

Н.Л. Казанский

ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ С ЛИНЗОЙ ФРЕНЕЛЯ

Для создания элементов плоской оптики (ЭПО) характерны [1-4]:

- расчет необходимой функции пропускания ЭПО в рамках геометрооптической модели;
- дискретизация ЭПО при расчете полученной функции пропускания на ЭВМ;
- сложный технологический процесс изготовления, обуславливающий квантование фазовой составляющей функции пропускания ЭПО;
- необходимость моделирования функционирования ЭПО в рамках дифракционной модели.

Для оценки качества работы ЭПО на этапе проектирования актуальным является вопрос исследования и компенсации дифракционных эффектов, связанных с технологией расчета и изготовления ЭПО. 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 расчетных, позволяя охарактеризовать ее как вычислительный эксперимент [3, 4]. Специфика вычислительного эксперимента как диалога с исследователем диктует требования к повышению

быстродействия дифракционного расчета тонкой структуры поля в фокальной области фокусирующих ЭПО и необходимость создания для этого соответствующего алгоритмического и программного обеспечения.

В данной работе рассматриваются методы и алгоритмы дифракционного расчета, положенные в основу вычислительного эксперимента с аксиально-симметричными фокусаторами лазерного излучения.

1. Дифракционный расчет при аксиальной симметрии

На аксиально-симметричную оптическую систему (рис. 1) с функцией амплитудно-фазового пропускания $T(r)$ падает световой пучок с комплексной амплитудой $E(r)=A(r)\exp(i\psi(r))$, где $A(r)$ и $\psi(r)$ - соответственно амплитуда и фаза падающей волны. С учетом технологии расчета и изготовления функция амплитудно-фазового пропускания ЭПО с аксиальной симметрией имеет вид [4, 5]:

$$T(r) = \sum_{p=1}^N t_p \cdot \text{rect}\left(\frac{r-r_p}{\delta_p} + \frac{1}{2}\right), \quad r \leq a, \quad (1)$$

где N - число колец разрешения ЭПО; a - радиус ЭПО ($r_N=a$); δ_p - ширина, а r_p - внешний радиус p -го кольца с амплитудно-фазовым пропусканием t_p .

Считая, что $\delta = \min_p \delta_p \gg \lambda$, воспользуемся для оценки комплексной амплитуды $w(\rho, z)$ в точке наблюдения (ρ, z) , где $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$ (см. рис. 1), интегралом Кирхгофа. Комплексная амплитуда светового поля в точке наблюдения согласно (1) представляется в виде суперпозиции световых полей, созданных отдельными кольцами разрешения (r_{p-1}, r_p) , $p = \overline{1, N}$

$$w(\rho, z) = \sum_{p=1}^N t_p \cdot A(r_p - \delta_p/2) \cdot [w_p(\rho, z) - w_{p-1}(\rho, z)], \quad (2)$$

где $w_p(\rho, z)$ - комплексная амплитуда поля от круглого отверстия радиуса r_p . При условии $2a/f \ll 1$ комплексную амплитуду светового поля $w_p(\rho, z)$ вблизи базовой точки (ρ_0, z) можно вычислить следующим образом [6, 4].

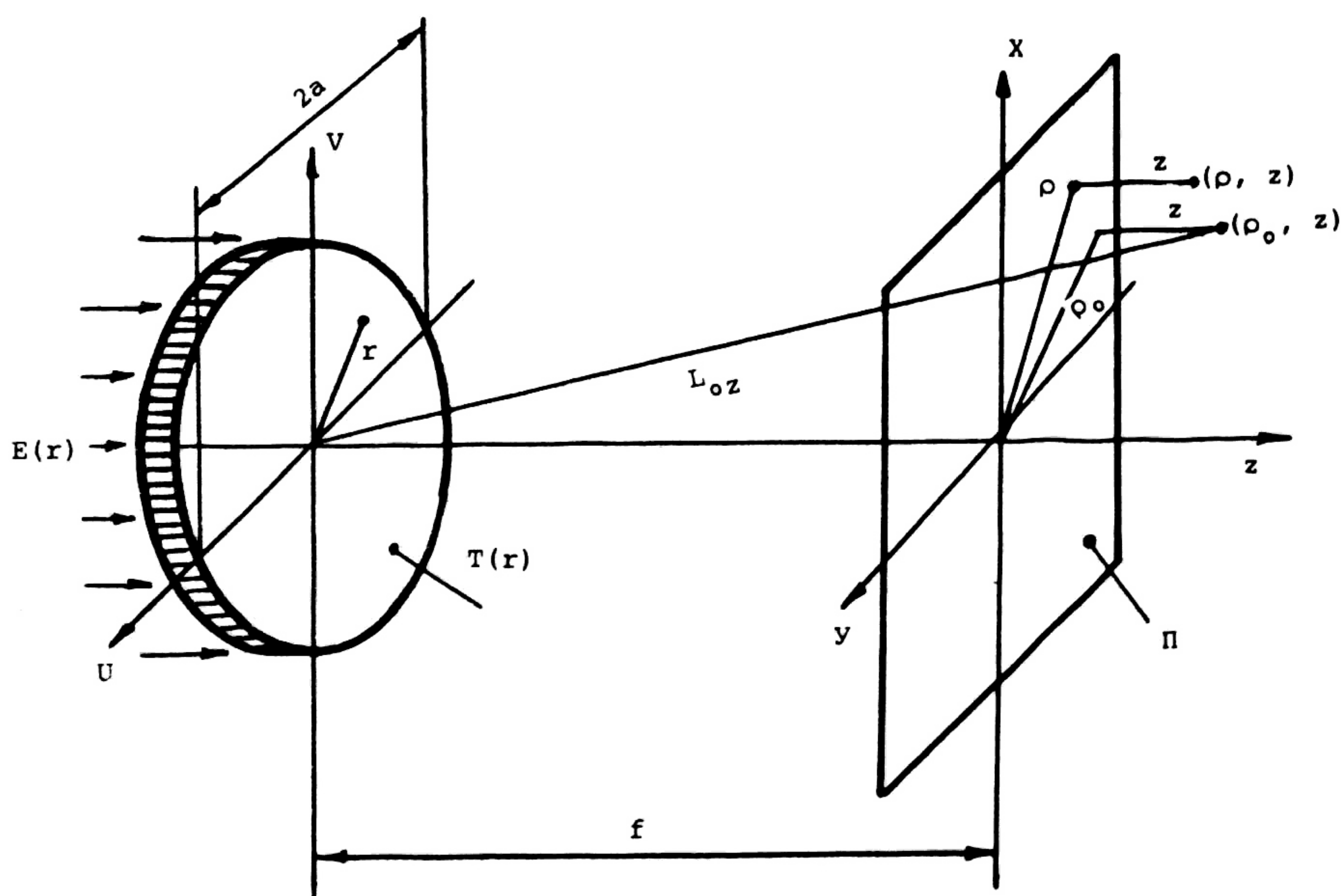


Рис. 1. Оптическая схема работы плоского оптического элемента

$$w_p(\rho, z) = \frac{kr_p^2}{i \cdot L_{oz} \cdot q_p} \cdot \exp\left[ik(L_{oz} + \frac{\rho^2 - \rho_0^2}{2L_{oz}})\right].$$

$$\begin{cases} \exp(-\frac{iq_p}{2}) \cdot [U_1(q_p, s_p) + iU_2(q_p, s_p)] & \text{при } |q_p/s_p| \leq 1, \\ -i\exp(i\frac{s_p^2}{2q_p}) - \exp(-\frac{iq_p}{2}) [V_1(q_p, s_p) - iV_0(q_p, s_p)] & \text{при } |q_p/s_p| > 1, \end{cases} \quad (3)$$

где $L_{oz} = \sqrt{(f+z)^2 + \rho_0^2}$; $q_p = kr_p^2(\frac{1}{L_0} - \frac{1}{L_{oz}})$; $s_p = \frac{kr_p \cdot \rho}{L_{oz}}$; U_n и V_n - функции Ломмеля [6], $z = L_0 - f$ - точка фокусировки ($2a/L_0 \ll 1$) падающего на ЭПО пучка $E(r)$.

Описанный способ вычисления дифракционного интеграла базируется на быстром методе расчета функций Ломмеля, предложенном в [2].

2. Программный комплекс для вычислительного эксперимента

Программный комплекс для вычислительного эксперимента создан на базе пакета прикладных программ обработки изображений и цифровой голографии ППП [7] и включает реализованные на языках ФОРТРАН и ПЛ/1 алгоритмы предлагаемых методов вычисления дифракционного интеграла, а также модуль связи ППП с комплексом графических программ ГРАФОР [8].

Входными данными для расчета являются массивы отсчетов функции амплитудно-фазового пропускания ЭПО, параметры дискретизации ЭПО, координаты точек наблюдения и параметры оптической схемы.

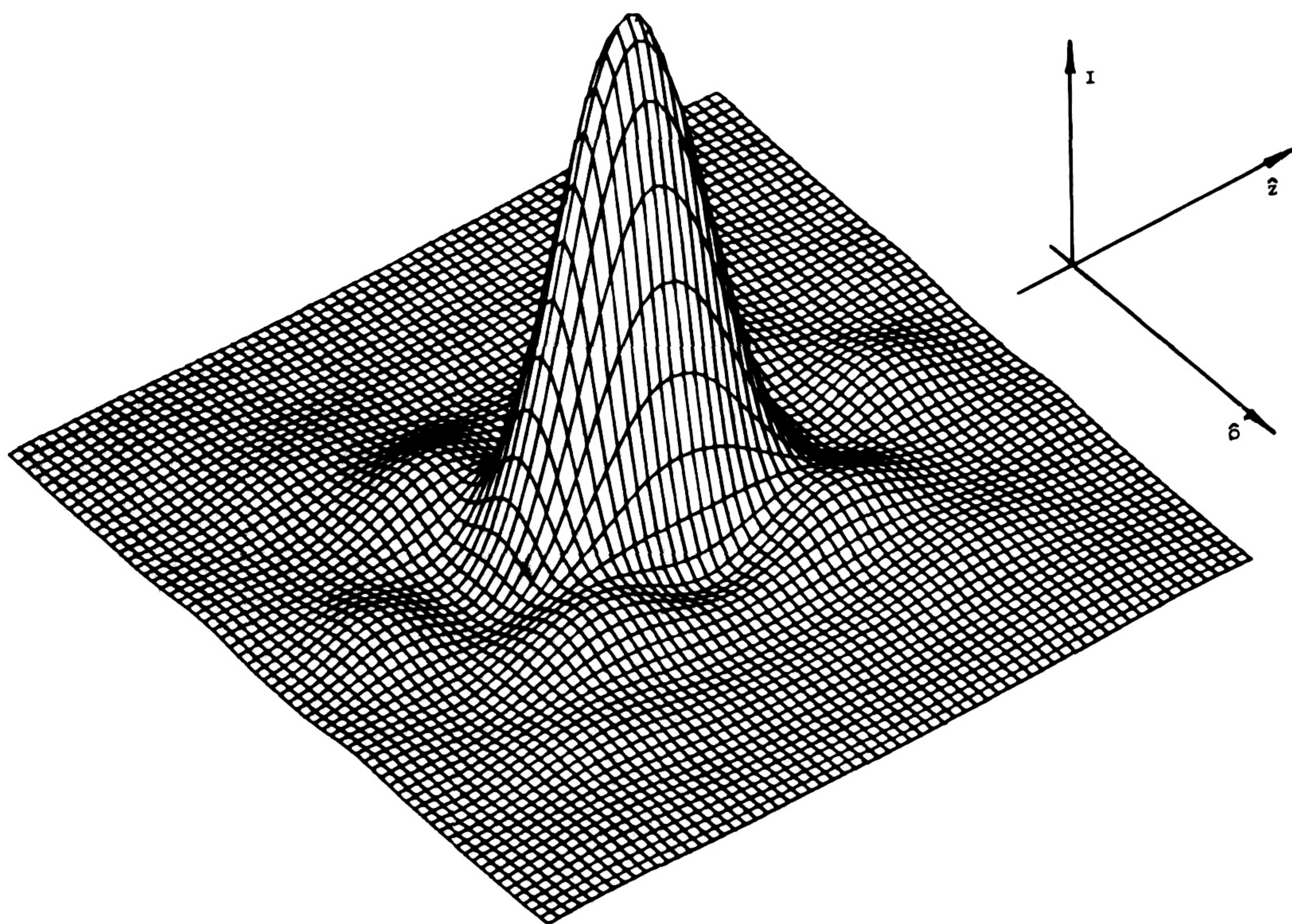
Выходными данными являются массивы значений интенсивности и фазы светового поля, записываемые в базу данных ППП.

Вычислительный эксперимент производится с терминала ЭВМ ЕС-1055, оснащенной графопостроителем ЕС-7054, полутонным дисплеем, графическим дисплеем, и основан на совместном применении ППП, средств визуализации световых полей, средств машинной графики и организации диалога с исследователем. Результаты в виде распределения интенсивности отображаются на экране полутонного дисплея. На графическом дисплее отображаются семейства графиков, изофоты или условные трехмерные изображения световых полей. Для получения твердой копии результатов эксперимента используется графопостроитель, многоградационный фотопостроитель и печатающее устройство.

3. Анализ возможностей вычислительного эксперимента

Созданные на основе описанных методов программные средства позволяют легко воспроизвести результаты работы [6] для случая дифракции сходящейся сферической волны на круглом отверстии, выявив при этом асимметрию распределения относительно фокальной плоскости [9, 10], и наглядно представить результат в виде трехмерного изображения (рис. 2). На рис. 2 по вертикальной оси отображена интенсивность, а в горизонтальной плоскости выбраны безразмерные координаты $\hat{\rho} = \rho/f$ и $\hat{z} = ka^2 z / (f \cdot L_{oz})$, которые изменяются в пределах: $0 \leq \hat{\rho} \leq 4\pi$, $-8\pi \leq \hat{z} \leq 8\pi$.

В то же время использование при расчетах метода, основанного на функциях Ломмеля, не позволяет выявить эффект фокального сдвига максимума интенсивности по направлению к линзе при малых числах Френеля [9-12].



ПОЛЕ ОТ ЛИНЗЫ

Рис. 2. Пространственное распределение интенсивности в фокальной области линзы ($0 \leq \rho \leq 4\pi$, $-8\pi \leq z \leq 8\pi$)

Исследованию точности используемого приближения Френеля посвящены работы [13, 14], в которых показано, что при достаточно больших f -числах ($f/2a > 12$) и $k \cdot L_{0z} \gg 1$ результаты для модуля амплитуды отличаются от точного значения не более чем на 2%. Для обеспечения более точных расчетов необходимо включение в программное обеспечение вычислительного эксперимента методов, основанных на непосредственном вычислении интеграла Кирхгофа [9, 10]. Однако такие расчеты требуют существенного увеличения машинного времени и применения более мощной вычислительной техники.

Для дифракции плоской волны на круглом отверстии на рис. 3 приведены распределения интенсивности для различных чисел Френеля $F = a^2/\lambda f$. Эти результаты полностью согласуются с данными работ [15, 16] и позволяют перейти к исследованию дифракции плоского пучка света на оптических элементах вида (1), например линзе Френеля. Были воспроизведены результаты работы [16] для амплитудной зонной пластинки Френеля, а также построены распределения интенсивности в главной фокальной плоскости фазовой линзы Френеля (рис. 4). Для эффективности фазовой линзы Френеля по отношению к идеальной линзе с такими же параметрами получена оценка $4/\pi^2$.

4. Заключение

Проведение вычислительного эксперимента с линзой и линзой Френеля позволило удостовериться в правильности функционирования программного обеспечения вычислительного эксперимента и правомерности положенных в его основу алгоритмов и методов расчета. Полученные результаты позволяют перейти к исследованию сложных аксиально-симметричных фокусаторов лазерного излучения.

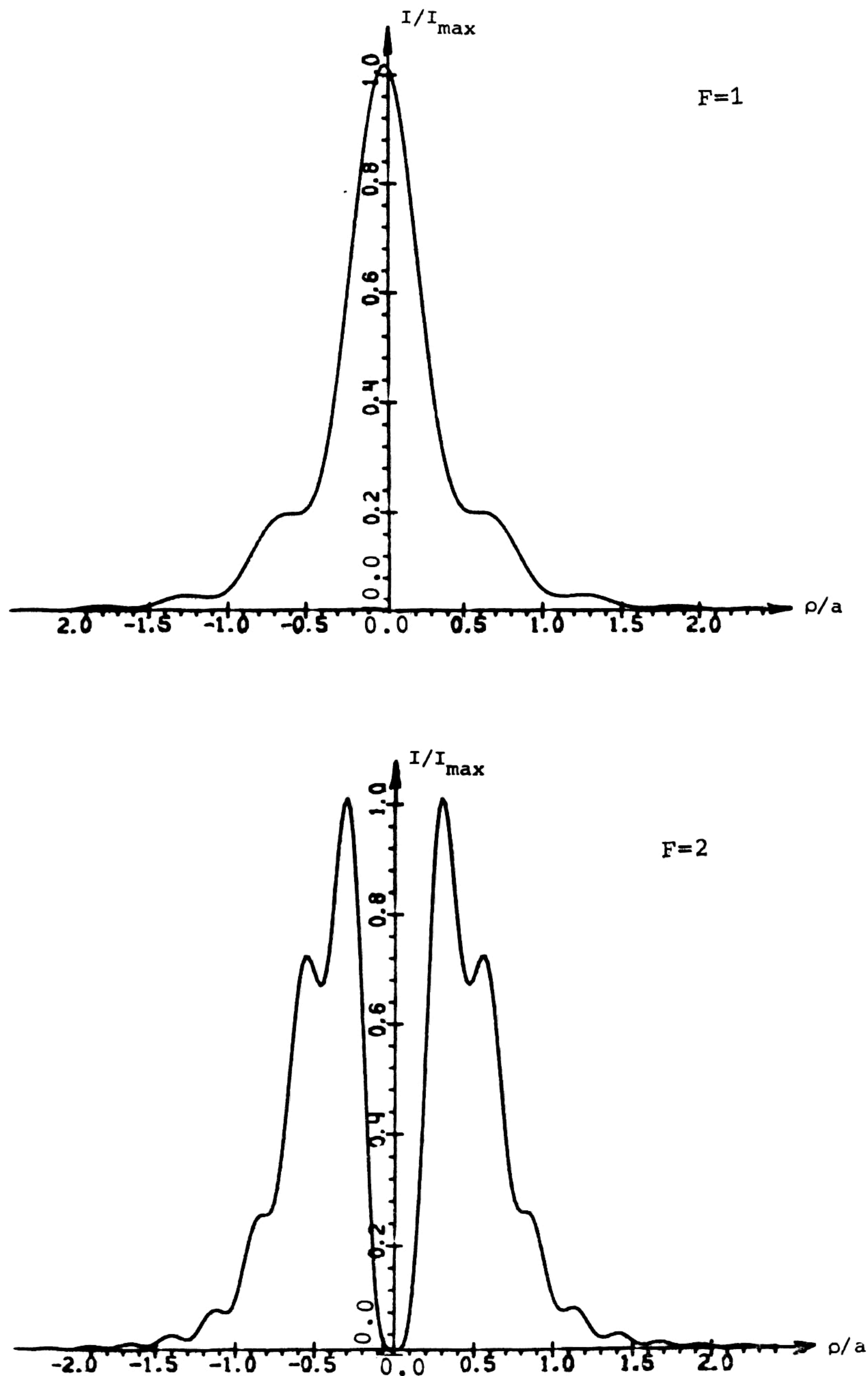


Рис. 3. Дифракция плоской волны на круглом отверстии - графики распределений интенсивности для различных чисел Френеля F

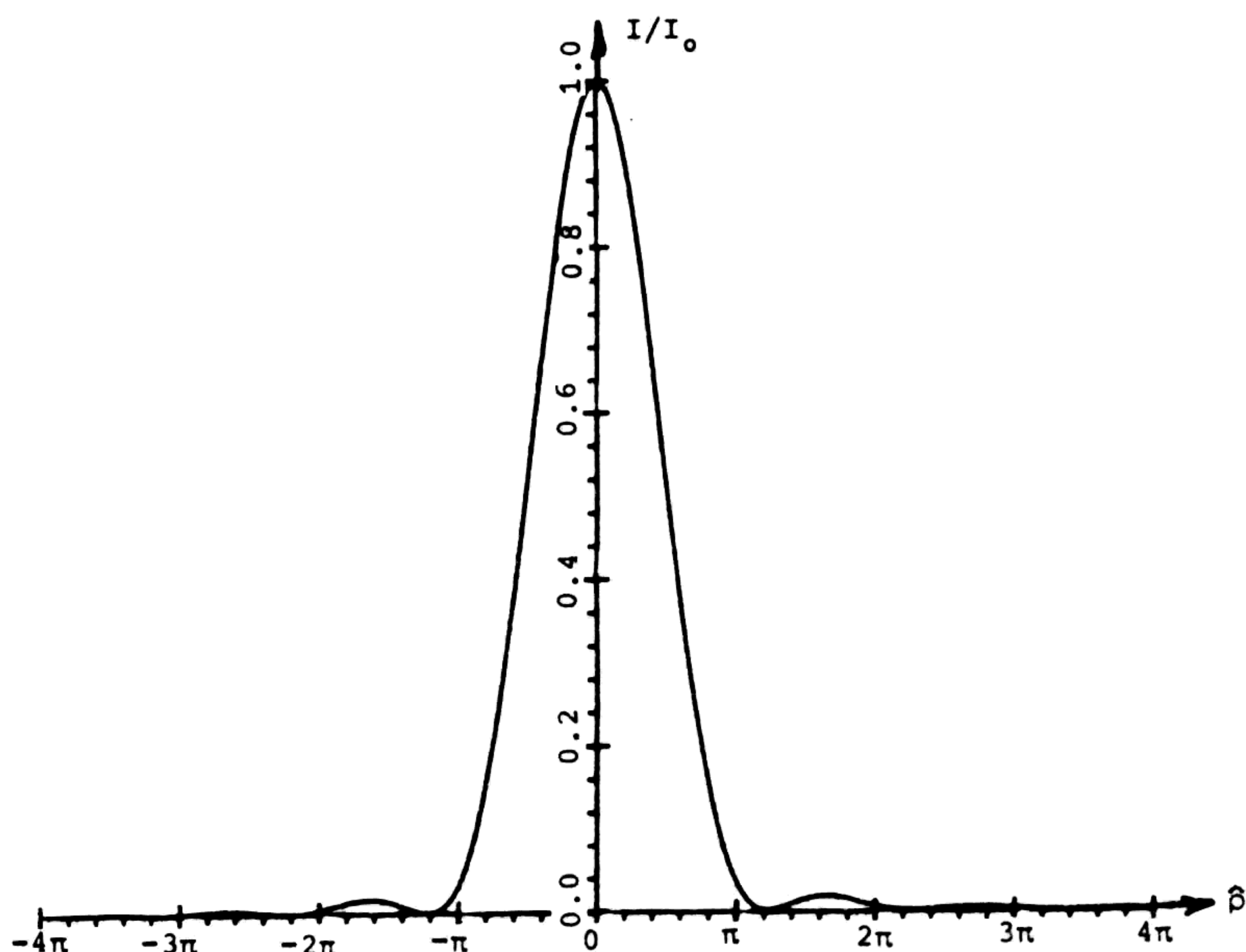


Рис. 4. Форма фокального пятна линзы Френеля

Л и т е р а т у р а

1. С и с а к я н И.Н., С о й ф е р В.А. // Физические основы и прикладные вопросы голографии. Л.: ЛИЯФ, 1984. С. 142.
2. В а с и н А.Г., Г о л у б М.А., Д а н и л о в В.А., К а - з а н с к и й Н.Л., К а р п е е в С.В., С и с а к я н И.Н., С о й - ф е р В.А., У в а р о в Г.В. М.: Препринт ФИАН СССР, 1983, № 304.
3. С о й ф е р В.А. // Современные проблемы физики и ее приложе- ний. Ч. I. М.: ВИНТИ, 1987. С. 5.
4. Г о л у б М.А., К а з а н с к и й Н.Л., С и с а к я н И.Н., С о й ф е р В.А. Автометрия, 1987, № 5.
5. Б о б р о в С.Т., Г р е й с у х Г.И., Т у р к е в и ч Ю.Г. Оптика дифракционных элементов и систем. Л.: Машиностроение, 1986. С. 200.
6. Б о р н М., В о л ь ф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. С. 397.
7. Пакет прикладных программ обработки изображений и цифровой голографии. Государственный фонд алгоритмов и программ. Регистра- ционный № П004582 от 1.09.1980.
8. Б а я к о в с к и й Ю.М., Г а л а к т и о н о в А.В., М и х а й л о в а Т.П. Графор. Графическое расширение Фортрана. М.: Наука, 1985.
9. К и н б е р Б.Е., Н о в о с е л о в С.В. РЭ, 30, 1469 (1985).
10. L i Y., W o l f E. JOSA, AI, 801 (1984).
11. Д е м е н т ь е в А.С., Д о м а р к е н е Д.П. Опт. и спектр., 56, 869 (1984).

12. L i Y., H o r n g J.S. Optik, 70, 127 (1985).
 13. S o u t h w e l l W.H. JOSA, 71, 7 (1981).
 14. G o o d m a n D. JOSA, 72, 1560 (1982).
 15. K a t h u r i a Y.P. Optica Applicata, 14, 509 (1984).
 16. B o t t e m a M. JOSA, 59, 1632 (1969).
-