\exp\{ik[h + \frac{r^2+\rho^2}{2h} + f(\rho)] + i\frac{\pi}{4}\}, \quad (3)$$

где

$$k = \frac{2\pi}{\lambda};$$

$J_0(\cdot)$ - функция Бесселя нулевого порядка;

$(\cdot)'$ - штрих используется для обозначения производной функции;

$U_0(\rho, \theta)$ - амплитуда фокусируемого волнового фронта в плоскости G.

Из выражения (3) следует, что поперечное распределение интенсивности в фокальном отрезке описывается функцией Бесселя нулевого порядка. Диаметр фокального пятна находится обычным образом:

$$d = 5/(kf'(\rho)). \quad (4)$$

То есть 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:

$$\rho = -\frac{f'(\rho)h}{\sqrt{1-f'^2(\rho)}} \approx -f'h. \quad (5)$$

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

$$U(0, h) = -ikU_0(\rho)\exp\{ik[f(\rho) + \sqrt{\rho^2 + h^2}] + i\pi/4\} \times f'(\rho)\sqrt{\frac{\lambda}{f''(\rho) - f'(\rho)(1-f'^2(\rho))/\rho}}. \quad (6)$$

С помощью выражения (3) или (6) 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 паракиальном, так и в приближении Френеля-Кирхгофа более подробно рассмотрены в работе [11].

Например, найдем в паракиальном 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 (3) и (5) следует

$$|U(0, h)|^2 = \frac{4\pi^2}{\lambda} U_0^2(\rho) f'^2(\rho) / \left[f''(\rho) - \frac{f'(\rho)}{\rho} \right] = W, \quad (7)$$

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

$$f''(\rho) - \frac{f'(\rho)}{\rho} - \frac{f'^2(\rho) 4\pi^2 U_0^2(\rho)}{\lambda W} = 0. \quad (8)$$

В частном случае $U_0(\rho) = U_0 = \text{const}$ удобно записать уравнение (8) в новых обозначениях

$$f''(\rho) - \frac{f'(\rho)}{\rho} - \frac{f'^2(\rho)}{a} = 0, \quad (9)$$

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

Уравнение (9) допускает аналитическое решение, и функция пропускания $f(\rho)$ определяется с точностью до трех постоянных a, b, c :

$$f(\rho) = -a \ln(c - \rho^2) + b. \quad (10)$$

Постоянные интегрирования b, c, a также произвольно введенную постоянную a необходимо связать с требуемыми характеристиками фокального отрезка аксикона (рис. 2): длиной фокального отрезка L , его расположением относительно аксикона h_1 , диаметром фокального пятна в перетяжке d_0 и местоположением перетяжки на оптической оси h_0 .

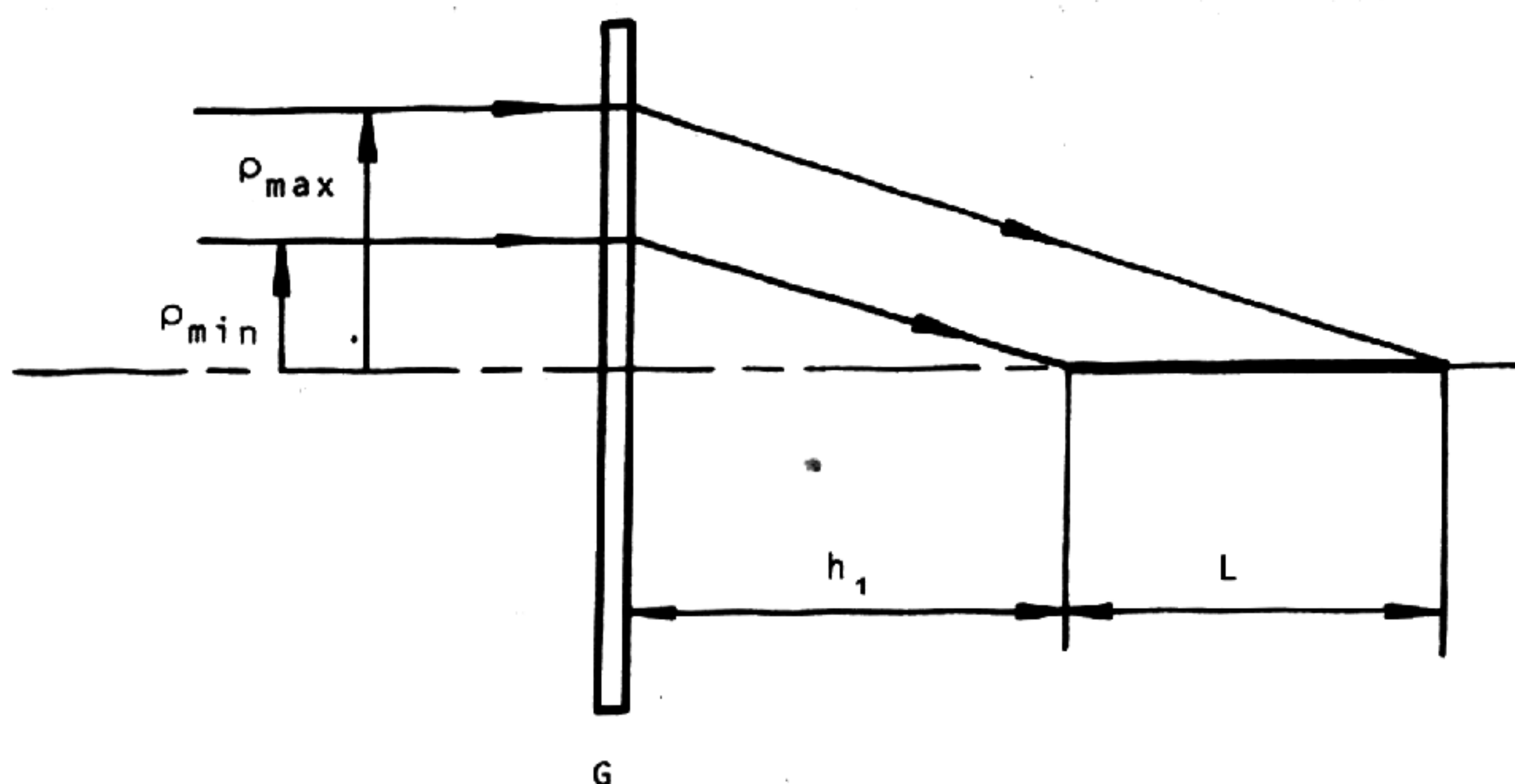


Рис. 2. Некоторые параметры аксикона и фокального отрезка, необходимые для определения функции пропускания: L - длина фокального отрезка; h_1 - расположение его на оптической оси относительно плоскости G ; ρ_{\min}, ρ_{\max} - внутренний и внешний диаметры рабочей зоны аксикона

Для этих целей наиболее удобны следующие два условия:

$$f''(\rho_0) = 0 \rightarrow c = -\rho_0^2; \quad (11)$$

$$f'(\rho_0) = f'_0 \rightarrow a = -f'_0 \rho_0. \quad (12)$$

Вид зависимости $f'(\rho)/f'(\rho_0)$ показан на рис. 3. Условие (11) определяет положение максимума функции $f'(\rho)$, а условие (12) - величину этого максимума, и, соответственно, как следует из (4) и (5), - местоположение перетяжки на оптической оси и радиус фокального пятна в перетяжке.

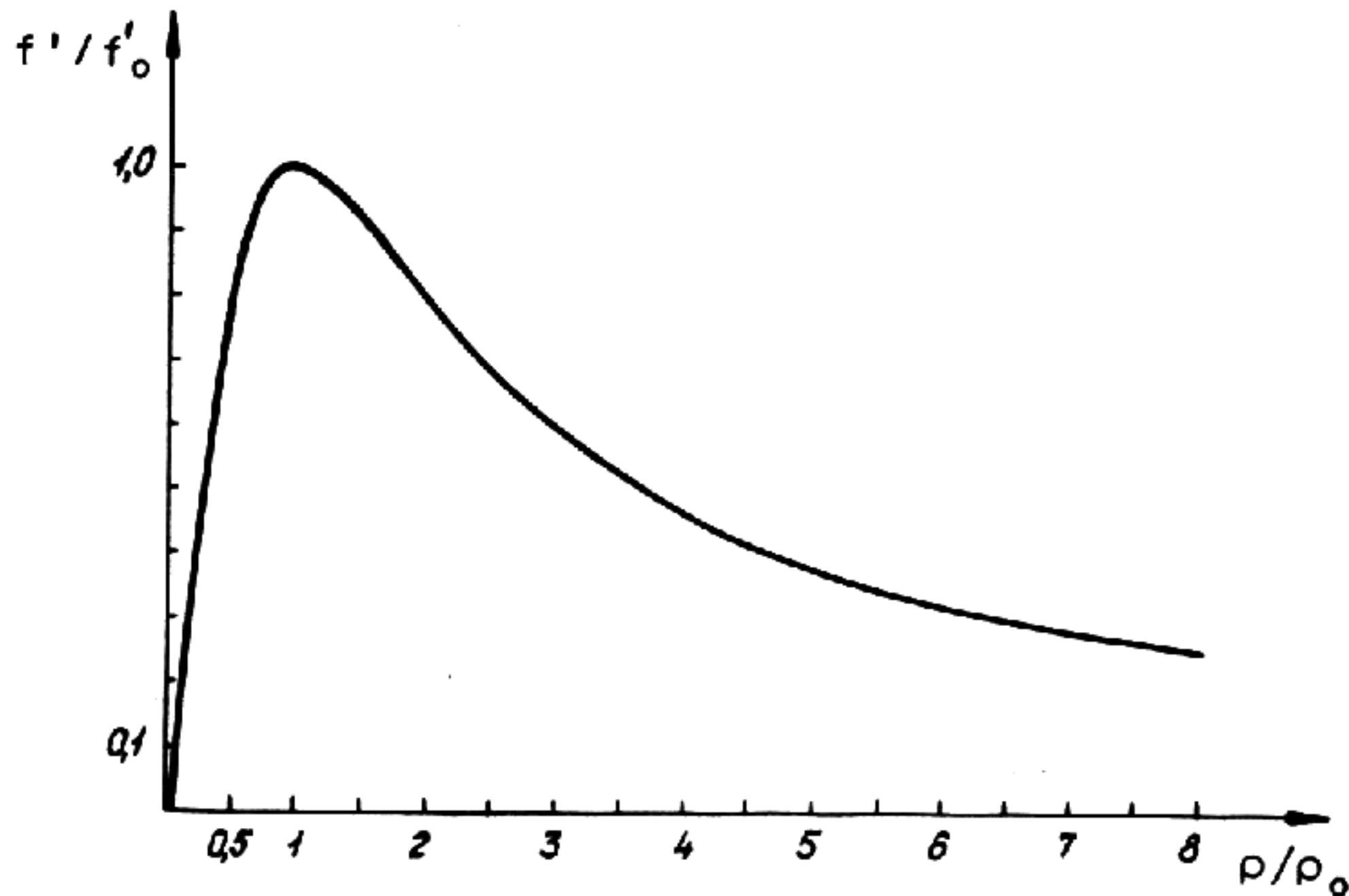


Рис. 3. Зависимость производной функции пропускания киноформного коноидного аксикона $f'(\rho)/f'(\rho_0)$ от радиальной координаты ρ/ρ_0 . Положение перетяжки фокального отрезка соответствует значению $\rho/\rho_0 = 1$. По обе стороны от перетяжки величина диаметра возрастает

Параметры функции пропускания рассчитываются из требуемых характеристик фокального отрезка следующим образом. С помощью (4) и величин d_0 и λ рассчитывается постоянная f'_0 . Выражение (5) используется для расчета ρ_0 по известным h_0 и f'_0 . В результате уравнение (10) принимает вид:

$$f(\rho) = f'_0 \rho_0 \ln(\rho_0^2 + \rho^2) + b. \quad (13)$$

Внутренний ρ_{\min} и внешний ρ_{\max} - радиусы рабочей зоны аксикона - рассчитываются с помощью выражений (13) и (5) по известным величинам L и h_1 . Постоянная b в выражении (13) 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 (12), когда непрерывный фазовый профиль оптического элемента заменяется ступенчатым. Границы ступеней находятся из уравнения

$$kf(\rho) = 2\pi\left(\frac{m}{N} + n\right), \quad (14)$$

где

N - число ступеней;

n - номер киноформной зоны, внутри которой расположена ступенька;

m - номер ступеньки. (Высота каждой ступени составляет $2\pi/N$.)

Из (14) следует, что радиусы зон аксикона с функцией пропускания (13) задаются равенством

$$\rho_{m,n} = \sqrt{(\rho_0^2 + \rho_{\min}^2) \exp\left[\frac{\lambda(m+Nn)}{Nf_0\rho_0}\right] - \rho_0^2}, \quad (15)$$

$n=0,1,2,\dots$ $m=0,1,\dots$ $N-1$.

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

Видоизменения поперечного распределения интенсивности в фокальном отрезке позволяют получать киноформы, объединяющие свойства аксикона и звезды Сименса, преобразующие плоский волновой фронт в конический по радиальной координате и винтовой - по угловой. Комплексная функция пропускания T в этом случае имеет вид:

$$T = \exp[ikf(\rho) + il\theta]$$

или для традиционного конического аксикона:

$$T = \exp[ik\alpha\rho + il\theta], \quad (16)$$

где

$$\alpha = \text{const};$$

$$l - \text{целое.}$$

Топология киноформных зон такого элемента не имеет осевой симметрии. Вследствие угловой зависимости фазы, киноформные зоны аксикона непрерывно сдвигаются вдоль радиуса на величину, определяемую l , преобразуясь в спирали. Для поля в произвольной точке фокального отрезка элемента с функцией пропускания T при освещении плоской монохроматической световой волной единичной амплитуды легко получить следующее выражение:

$$U(r, \varphi, h) = -i\sqrt{2\pi k} \alpha \exp\left[i\left(kh + \frac{kr^2}{2} - \frac{k\alpha^2 h}{2}\right)\right] \times e^{il\varphi} J_l(k\alpha r) \sqrt{h}. \quad (17)$$

Таким образом, вдоль фокального отрезка фаза волны изменяется по винтовому закону, а амплитуда определяется функцией Бесселя не нулевого, а l -го порядка $J_l(\cdot)$, что и свидетельствует о "раздвоении" линии в поперечном сечении.

Существенной особенностью аксиконной фокусировки, ограничивающей область ее применения, является низкая концентрация излучения. Как показано в работе [11], при фокусировке излучения аксиконом интенсивность на оси в 1000 раз меньше, чем при фокусировке соответствующей сферической линзой. Именно поэтому представляет интерес возможность изменения каустики линзы путем введения контролируемых аберраций.

Ниже представлены способ расчета и результаты экспериментального исследования обобщенной зонной пластинки.

Обобщенные зонные пластинки

Традиционная линза концентрирует весь освещающий ее световой поток в фокальную точку. Сквозь любую круговую зону в плоскости выходного зрачка, заключенную между радиусом ρ и $(\rho + \Delta\rho)$, протекает поток лучистой энергии мощностью

$$\Delta W(\rho) = 2\pi\rho \frac{U(\rho)U^*(\rho)}{U(0)U^*(0)} \Delta\rho, \quad (18)$$

где $U(\rho)$ - амплитуда освещающей волны в плоскости линзы.

Рассчитаем дифракционный элемент, концентрирующий эту мощность в область, расположенную вдоль оптической оси между h_0 и $(h_0 + \Delta h)$.

Из принципа таутохронизма в приближении малых углов дифракции для киноформных оптических элементов, фокусирующих излучение, следует условие, связывающее фазовую функцию пропускания $\Phi(\rho)$ и фокусное расстояние h :

$$\frac{d\Phi(\rho)}{d\rho} = -\frac{\rho}{h}. \quad (19)$$

Объединяя (18) и (19), находим распределение мощности потока лучистой энергии вдоль фокального отрезка:

$$\frac{\Delta W(\rho)}{\Delta h} = 2\pi\rho \frac{U(\rho)U^*(\rho)}{U(0)U^*(0)} \left[-\frac{d}{d\rho} \left(\frac{\rho}{\frac{d\Phi}{d\rho}} \right) \right]^{-1}, \quad (20)$$

откуда следует уравнение для определения фазовой функции пропускания ОЗП.

Требую, например, постоянства мощности вдоль фокального отрезка

$$\frac{\Delta W(\rho)}{\Delta h} = \frac{1}{\zeta}, \quad \zeta = \text{const}, \quad h_0 = \text{const}, \quad (21)$$

получаем

$$\frac{d\Phi}{d\rho} = -\rho \left\{ 2\pi\zeta \int \rho \frac{U(\rho)U^*(\rho)}{U(0)U^*(0)} d\rho + h_0 \right\}^{-1}. \quad (22)$$

Будем считать, что освещающая волна плоская, однородная, монохроматическая и имеет единичную амплитуду. Аналитическое решение удастся получить также для

гауссовой волны. В приближении $\frac{\pi\zeta\rho_{\max}^2}{h_0} \ll 1$ уравнение (22) разлагается в ряд

Тейлора, что значительно его упрощает:

$$\Phi(\rho) = \Phi_0 - \frac{1}{h_0} \int \rho \left\{ 1 - \frac{2\pi\zeta}{h_0} \int \rho d\rho \right\} d\rho. \quad (23)$$

Проводя интегрирование, имеем

$$\Phi(\rho) = \Phi_0 - \frac{1}{h_0} \left\{ \frac{\rho^2}{2} - \frac{\pi\zeta\rho^4}{4h_0} \right\}. \quad (24)$$

Из выражений (19) и (24) находим соответствие между точками фокального отрезка и радиальной координатой ОЗП:

$$h(\rho) = -\frac{\rho}{\frac{d\Phi}{d\rho}} = \frac{h_0}{1 - \pi\zeta\rho^2/h_0}, \quad (25)$$

или в том же приближении, что и (23):

$$h(\rho) = h_0 \left(1 + \frac{\pi\zeta\rho^2}{h_0} \right). \quad (26)$$

С помощью (26) определяем постоянные ζ , h_0 :

$$\left. \begin{array}{l} \rho = 0 \quad h = h_0 = h_0 \\ \rho = D \quad h = h_0 + \Delta h = h_0 + \pi\zeta D^2 \end{array} \right\} \begin{array}{l} \zeta = \frac{\Delta h}{\pi D^2} \\ h_0 = h_0 \end{array}. \quad (27)$$

Таким образом, фазовая функция пропускания (24) получена в приближении $\frac{\Delta h}{h_0} \ll 1$, что равнозначно требованию малости глубины фокуса по сравнению с фокусным расстоянием.

Границы ступеней киноформных зон находим в соответствии с уравнением (14):

$$\rho_{m,n} = \sqrt{\frac{h_0 D^2}{\Delta h} \left[1 - \sqrt{1 - \frac{4\Delta h \lambda}{D^2} \left(\frac{m}{N} + n \right)} \right]}. \quad (28)$$

В приближении $\frac{\Delta h}{h_0} \ll 1$ получаем:

$$\rho_{m,n} = \sqrt{2\lambda h_0 \left(\frac{m}{N} + n\right) + \left[\left(\frac{m}{N} + n\right)\lambda\right]^2 \frac{2\Delta h h_0}{D^2}}, \quad (29)$$

где первый член суммы описывает границы ступеней обычной ЗП с киноформным профилем зон, а второй появляется при ненулевых значениях Δh .

Разбиение на зоны можно выполнить более точно с помощью принципа таутохронизма, когда радиусы зон ЗП рассчитываются из условия:

$$h^2 + \rho_{m,n}^2 = \left[h + \left(\frac{m}{N} + n\right)\lambda\right]^2. \quad (30)$$

Объединяя выражение (30) и (26), получаем

$$\rho_{m,n} = \sqrt{\frac{2\left(\frac{m}{N} + n\right)\lambda h_0 + \left[\left(\frac{m}{N} + n\right)\lambda\right]^2}{1 - 2\left(\frac{m}{N} + n\right)\lambda\Delta h/D^2}}, \quad (31)$$

что в приближении $\frac{\Delta h}{h_0} \ll 1$ дает:

$$\rho_{m,n} = \left(2\lambda h_0 \left(\frac{m}{N} + n\right) + \left[\left(\frac{m}{N} + n\right)\lambda\right]^2 + \left[\left(\frac{m}{N} + n\right)\lambda\right]^2 \frac{4\Delta h h_0}{D^2} + \left[\left(\frac{m}{N} + n\right)\lambda\right]^3 \frac{2\Delta h}{\pi D^2}\right)^{1/2}. \quad (32)$$

Полученное равенство по сравнению с (29) содержит абберационные поправки.

С помощью выражений (15) и (32) рассчитывалась топология фотошаблонов киноформных аксиконов и ОЗП. Изготовленные образцы исследовались экспериментально.

Экспериментальное исследование

Проведены измерения следующих характеристик фокального отрезка: диаметра фокального пятна и распределения интенсивности в различных сечениях, плотности энергии вдоль оптической оси. Экспериментальная установка показана на рис. 4. Излучение одномодового He-Ne лазера 1 расширяется телескопом из двух объективов 2 и 3 и фокусируется киноформом 5. Диафрагма 4 позволяет изменять рабочую апертуру. Горизонтальный микроскоп 6 перемещается в пределах всего фокального отрезка. Апертура объектива микроскопа значительно превышает выходную апертуру исследуемых киноформов, и микроскоп не вносит собственных aberrаций. Изображение фокальной точки наблюдается визуально либо переносится микроскопом в плоскость диафрагмы 7 фотоумножителя 8 с увеличением. Сигнал ФЭУ регистрируется самописцем или вольтметром. Перемещение фотоумножителя с диафрагмой осуществлялось микро-винтом.

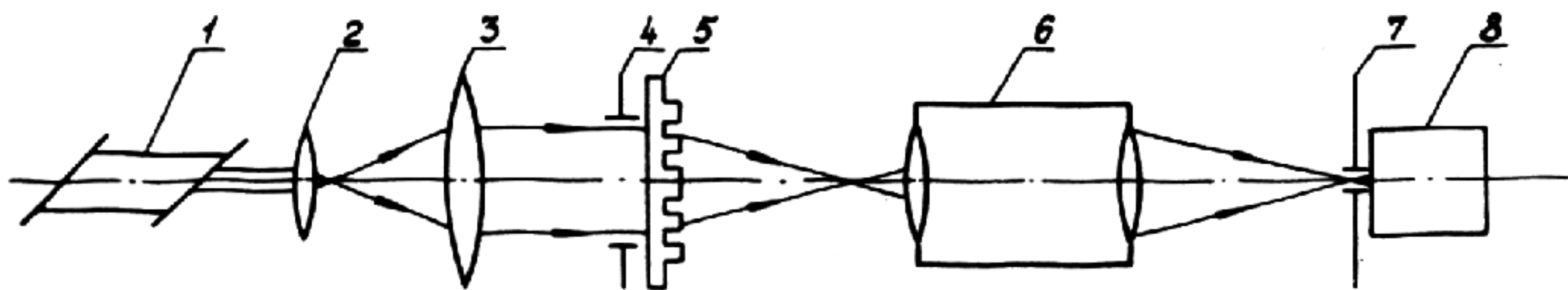


Рис. 4. Оптическая схема установки для исследования характеристик фокального отрезка: 1 - лазер; 2, 3 - объективы телескопа; 4 - апертурная диафрагма; 5 - киноформ; 6 - горизонтальный микроскоп; 7 - диафрагма; 8 - ФЭУ

Рассчитан и изготовлен логарифмический киноформный аксикон с двумя ступенями рельефа для излучения с длиной волны $\lambda = 0,63 \cdot 10^{-3}$ мм, радиусом $\rho_{\max} = 6$ мм, длиной фокального отрезка $L = 300$ мм, $h_1 = 50$ мм, диаметром фокального пятна в перетяжке $d_0 = 20$ мкм. При проведении измерений влияние паразитных дифракционных порядков исключалось диафрагмированием апертуры аксикона. На рис. 5 точками представлены результаты визуального измерения диаметра фокального пятна вдоль фокального отрезка, сплошная линия соответствует расчетным данным, полученным с помощью выражений (4) и (13) по фактическим значениям f'_0 и ρ_0 . Распределение плотности энергии вдоль оси фокусировки измерялось ФЭУ с диафрагмой 20 мкм после увеличения фокального пятна в 200 раз. Экспериментальные данные одной серии измерений представлены на рис. 6. Прямая линия строилась путем обработки результатов измерений по методу наименьших квадратов. Расчетная прямая параллельна оси абсцисс, то есть аксикон обеспечивает постоянную интенсивность на оси.

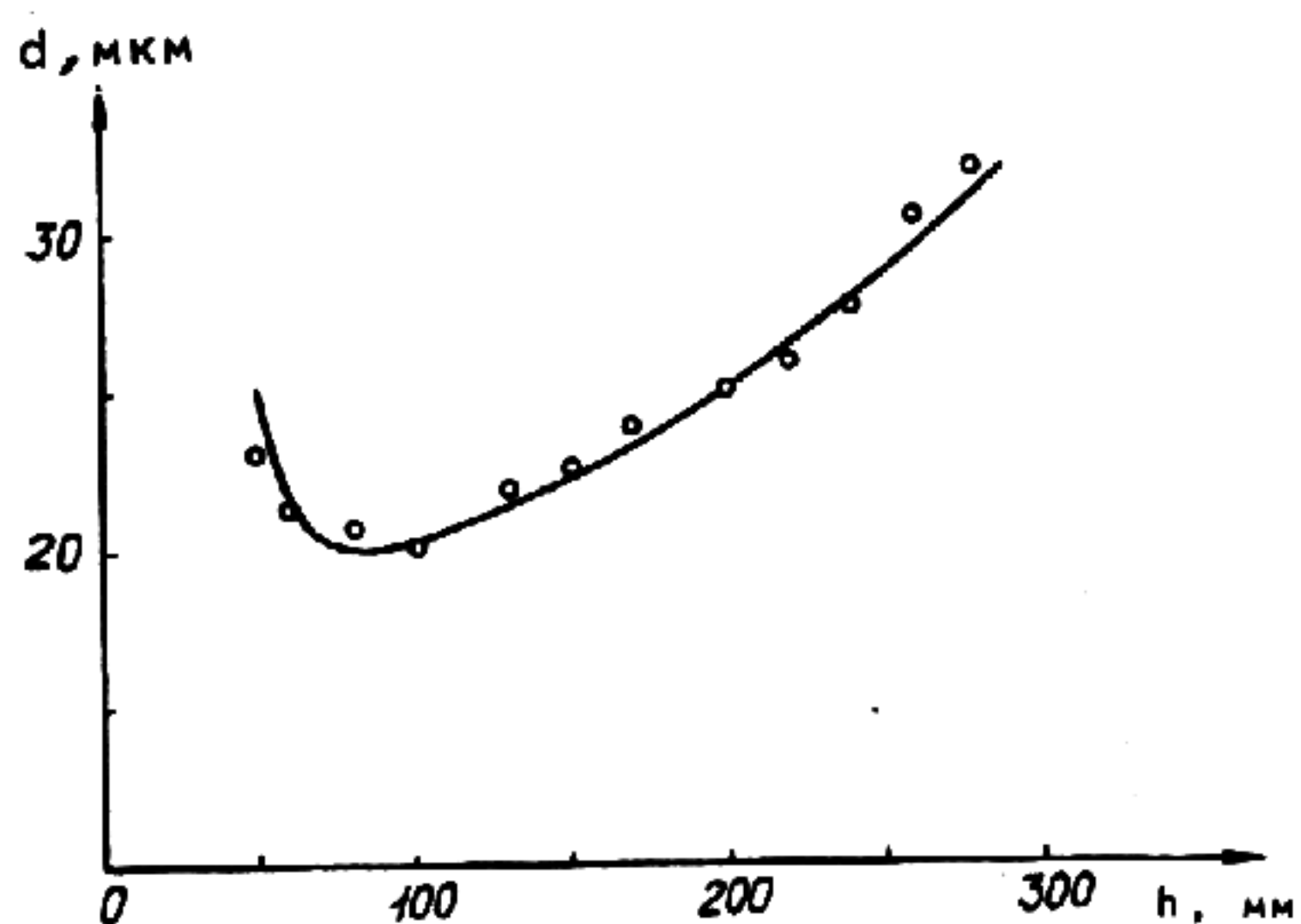


Рис. 5. Иллюстрация изменения диаметра фокального пятна киноформного аксикона вдоль оптической оси (координата h):
 ооооо - результаты измерений;
 ———— расчетные данные

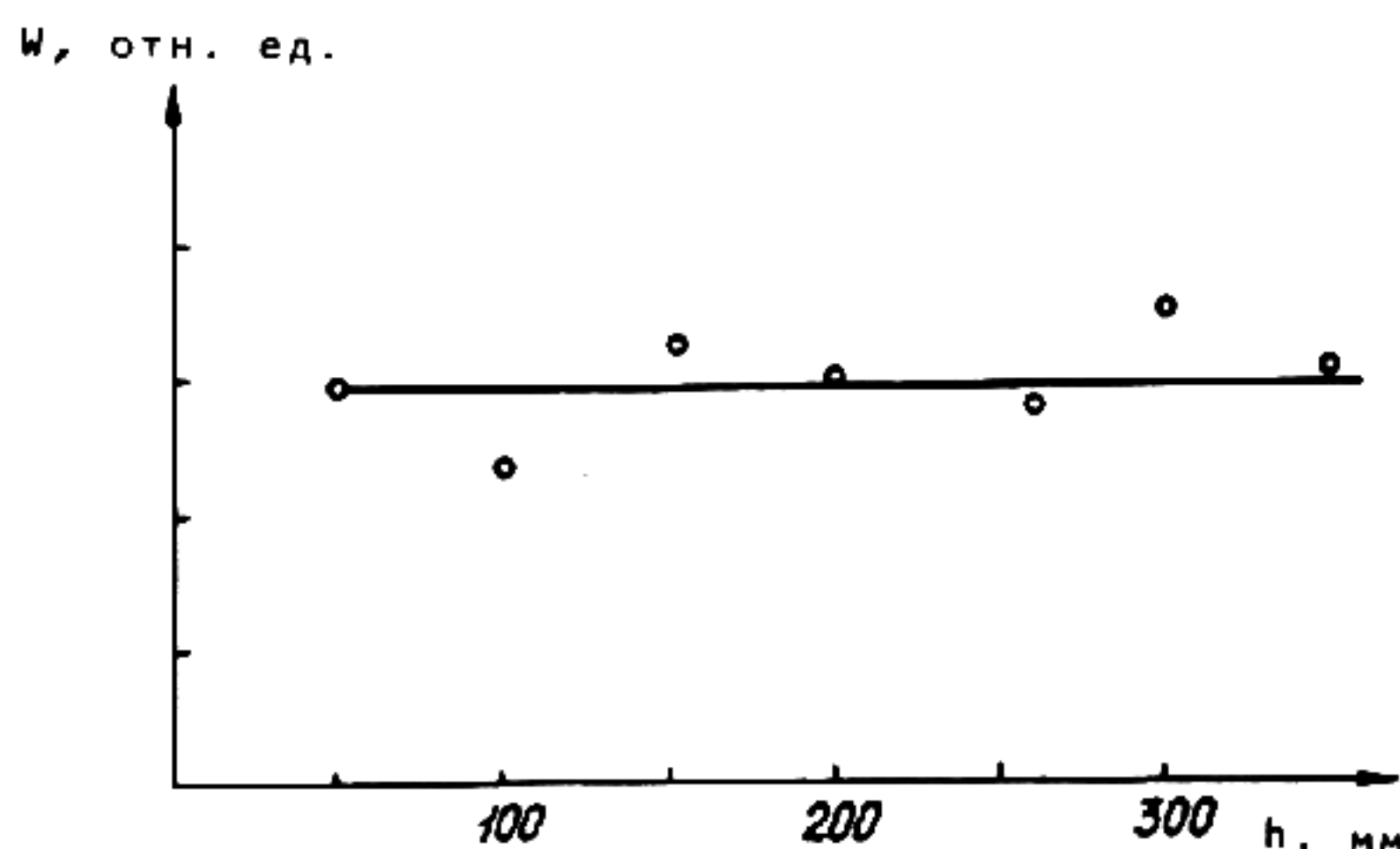


Рис. 6. Распределение плотности энергии W вдоль фокального отрезка киноформного коноидного аксикона:
 ооооо - экспериментальные данные

Исследовалась также каустика ОЗП. Характеристики ОЗП: фокусное расстояние $h_0 = 100$ мм, длина фокального отрезка $\Delta h = 5$ мм, радиус $\rho_{\max} = 10$ мм. Одновременно аналогичные измерения проводились для объектива с фокусным расстоянием 105 мм и линзы со сферической aberrацией ($h_0 = 105$ мм). На рис. 7 приведены экспериментальные зависимости изменения диаметра фокального пятна вдоль каустики: кривая 1 - объектив, кривая 2 - aberrированная линза, кривая 3 - ОЗП. Рис. 7 хорошо иллюстрирует удлинение каустики ОЗП. Однако не меньший интерес представляет и распределение плотности энергии вдоль оси каустики (рис. 8). Кривые 1 и 2, соответствующие объективу и линзе, для удобства изображения сдвинуты по оси абсцисс, максимум каждой кривой совпадает с фокусом, а плавное спадание наблюдается по обе стороны от фокуса. ОЗП дает несколько пиков интенсивности на оси, как показывает кривая 3. Вторичные пики вызваны, по-видимому, интерференцией паразитных дифракционных порядков. Проводилось также сканирование увеличенной дифракционной картины точечной диафрагмой (20 мкм) в различных сечениях фокального отрезка. При движении вдоль каустики в пределах 100-101 мм пятно практически совпадает с кружком Эйри, затем боковые лепестки возрастают, достигая $\frac{1}{6}$ от максимума, что соответствует величине боковых лепестков при аксиконной фокусировке.

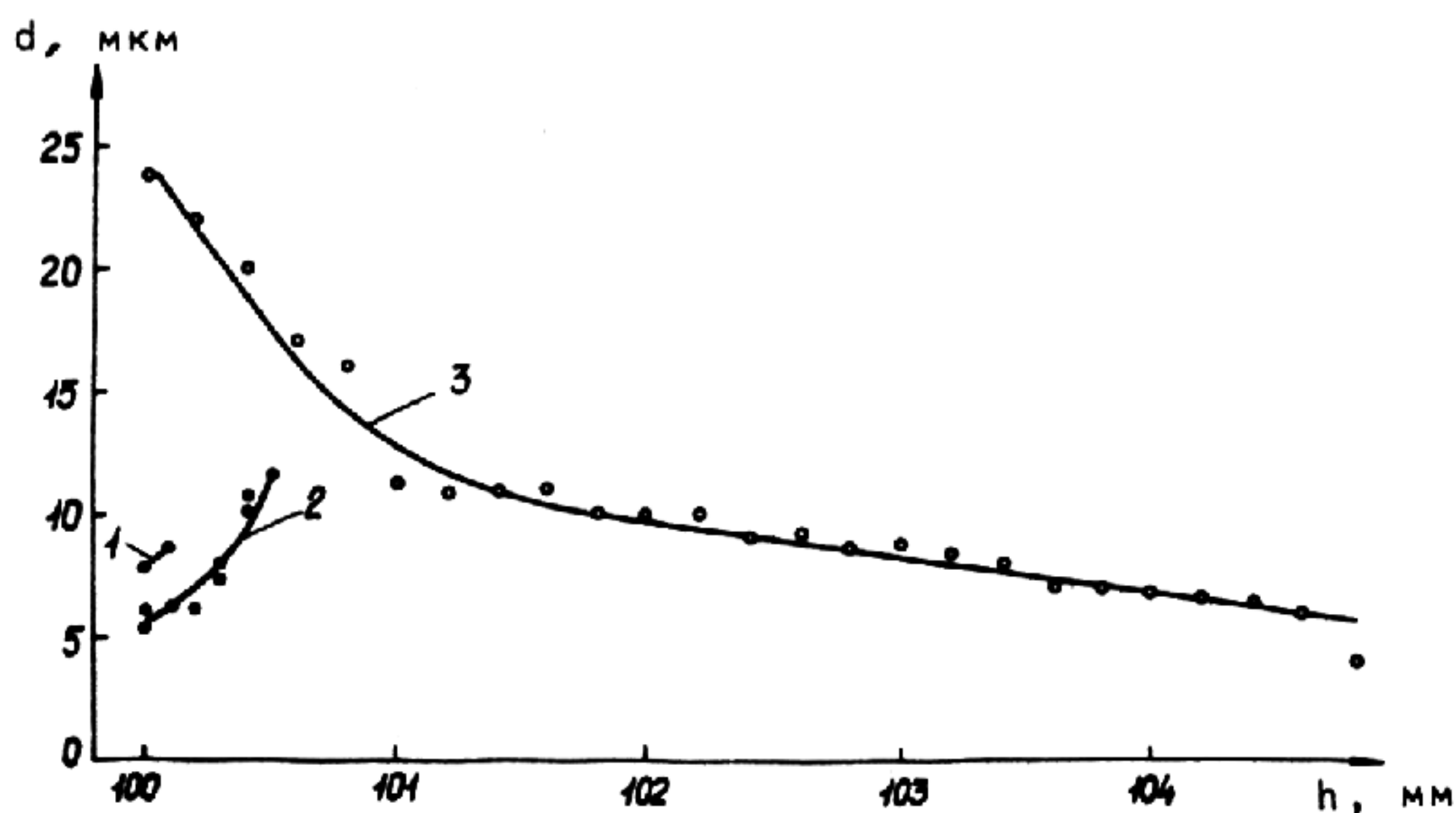


Рис. 7. Экспериментальная кривая изменения диаметра фокального пятна d обобщенной зонной пластинки вдоль каустики

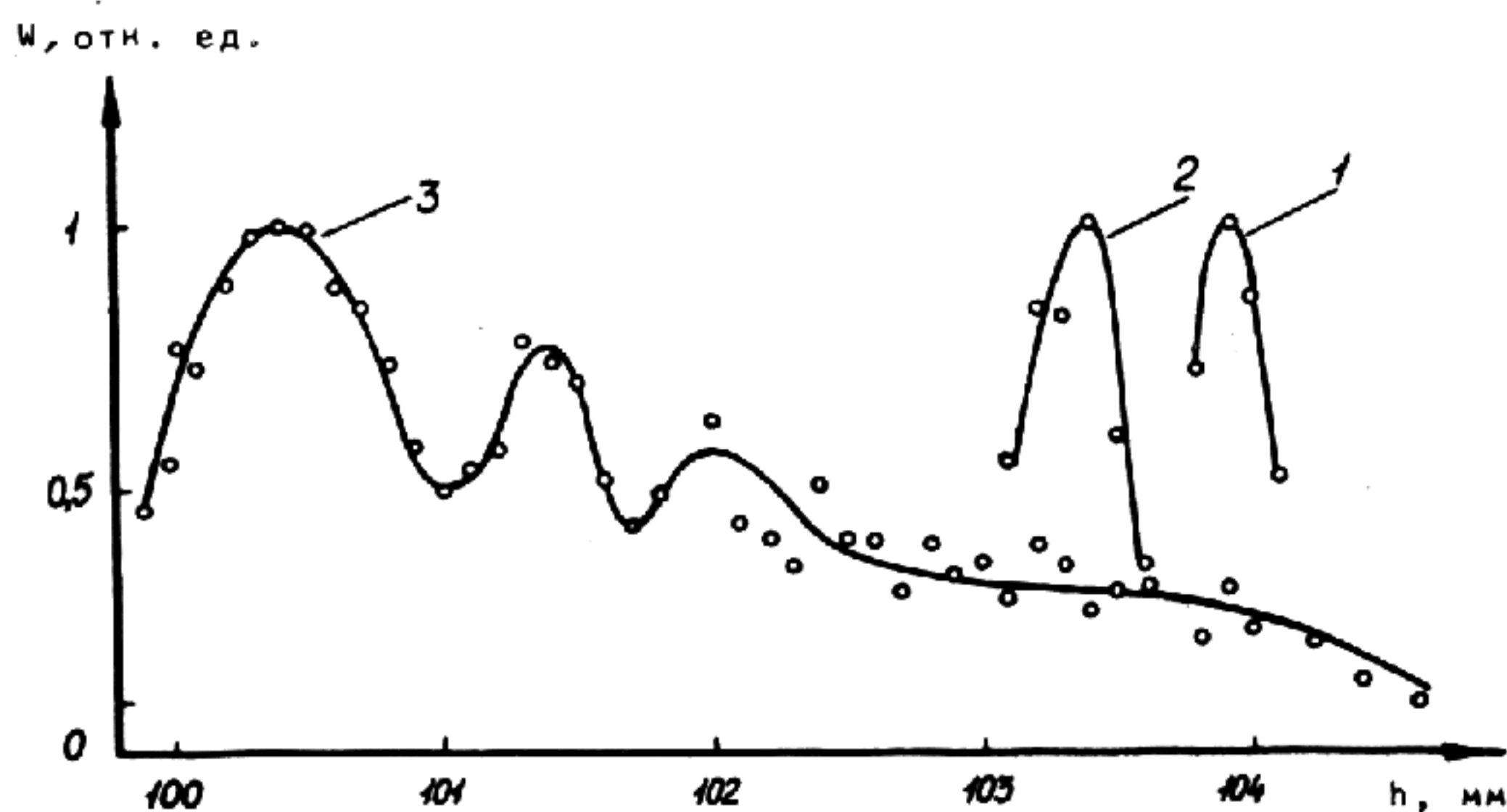


Рис. 8. Экспериментальная кривая распределения плотности энергии W вдоль оси каустики: h - координата вдоль оптической оси

Выводы

Совпадение результатов расчетов с экспериментальными данными подтверждает возможность расчета киноформных аксиконов и ОЗП по рассмотренным методикам. Получить специальное распределение интенсивности вдоль фокального отрезка киноформного аксикона возможно путем согласования распределения интенсивности в поперечном сечении лазерного пучка и фазовой функции пропускания. Если интенсивность на оси фокусировки сохраняется постоянной, то диаметр фокального пятна существенно изменяется. ОЗП также обладает каустикой с увеличенной глубиной. Но следует отметить большие по сравнению с аксиконом колебания интенсивности и изменения фокального пятна вдоль оси фокусировки.

В заключение автор благодарит Ю.И. Юрлова за помощь при изготовлении киноформов и В.П. Коронкевича за полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. Tremblay R., D'Astons Y., Roy G., Blanshard M. Laser Plasmasoptically 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. Michaltsova I.A., Nalivaiko V.I., Soldatenkov I.S. Kinoform Axicon // Optik, 1984, Bd. 67, N 3, s. 267.
4. Brenden B.B., Russel J.T. Optical Playback Apparatus focusing System for Producing a Prescribed Energy Distribution Along an Axial Focal Zone // Appl. Opt., 1984, v. 23, N 19, p. 3250.
5. Коронкевич В.П., Нагорни В.Н., Пальчикова И.Г., Полясчук А.Г. Bifocus microscope // Optic, 1988, Bd. 78, N 2, s. 64.
6. Pat. 4099829 (USA). Straayer R.J. Flat Field Optical Scanning System.
7. Фокусировка излучения в заданную область пространства с помощью синтезированных на ЭВМ голограмм / Голуб М.А., Карпеев С.В., Прохоров А.М. и др. // Письма в ЖТФ, 1981, т. 7, вып.10, с. 6-18.
8. Leseberg D. Computer Generated Holograms: Cylindrical, Conical and Helical Waves // Appl. Opt., 1987, v. 26, N 20, p. 4385.
9. Felson L.B., Marcuvitz N. Radiation and Scattering of Waves. Prentice Hall, Englewood Cliffs, N 1, 1973.
10. Fujiwara Schiro. Optical Properties of Conic Surfaces. I. Reflecting cone // JOSA, 1962, v. 52, N 3, p. 287.
11. Пальчикова И.Г. Синтез фазовой структуры киноформных акси-конов: Препринт. Новосибирск, Сибирское отделение АН СССР, 1986, - ИАиЭ, 328.
12. Коронкевич В.П. и др. Киноформные оптические элементы: методы расчета, технология изготовления, практическое применение // Автометрия, 1985, № 1, с. 4.