

12. Miyanaga S., Asakura T. Intensity profiles of outgoing beams from tapered grating couplers // Radio Science.— 1982.— V. 17, N 1.— P. 135.
13. Yariv A. On transmission and recovery of three-dimensional image information in optical waveguides // JOSA.— 1976.— V. 66, N 4.— P. 306.
14. Gover A., Lee C. P., Yariv A. Direct transmission of pictorial information in multi-mode optical fibers // Ibid.— P. 302.
15. Унгер Х.-Г. Планарные и волоконные оптические волноводы.— М.: Мир, 1980.
16. Быковский Ю. А., Маковкин А. В., Смирнов В. Л. Возбуждение тонкопленочных волноводов голографическим методом // Оптика и спектроскопия.— 1974.— Т. 37, вып. 5.

Поступила в редакцию 11 августа 1986 г.

УДК 681.7.06 : 535.12

**М. А. ГОЛУБ, Н. Л. КАЗАНСКИЙ, И. Н. СИСАКЯН,
В. А. СОЙФЕР**
(Куйбышев — Москва)

ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ С ЭЛЕМЕНТАМИ ПЛОСКОЙ ОПТИКИ

Введение. Синтезированные радиально-симметричные плоские оптические элементы [1] имеют особое значение как непосредственные аналоги линзовой оптики, расширяющие ее возможности.

Для оценки качества работы плоских оптических элементов на этапе проектирования требуется исследовать созданные ими световые поля в заданной области пространства. Такие факторы, как большой объем расчетных данных, значительное число вариантов значений параметров исследуемого светового поля, наличие набора критериев качества, требования естественности восприятия результатов расчета, выводят решаемую задачу из рамок чисто численных методов, позволяя охарактеризовать ее как вычислительный эксперимент.

Вычислительная модель при исследовании синтезированных оптических элементов [1] должна существенно базироваться на методах теории дифракции [2], даже если расчет фазовых характеристик производился методами геометрической оптики. Дело в том, что, будучи реализованными, плоские оптические элементы имеют столь малую ширину зон, что дифракционные явления играют существенную роль в формировании светового поля. Эффекты дискретизации, связанные с ограниченным разрешением и конечным числом уровней квантования фазы [3], также описываются дифракционными соотношениями. Заметим также, что и для классических оптических элементов, в частности линз, аксиконов, вопросы разрешения, энергетической эффективности, структуры светового поля вблизи фокуса, как известно, могут быть решены лишь в рамках дифракционной модели. Известные методы теории дифракции [2] позволяют детально исследовать световое поле вблизи фокуса линзы. Однако остается открытой проблема создания систематических методов дифракционного расчета распределения светового поля вблизи фокуса для широкого класса радиально-симметричных оптических элементов.

В данной статье предложен численный метод дифракционного расчета тонкой структуры светового поля, созданного плоским оптическим элементом, с учетом эффектов дискретизации. Описан вычислительный эксперимент с фокусирующими элементами плоской оптики, основанный на совместном применении пакета прикладных программ [4], средств визуализации световых полей, средств машинной графики и организации диалога с исследователем. Проанализирована структура светового поля в фокальной области оптического элемента, фокусирующего в кольцо,

оптического элемента с повышенной глубиной фокуса. Найдены зависимости ширины кольца, глубины фокуса, энергетической эффективности от физических параметров и параметров дискретизации соответствующих плоских оптических элементов. Исследованы пределы применимости представлений геометрической оптики.

Фазовые характеристики плоских оптических элементов. Под плоским будем понимать [5] такой оптический элемент, который осуществляет поточечное преобразование светового поля так, что

$$w_{\text{вых}}(\mathbf{u}) = T(\mathbf{u}) w_{\text{вх}}(\mathbf{u}), \quad (1)$$

где $\mathbf{u} = (u, v)$ — координаты в плоскости оптического элемента; $w_{\text{вх}}(\mathbf{u})$, $w_{\text{вых}}(\mathbf{u})$ — комплексные амплитуды светового поля непосредственно перед и после прохождения элемента; $T(\mathbf{u})$ — функция комплексного пропускания плоского оптического элемента. Для чисто фазового элемента, как известно,

$$T(\mathbf{u}) = \exp [i\varphi(\mathbf{u})], \quad (2)$$

где $\varphi(\mathbf{u})$ — фазовая функция. Радиально-симметричным назовем плоский оптический элемент, для которого

$$T(\mathbf{u}) = T(r), \quad r = \sqrt{u^2 + v^2} \leq a \quad (3)$$

($2a$ — диаметр элемента). В частности, фазовый радиально-симметричный элемент имеет фазовую функцию

$$\varphi(\mathbf{u}) = \varphi(r), \quad r \leq a. \quad (4)$$

Ниже будем рассматривать фазовые функции только вида (4).

При ориентации на синтез плоских оптических элементов с помощью ЭВМ следует принимать во внимание конечное разрешение δ по плоскости элемента и конечное число уровней квантования M фазы. При использовании фотопостроителей с круговым сканированием величина δ определяется минимальной шириной кольца фотошаблона, т. е. «размером пятна» фотопостроителя. При этом каждую круговую зону ширины Δ можно с математической точки зрения рассматривать как состоящую из конечного числа $N_\Delta = [\Delta/\delta] + 1$ эквидистантных «колец разрешения» ширины δ , в каждом из которых фаза принимает постоянное значение. Таким образом, принимаемая модель фазовой функции синтезированного радиально-симметричного элемента имеет вид

$$\widehat{\varphi}(r) = \sum_{p=1}^N \widehat{\varphi}_p \operatorname{rect} \left(\frac{r - r_{p-(1/2)}}{\delta} \right), \quad (5)$$

где $N = [a/\delta]$ — суммарное число колец разрешения на оптическом элементе; $\widehat{\varphi}_p$ — значение фазы на p -м кольце разрешения ($p = 1, N$); $r_{p-(1/2)} = (p - (1/2))\delta$ — радиус центра p -го кольца разрешения. Заметим, что при M уровнях квантования числа $\widehat{\varphi}_p$ будут принимать лишь значения $l(2\pi/M)$, $l = 0, M - 1$.

Дифракционный интеграл для радиально-симметричных оптических элементов. Рассмотрим оптическую схему (рис. 1), в которой плоский радиально-симметричный фазовый оптический элемент $T(r) = \exp(i\varphi(r))$ освещается световым пучком с комп-

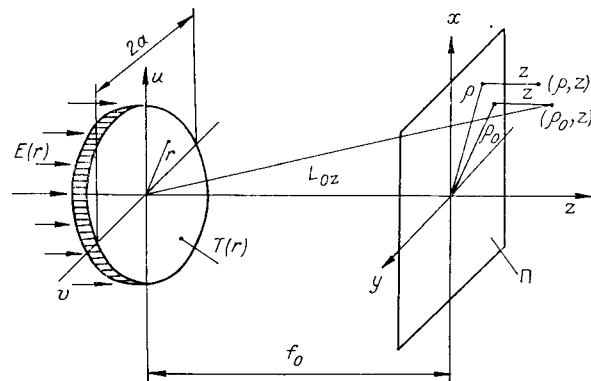


Рис. 1. Оптическая схема работы плоского оптического элемента

лексной амплитудой $E(r)$, а световое поле w наблюдается вблизи плоскости Π , отстоящей на расстоянии f_0 от плоскости элемента. Точку наблюдения будем характеризовать координатами ρ, z , где z — расстояние до в точке наблюдения (ρ, z) вблизи «базовой точки» (ρ_0, z) определяется интегралом

$$w(\rho, z) = \frac{k}{iL_{0z}} \exp \left[ik \left(L_{0z} + \frac{\rho^2 - \rho_0^2}{2L_{0z}} \right) \right] \int_0^a E(r) \exp \left[i\varphi(r) + \frac{ikr^2}{2L_{0z}} \right] J_0 \left(\frac{kr\rho}{L_{0z}} \right) r dr, \quad (7)$$

где $L_{0z} = \sqrt{(f_0 + z)^2 + \rho_0^2}$, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$.

Формула (7) позволяет найти, в частности, распределение интенсивности $I(\rho, z) = |w(\rho, z)|^2$. При $\rho_0 = 0$ (7) дает поле в приосевых точках наблюдения, а при $\rho_0 \neq 0$ — вблизи интересующей нас внеосевой базовой точки (ρ_0, z) . Заметим, что если в множитель $E(r)$ включать и амплитудное пропускание, то можно использовать соотношение (7) и для дифракционного расчета амплитудно-фазовых плоских радиально-симметричных оптических элементов.

В общем случае аналитическое вычисление дифракционного интеграла (7) сложно. Удобно применять два приближения для функции Бесселя $J_0(t)$.

1. Поле вблизи оптической оси. При $kr\rho/L_{0z} \ll 1$ для ядра $J_0(kr\rho/L_{0z})$ можно воспользоваться приближением малых аргументов [6]

$$J_0(t) \cong 1 - \frac{t^2}{2^2} + \frac{t^4}{2^4(2!)^2} + \dots + \frac{(-1)^l t^{2l}}{2^{2l}(l!)^2}. \quad (8)$$

2. Поле во внеосевых точках. При

$$kr\rho/L_{0z} \gg 1 \quad (9)$$

в формуле (7) можно положить [6]

$$J_0(t) = \frac{1}{2\sqrt{\pi t}} \{e^{it}Q(t) + e^{-it}Q^*(t)\}, \quad (10)$$

где

$$Q(t) = 1 - \frac{c_1}{2t} - \frac{c_2}{(2t)^2} + \frac{c_3}{(2t)^3} + \frac{c_4}{(2t)^4} - \dots \\ \dots - i \left[-1 - \frac{c_1}{2t} + \frac{c_2}{(2t)^2} + \frac{c_3}{(2t)^3} - \frac{c_4}{(2t)^4} - \dots \right], \quad (11)$$

где $c_l = \frac{[(2l-1)!!]^2}{2^{2l}l!}$. Следует иметь в виду, что формулы (10), (11) можно применять лишь для оптических элементов, у которых центральная часть диаметра

$$d_0 \sim \lambda f_0 / \pi \rho_0 \quad (12)$$

является нерабочей.

Общий подход к вычислению дифракционного интеграла изложен в следующем разделе.

Численные методы вычисления дифракционного интеграла (7). В данном разделе удобно принять, что оптический элемент состоит из классической непрерывной собирающей линзы с фокусным расстоянием $L_0 = \sqrt{\rho_0^2 + f_0^2}$ и синтезированного плоского оптического элемента с фа-

зовой функцией $\varphi(r)$ вида (5), освещаемых световым пучком с комплексной амплитудой $E(r)$. Комплексная амплитуда (7) светового поля в точке наблюдения согласно (5) представляется в виде суперпозиции световых полей, созданных отдельными кольцами разрешения $[r_{p-1}, r_p]$, $p = \overline{1, N}$ [7]:

$$\begin{aligned} \widehat{w}(\rho, z) = \frac{k}{iL_{0z}} \exp \left[ik \left(L_{0z} + \frac{\rho^2 - \rho_0^2}{2L_{0z}} \right) \right] \sum_{p=1}^N E(r_{p-(1/2)}) \exp(i\widehat{\varphi}_p) \times \\ \times \int_{r_{p-1}}^{r_p} \exp \left(-\frac{igr^2}{2a^2} \right) J_0 \left(\frac{sr}{a} \right) r dr, \end{aligned} \quad (13)$$

$$\text{где} \quad r_p = p\delta, \quad p = \overline{1, N}; \quad (14)$$

$$+ \exp \left(-\frac{igb^2}{2a^2} \right) \left[J_0 \left(\frac{sb}{a} \right) - J_1 \left(\frac{sb}{a} \right) b - iJ_0 \left(\frac{sb}{a} \right) \frac{gb^2}{a^2} \right] \delta^2 + \dots \quad (15)$$

Другой более точный метод использует функции Ломмеля [2].

Представляя поле от каждого кольца разрешения $r \in [r_{p-1}, r_p]$ в виде разности полей от двух отверстий радиусов r_p и r_{p-1} соответственно, запишем (13) как

$$\begin{aligned} \widehat{w}(\rho, z) = \sum_{p=1}^{N-1} [E(r_{p-(1/2)}) \exp(i\widehat{\varphi}_p) - E(r_{p+(1/2)}) \exp(i\widehat{\varphi}_{p+1})] w_p(\rho, z) + \\ + E(r_{N-(1/2)}) \exp(i\widehat{\varphi}_N) w_N(\rho, z), \end{aligned} \quad (17)$$

где $w_p(\rho, z)$ — комплексная амплитуда светового поля, созданного в точке наблюдения отверстием радиуса r_p , $p = \overline{1, N}$. Как показано в [2], для $w_p(\rho, z)$ имеет место формула

$$\begin{aligned} w_p(\rho, z) = \frac{kr_p^2}{ig_p L_{0z}} \exp \left[ik \left(L_{0z} + \frac{\rho^2 - \rho_0^2}{2L_{0z}} \right) \right] \times \\ \times \begin{cases} \exp \left(-\frac{ig_p}{2} \right) U_1(g_p, s_p) + i \exp \left(-\frac{ig_p}{2} \right) U_2(g_p, s_p) & \text{при } \left| \frac{g_p}{s_p} \right| \leq 1; \\ -i \exp \left(\frac{is_p^2}{2g_p} \right) + i \exp \left(-\frac{ig_p}{2} \right) V_0(g_p, s_p) - \exp \left(-\frac{ig_p}{2} \right) V_1(g_p, s_p) & \text{при } \left| \frac{g_p}{s_p} \right| > 1, \end{cases} \end{aligned} \quad (18)$$

$$\text{где} \quad g_p = -kr_p^2 \left(\frac{1}{L_{0z}} - \frac{1}{L_0} \right), \quad s_p = \frac{kr_p \rho}{L_{0z}}, \quad (19)$$

а функции Ломмеля U_n и V_n определяются рядами [2]

$$\left. \begin{aligned} U_n(g, s) &= \sum_{j=0}^{\infty} (-1)^j \left(\frac{g}{s} \right)^{n+2j} J_{n+2j}(s); \\ V_n(g, s) &= \sum_{j=0}^{\infty} (-1)^j \left(\frac{s}{g} \right)^{n+2j} J_{n+2j}(s). \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

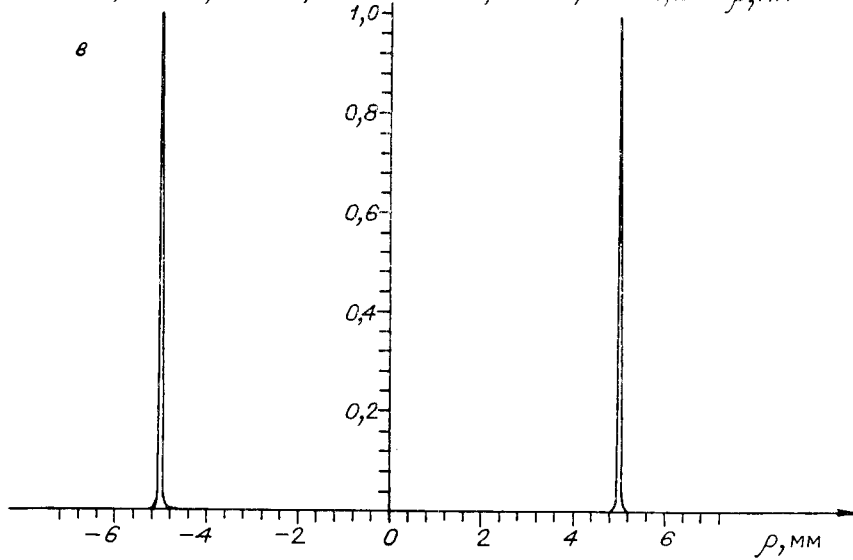
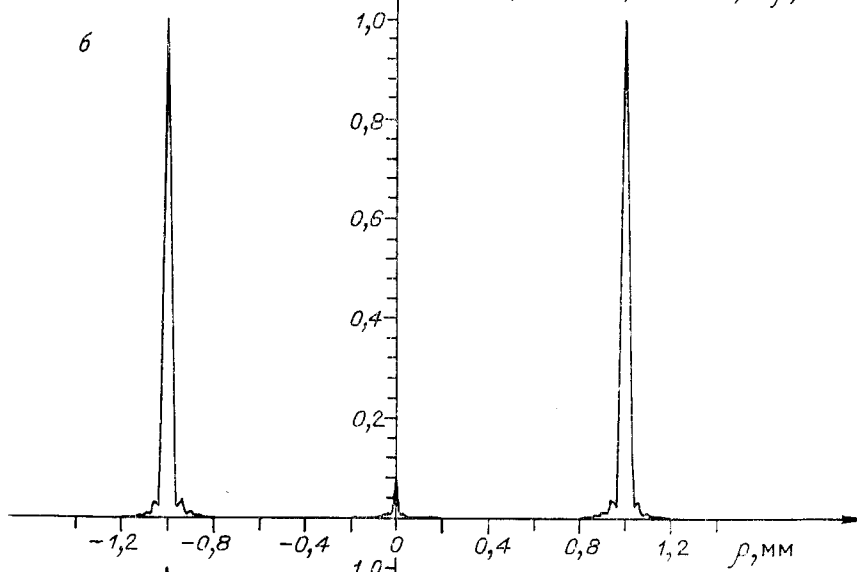
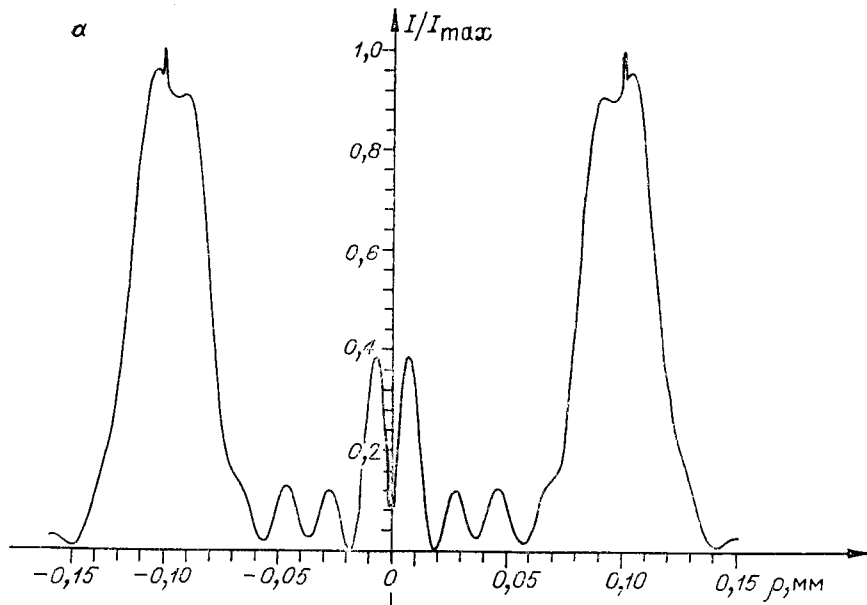


Таблица 1

Зависимость энергетической эффективности ϵ и ширины кольца $\Delta\rho$, определяемой по уровню 0,1 максимальной интенсивности, от радиуса кольца фокусировки r_0 для оптического элемента

r_0 , мм	$\Delta\rho$, мкм	$\Delta\rho/r_0$	ϵ
0,1	67	0,67	0,894
1,0	64	0,064	0,885
5,0	65	0,013	0,877

Таблица 2

Зависимость энергетической эффективности ϵ от числа уровней квантования фазы M плоского оптического элемента

M	∞	16	4	2
ϵ	0,767	0,757	0,624	0,570

Программный комплекс для вычислительного эксперимента. Алгоритмы обоих описанных численных методов нахождения дифракционного интеграла реализованы в виде комплекса программ для ЕС ЭВМ. Входными данными для комплекса являются: массив отсчетов φ_p , $p = 1, \bar{N}$, фазовой функции $\varphi(r)$, координаты (ρ, z) точек наблюдения, параметры оптической схемы λ, f_0 и параметры дискретизации δ, N . Выходные данные — массивы значений интенсивности и фазы светового поля в точках наблюдения, записываемые в базу данных пакета прикладных программ (ППП) на магнитном диске. При большом числе колец разрешения N используется первый из описанных выше численных методов, при малом числе колец — более точный метод с функциями Ломмеля.

Вычислительный эксперимент проводился с терминала ЕС ЭВМ, оснащенного графопроектором ЕС-7054, полутоновым дисплеем, графическим дисплеем. Программы расчета дифракционного интеграла реализованы на языке ПЛ/1 и включены в состав ППП обработки изображений и цифровой голографии [4]. ППП обеспечивает получение, хранение и удобство работы с данными расчета. Результаты непосредственно в виде распределения интенсивности выводятся на экран полутонового дисплея. Кроме того, на графическом дисплее отображаются семейства графиков, изофоты, условные трехмерные изображения световых полей. Исследователь имеет возможность контролировать ход эксперимента в диалоговом режиме с терминала. Для получения твердой копии результатов эксперимента используется графопроектор, многоградационный фотопроектор и печатающее устройство. Работа графопроектора осуществляется под управлением комплекса программ машинной графики ГРАФОР, сопряженного с пакетом прикладных программ обработки изображений и цифровой голографии с помощью специально разработанного программного модуля.

В качестве тестового примера был взят расчет трехмерного распределения светового поля вблизи фокуса линзы. Используемые средства вычислительного эксперимента позволили легко воспроизвести результаты работы [2], а также охватить расчетом в несколько раз большую часть фокальной области. Кроме того, появляется возможность исследовать более сложные элементы плоской оптики с соответствующим возрастанием исследуемой части фокальной области.

Плоский оптический элемент, фокусирующий в кольцо. Для фокусировки плоского пучка света в кольцо [8—12] широко используется пара «аксикон — объектив» с функцией фазового пропускания в параксиальном приближении:

$$\varphi(r) \cong -\frac{kr^2}{2R_0} + \frac{krr_0}{R_0}, \quad R_0 = \sqrt{f_0^2 + r_0^2}, \quad 0 \leq r \leq a, \quad (21)$$

где r_0 — радиус кольца фокусировки. В [9] обоснована целесообразность изготовления аксикона в виде плоского оптического элемента. В рамках

Рис. 2. График распределения интенсивности в фокальной плоскости оптического элемента, фокусирующего в кольцо (мм):

$$a - r_0 = 0,1; \quad b - 1; \quad c - 5$$

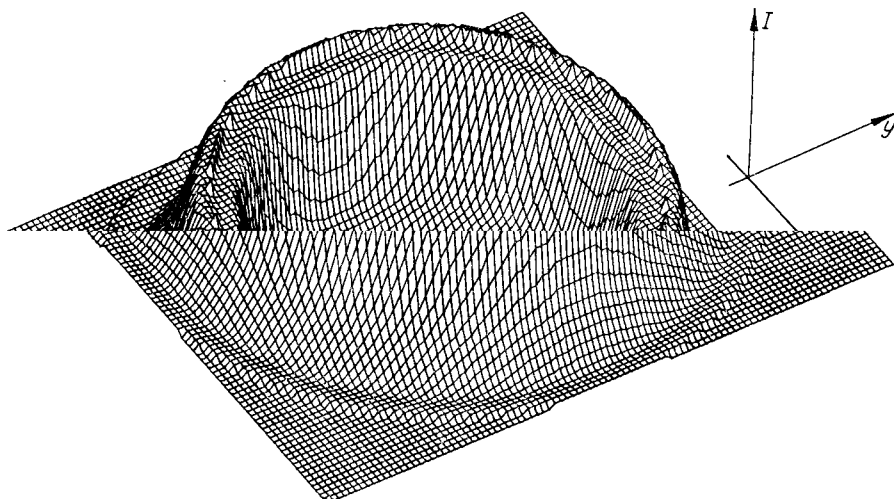


Рис. 3. Распределение интенсивности в фокальной плоскости оптического элемента, фокусирующего в кольцо:
 $r_0 = 0,1$ мм ($N = \infty$, $M = \infty$)

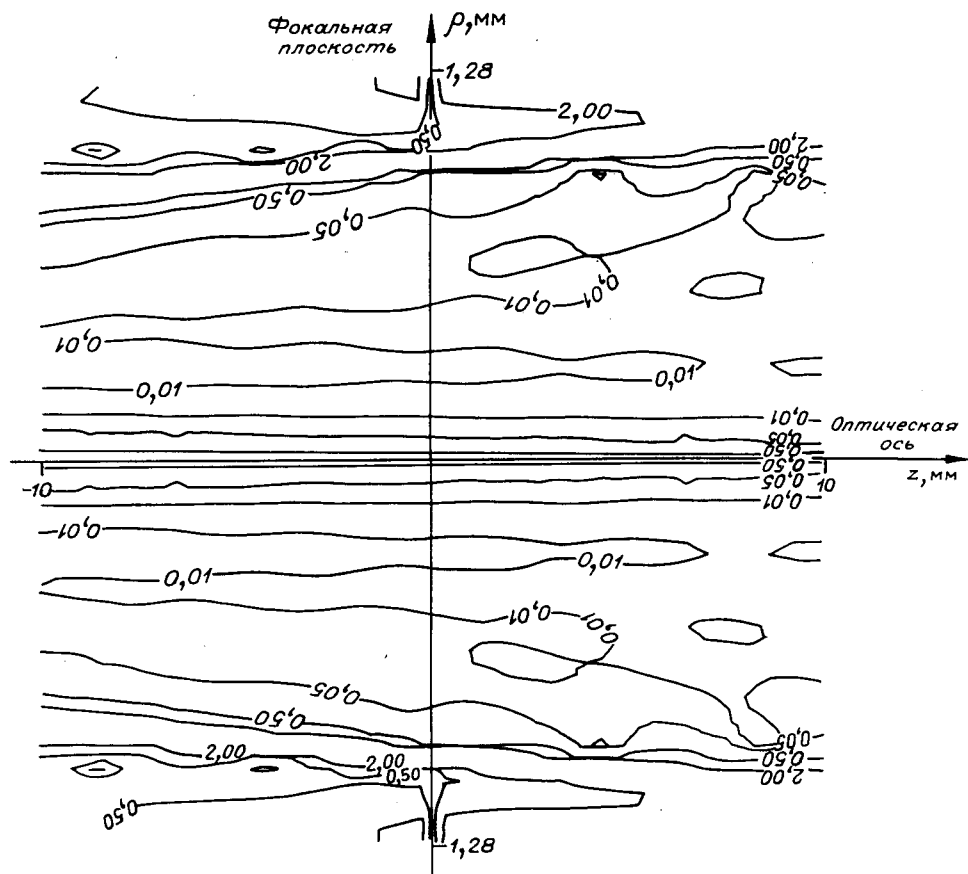


Рис. 4. Изофоты трехмерного распределения интенсивности I/I_0 в фокальной области плоского элемента, фокусирующего в кольцо:
 $r_0 = 1$ мм ($N = 128$, $M = \infty$)

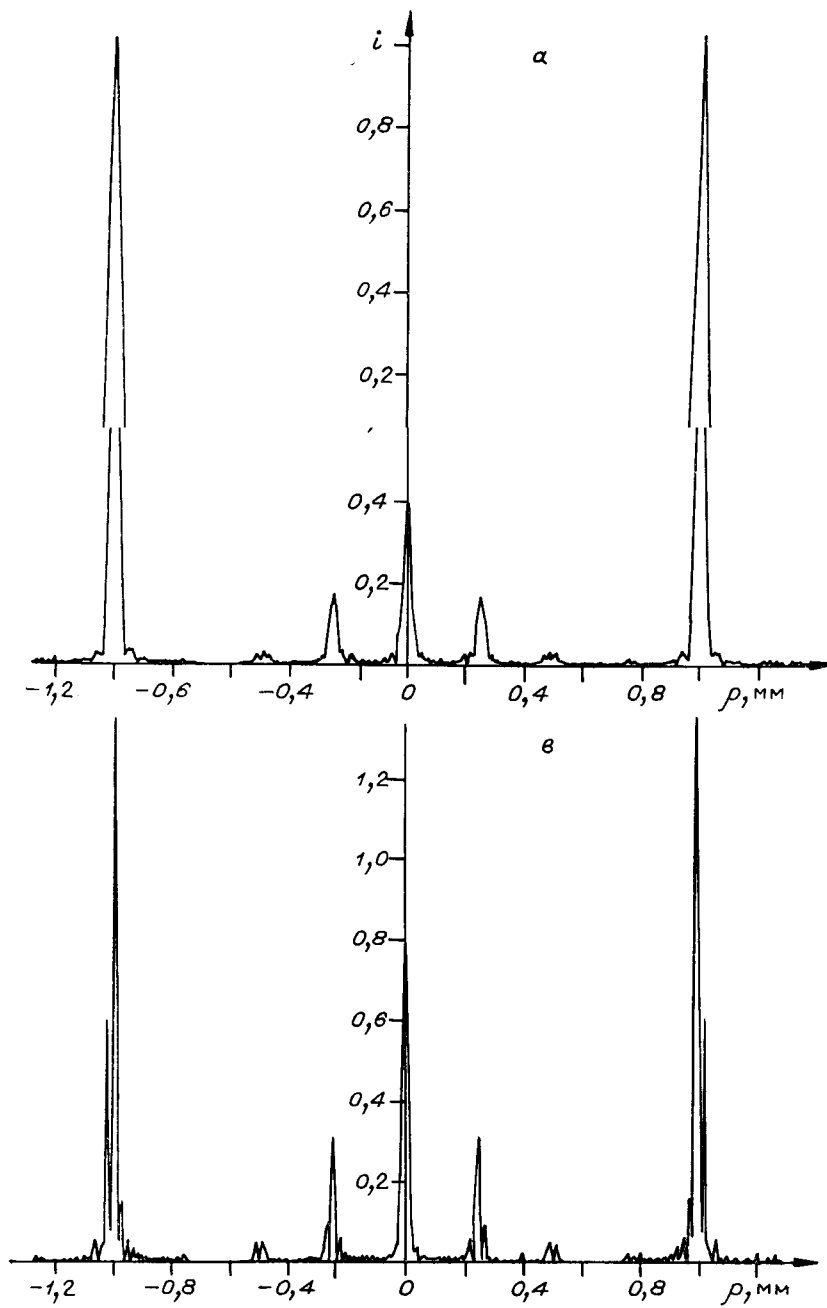
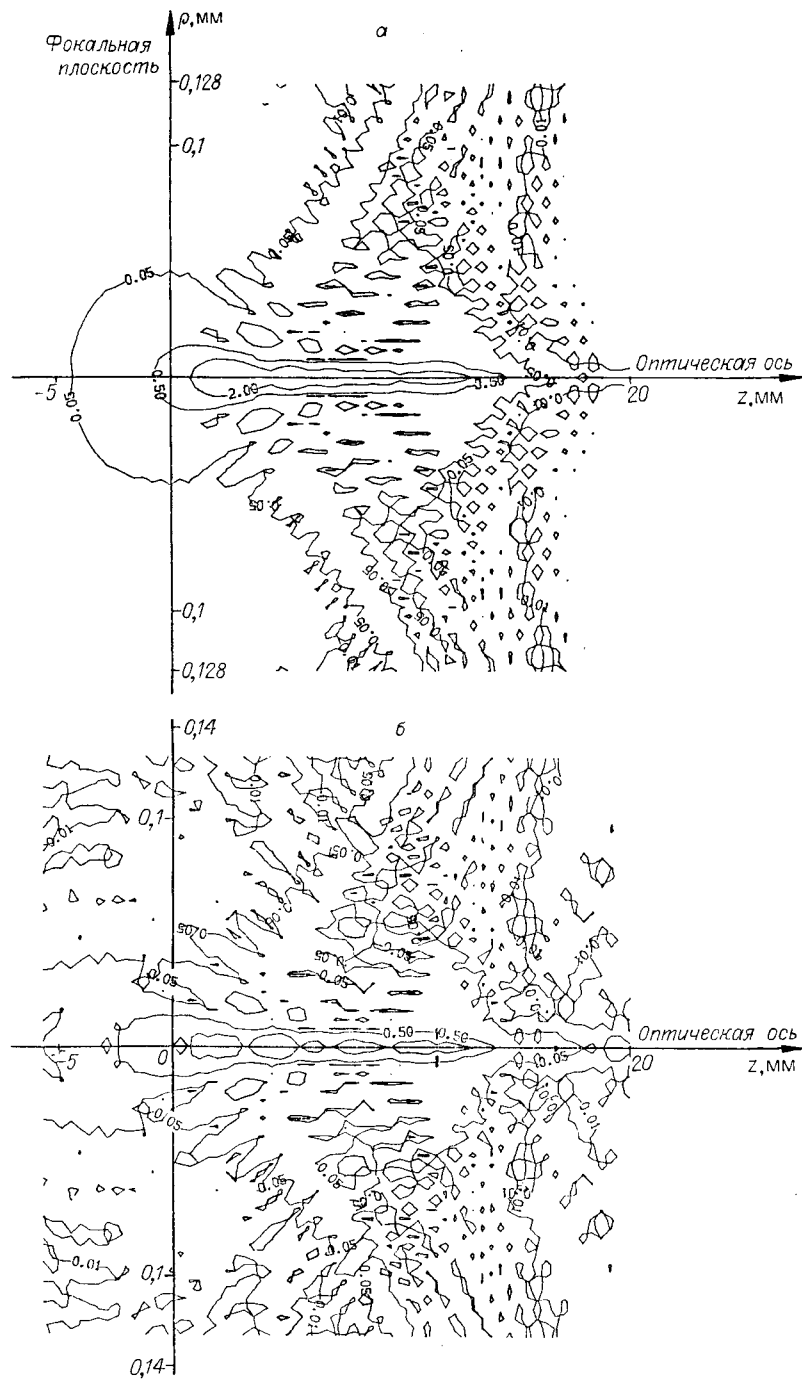


Рис. 5. График распределения интенсивности в фокальной плоскости
 плоского элемента, фокусирующего в кольцо:
 $r_0 = 1$ мм ($a - M = 16$, $b - 4$, $v - 2$)



терминологии ранних работ авторов [13, 5] будем называть его «фокусатором в кольцо» [5]. В статье поставлена цель методом вычислительного эксперимента исследовать и наглядно представить объемную структуру светового поля вблизи геометрического кольца с учетом величины разрешения δ и числа уровней квантования M фазы плоского аксикона. Результаты эксперимента представлены на рис. 2—5 и в табл. 1, 2 ($f_0 = 750$ мм; $2a = 25,6$ мм; $\lambda_0 = 0,6328$ мкм).

Рис. 2 и табл. 1 позволяют наблюдать изменение ширины кольца, энергетической эффективности и распределения интенсивности в плоскости кольца в зависимости от его радиуса (при $N = \infty$, $M = \infty$). Заметим,

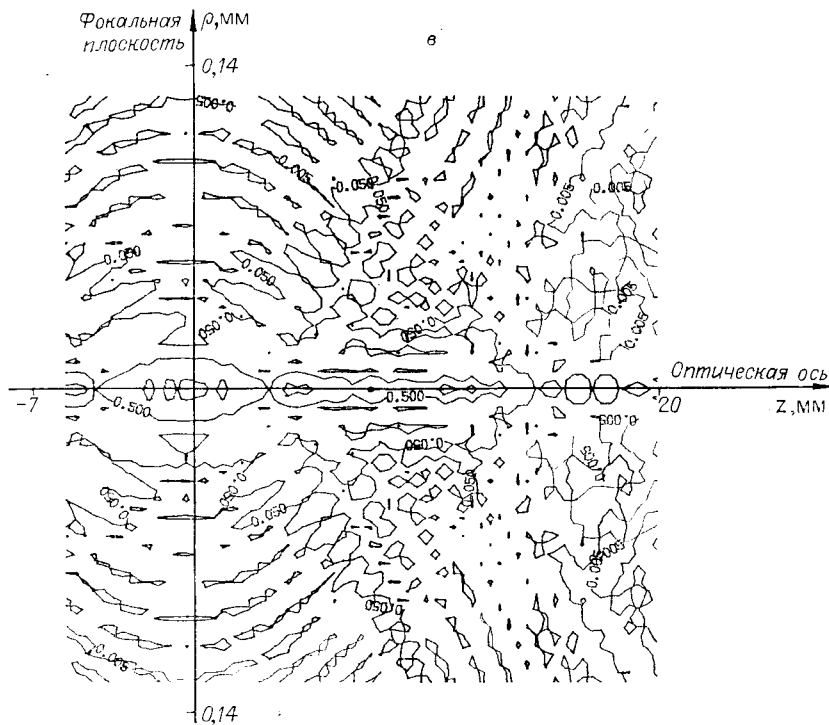


Рис. 6. Изофоты трехмерного распределения интенсивности I/I_0 в фокальной области плоского элемента с повышенной глубиной фокуса:
 $\kappa = 15$ мм ($a - M = \infty$, $b - 4$, $c - 2$)

что полученный в вычислительном эксперименте график (рис. 2, б), а также значение энергетической эффективности для $r_0 = 1$ мм совпадают с соответствующими теоретическими данными работы [8]. При этом аналогичные данные, приведенные в [11], являются завышенными. Согласно [11] в кольцо с дифракционной шириной 45 мкм попадает 94% энергии, а по нашим данным в кольцо с дифракционной шириной 64 мкм поступает 90% энергии, падающей на фокусатор.

Как видно из рис. 2, а и 3, с уменьшением радиуса кольца до $r_0 = 0,1$ мм дифракционная ширина кольца $\Delta\rho \sim 0,065$ мм (на уровне 0,1 по интенсивности, см. табл. 1) становится сравнимой с его радиусом, так что кольцо начинает сливаться с центральным пятном. Таким образом, при малых размерах кольца учет дифракционных эффектов становится существенным даже при отсутствии квантования фазы. Эта область, насколько нам известно, не изучена в ранних работах.

Дальнейшие результаты вычислительного эксперимента с фокусатором в кольцо приведем для $r_0 = 1$ мм. На рис. 4 представлены изофоты, характеризующие распределение интенсивности при отклонении от плоскости кольца. В отличие от изофот линзы [2] на рис. 4 видно, что энергия проходит не только через фокус, но и через область кольца.

Для учета квантования фазы построены графики распределения интенсивности в плоскости кольца для $M = 16, 4, 2$ и $N = 128$ (рис. 5). Нормировка производилась на интенсивность в геометрическом кольце при $M = \infty$. Распределение интенсивности в плоскости кольца при $M = 16$ практически неотличимо от соответствующего графика для $M = \infty$ (см. рис. 2, б). При $M = 4$ появляются дополнительные кольца вблизи усиливающегося центрального пятна с интенсивностью до 30% от интенсивности основного кольца.

При $M = 2$ даже основное кольцо сопровождается несколькими дополнительными кольцами, а энергетическая эффективность фокусировки ϵ падает (табл. 2).

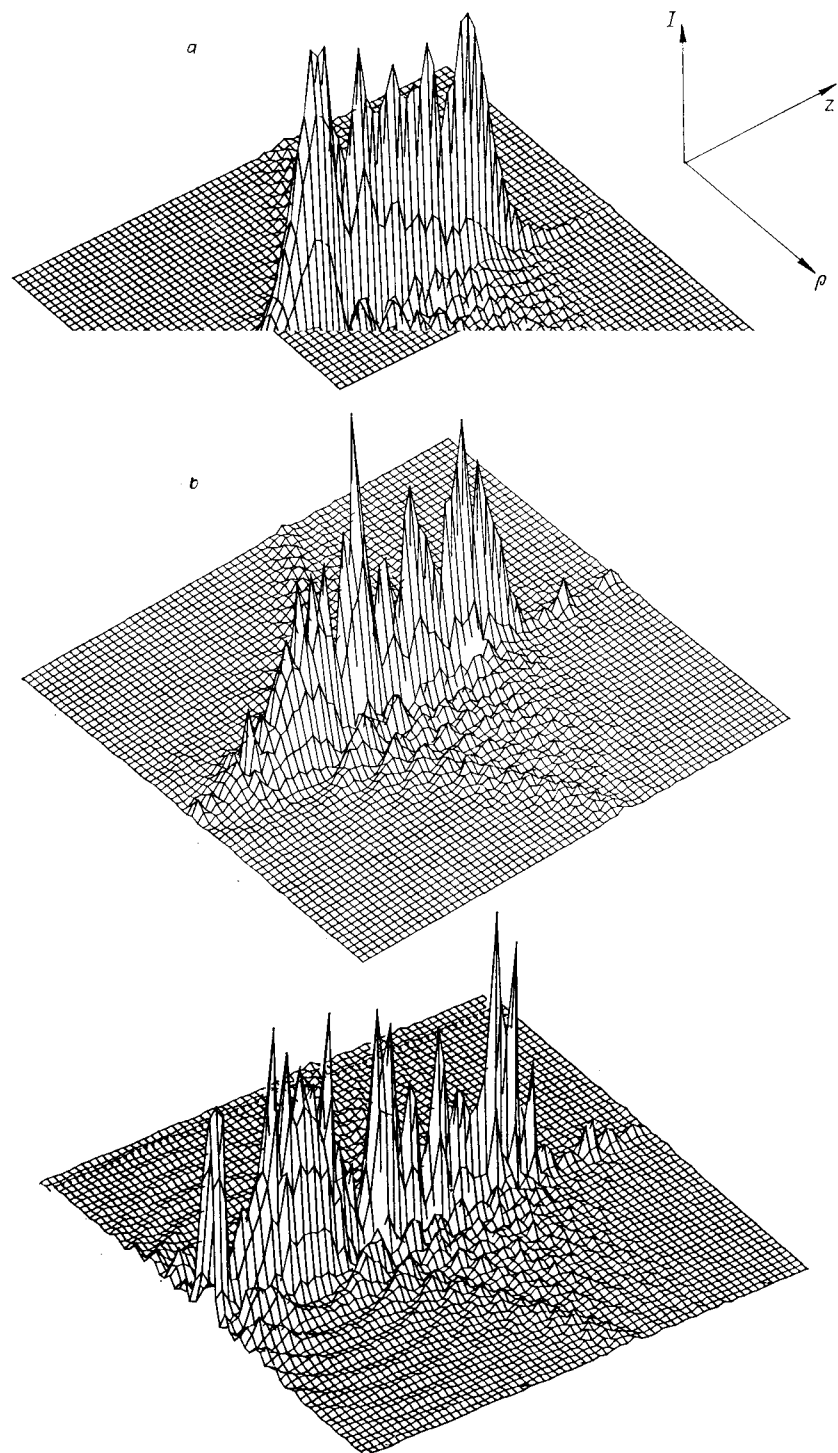
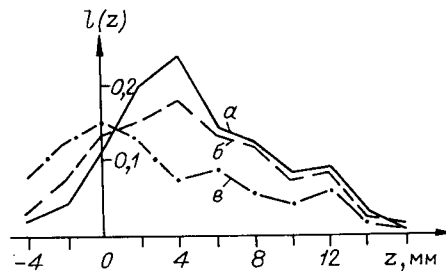


Рис. 7. Распределение интенсивности в фокальной области ($-5 \text{ мм} \leq z \leq 20 \text{ мм}$, $0 \leq \rho \leq 0,128 \text{ мм}$) плоского элемента с повышенной глубиной фокуса:
 $x = 15 \text{ мм}$ ($a - M = \infty$, $b - 4$, $c - 2$)

Рис. 8. Энергетическая эффективность плоского элемента с повышенной глубиной фокуса:
 $\kappa = 15$ мм; $\Delta_0 = 30$ мкм ($a - M = \infty$, $b - 4$, $c - 2$)



Полученная энергетическая эффективность близка к соответствующей характеристике бинарного фазового оптического элемента [12], синтезированного при оптимальном выборе радиусов зон на нем.

Энергетическую эффективность примерно на 10%.

Оптический элемент с повышенной глубиной фокуса. Глубина фокуса хорошо скоррегированного объектива, как известно [2], оценивается по формуле $\kappa \sim \lambda f_0^2 / a^2$ и составляет, например, $\kappa \sim 10^{-1}$ мм для объектива с относительным отверстием 1 : 10. Для повышения глубины фокуса требуется направленное введение сферической аберрации.

Расчет в приближении геометрической оптики дает [13], что фазовая функция оптического элемента с вытянутой на расстояние κ вдоль оптической оси фокальной областью имеет вид

$$\varphi(r) = \varphi_0 - (k/2c) \ln [2c\sqrt{r^2 + (f_0 - cr^2)^2 + 2c^2r^2 + 1 - 2f_0c}], \quad (22)$$

где $c = \kappa/a^2$.

Для определения реальной глубины фокуса и размера кружка рассеяния, обеспечиваемых плоским оптическим элементом (22) при различных параметрах дискретизации, был проведен вычислительный эксперимент для значений $N = 128$, $f_0 = 300$ мм, $2a = 25,6$ мм, $\kappa = 15$ мм, $\lambda = 0,6328$ мкм. Хорошее представление о работе элемента (22) дают изюфоты интенсивности в фокальной области (рис. 6) и соответствующие им трехмерные изображения (рис. 7). При большом числе уровней квантования фазы ($M = \infty$, рис. 6, а; 7, а) даже для $N = 128$ наблюдается вытянутая фокальная область с глубиной $\sim 10-15$ мм, окруженная поверхностями, соответствующими дифракционным кольцам высших порядков. При $M = 4$ и особенно при $M = 2$ фокальная область разбивается на 2—3 подобласти глубиной по 2—5 мм, а количество колец высших порядков еще более растет. Анализ рис. 6, а показывает, что размер фокального пятна $\Delta \sim 0,03$ мм сохраняется на расстоянии ~ 15 мм, т. е. обеспечивается значительная глубина фокуса. Энергетическая эффективность может оцениваться долей $l(z)$ энергии, проходящей через круг диаметром $\Delta_0 \sim 0,03$ мм, расположенный на глубине z в фокальной области, по отношению к полной энергии, падающей на оптический элемент:

$$l(z) = \frac{\int_0^{\Delta_0/2} I(\rho, z) 2\pi\rho d\rho}{\int_0^{\infty} I(\rho, z) 2\pi\rho d\rho}. \quad (23)$$

График функции $l(z)$ (рис. 8) показывает, что $l(z) \sim 15\%$ сохраняется на длине ~ 15 мм, а на длине ~ 4 мм имеет место всплеск $l(z) \sim 25\%$. При $M = 2$ величина $l(z)$ существенно падает, а всплеск смещается к фокусу объектива. Для сравнения заметим, что энергетическая эффективность объектива с обычной глубиной фокуса составляет $\sim 78\%$.

Таким образом, вычислительный эксперимент показал, что несовершенство геометрического расчета оптического элемента приводит к неравномерности энергетической эффективности по глубине z при небольшой ее величине.

Заключение. Вычислительный эксперимент, основанный на предложенных дифракционных соотношениях и разработанных программных средствах, позволяет визуализировать и количественно проанализировать сложные распределения светового поля от плоских оптических элементов, а также от линз.

Анализ полученных результатов дал возможность выяснить пределы применимости представлений геометрической оптики, заложенных в основу расчета плоских оптических элементов. Исследованная зависимость энергетической эффективности, ширины кольца, глубины фокуса и тонкой структуры светового поля от параметров дискретизации позволила дать обоснованные рекомендации по выбору разрешения и числа уровней квантования фазы для таких плоских оптических элементов, как фокусатор в кольцо и элемент с повышенной глубиной фокуса.

Результаты вычислительного эксперимента позволяют перейти к синтезу соответствующих плоских элементов и их экспериментальному исследованию в оптической системе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Сисакян И. Н., Сойфер В. А. Тонкая оптика, синтезируемая на ЭВМ // Физические основы и прикладные вопросы голографии.— Л.: ЛИЯФ, 1984.
2. Борн М., Вольф Э. Основы оптики.— М.: Наука, 1973.
3. Голуб М. А., Живописцев Е. С., Прохоров А. М. и др. Получение асферических волновых фронтов при помощи машинных голограмм // ДАН СССР.— 1980.— № 5.
4. Пакет прикладных программ обработки изображений и цифровой голографии: Государственный фонд алгоритмов и программ.— Рег. № П004582 от 01.09.80.
5. Sissakian I. N., Soifer V. A. Elements of fine optics generated by computer // International Conference and School "Laser and Applications".— Bucharest, 1982.
6. Янке Е., Эмде Ф., Леш Ф. Специальные функции.— М.: Наука, 1977.
7. Васин А. Г., Голуб М. А., Данилов В. А. и др. Расчет и исследование когерентного волнового поля в фокальной области радиально-симметричных оптических элементов.— М., 1983.— (Препринт/АН СССР, Физ. ин-т; № 304).
8. Голуб М. А., Казанский Н. Л., Сисакян И. Н. и др. Дифракционный расчет оптического элемента, фокусирующего в кольцо // Автометрия.— 1987.— № 6.
9. Коронкевич В. П., Ленкова Г. А., Михальцова И. А. и др. Киноформные оптические элементы: методы расчета, технология изготовления, практическое применение // Автометрия.— 1985.— № 1.
10. Коронкевич В. П., Пальчикова И. Г., Полещук А. Г., Юрлов Ю. И. Киноформные оптические элементы с кольцевым импульсным откликом.— Новосибирск, 1985.— (Препринт/АН СССР, Сиб. отд-ние, ИАиЭ; № 265).
11. Rioux M., Tremblay R., Belanger P. A. Linear annular and radial focusing with axicons and applications to laser machining // Appl. Opt.— 1978.— V. 17, N 10.— P. 1532—1536.
12. Fedotowsky A., Lehovec K. Optimal filter design for annular imaging // Appl. Opt.— 1974.— V. 13, N 12.— P. 2919—2929.
13. Голуб М. А., Карнеев С. В., Прохоров А. М. и др. Фокусировка пзлучения в заданную область пространства с помощью синтезированных на ЭВМ голограмм // Письма в ЖТФ.— 1981.— Т. 7, вып. 10.

Поступила в редакцию 16 июня 1986 г.