

практических схем ГЗУ типа ЗД. Показано, что более высокой плотностью по критерию разделения изображений с наложенных соседних голограмм обладают схемы с дискретной разверткой опорного пучка вокруг объектного по образующей конуса и вращением регистрирующей среды вокруг нормали к ней. Вместе с тем целесообразность выбора конкретной схемы определяется не только критерием плотности записи. Здесь требуется дополнительно учитывать простоту и надежность конструкции ГЗУ, его ремонтпригодность, а также эффективность используемых методов развязки наложенных записей по шумовым составляющим [13].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Kogelnik H. Coupled wave theory for thick hologram gratings // The Bell Syst. Techn. J.—1969.— V. 48, N 9.— P. 2909—2947.
2. Микаэлян А. Л., Бобринев В. И., Соколова Л. З. Запись большого числа изображений методом наложения голограмм // ДАН СССР.—1970.— Т. 191, № 4.
3. Bolusset Ch., Treheux M. Systeme de stockage d'informations analogiques par superposition de reseaux optiques modules // Nouv. Rev. Optiq.—1974.— V. 5, N 6.— P. 333—342.
4. Акаев А. А., Майоров С. А. Когерентные оптические вычислительные машины.— Л.: Машиностроение, 1977.
5. Майоров С. А., Очин Е. Ф., Романов Ю. Ф., Тропченко А. Ю. Голографическое ЗУ с трехкоординатной выборкой на объемных фазовых голограммах // Приборостроение.—1980.— Т. 23, № 5.
6. Микаэлян А. Л. Радиооптические системы хранения и отображения информации на принципах голографии // Радиотехника.—1981.— № 11.
7. Денисюк Ю. Н. Голография и ее проблемы // Проблемы оптической голографии.— Л.: Наука, 1981.
8. Якимович А. П. Селективные свойства трехмерных голографических решеток сферических волновых фронтов // Опт. и спектр.—1979.— Т. 47, вып. 5.
9. Ярмош Н. А., Ероховец В. К., Кулик В. Я. Избирательные свойства объемно-ориентированных голограмм // Фундаментальные свойства оптической памяти и среда.— Киев: Вища шк., 1984.— Вып. 15.
10. Борискевич А. А., Дайлюденко В. Ф., Ероховец В. К., Ярмош Н. А. Ориентационная избирательность микроголограмм в ГЗУ типа ЗД // Тез. докл. V Всесоюз. конф. по голографии (Рига, 1985).— Рига: ИФ АН ЛатвССР, 1985.— Ч. II.
11. Зельдович Б. Я., Шкунов В. В., Яковлева Т. В. Теория объемных голограмм с наложенной записью // Проблемы оптической голографии.— Л.: Наука, 1981.
12. Якимович А. П. Дифракционная эффективность наложенных объемных фазовых голограмм // Оптическая голография.— Л.: Наука, 1983.
13. Борискевич А. А., Ероховец В. К., Ярмош Н. А. Координатно-азимутальная развязка наложенных записей в ГЗУ типа ЗД // Тез. докл. V Всесоюз. конф. по голографии (Рига, 1985).— Рига: ИФ АН ЛатвССР, 1985.— Ч. II.
14. Champagne E. B. Nonparaxial imaging, magnification and aberration properties in holography // JOSA.—1967.— V. 57, N 1.— P. 61—65.

Поступила в редакцию 22 октября 1986 г.

УДК 681.7.06+535.12

М. А. ГОЛУБ, Н. Л. КАЗАНСКИЙ, И. Н. СИСАКЯН,  
В. А. СОЙФЕР, С. И. ХАРИТОНОВ

(Куйбышев — Москва)

### ДИФРАКЦИОННЫЙ РАСЧЕТ ОПТИЧЕСКОГО ЭЛЕМЕНТА, ФОКУСИРУЮЩЕГО В КОЛЬЦО

Недавно создан новый класс оптических элементов [1—3] на основе решения на ЭВМ обратной задачи фокусировки лазерного излучения. В рамках разработанного подхода фазовая функция фокусатора рассчитывается в приближении геометрической оптики и имеет весьма сложный вид. При этом актуальным является решение прямой задачи дифракции светового поля на синтезированном оптическом элементе.

Рис. 1. Геометрический расчет оптического элемента, фокусирующего в кольцо

Рассмотрим чисто фазовый радиально-симметричный оптический элемент диаметра  $2a$  с функцией комплексного пропускания вида

$$T(r) = \exp[i\varphi(r)], \quad (1)$$

где

$$\varphi(r) = -k\sqrt{f_0^2 + (r - r_0)^2}, \quad 0 \leq r \leq a, \quad (2)$$

$r$  — полярный радиус;  $f_0$  — фокусное расстояние;  $k = 2\pi/\lambda$ ;  $\lambda$  — длина волны света;  $r_0 = \text{const}$ .

Поскольку каждый узкий сектор оптического элемента (рис. 1) представляет собой полоску от собирающей линзы, сдвинутой на расстояние  $r_0$  от оптической оси, в приближении геометрической оптики освещающая плоская волна фокусируется каждым сектором в точку, а всем радиально-симметричным элементом — в кольцо радиуса  $r_0$ , лежащее в фокальной плоскости. В параксиальном приближении

$$\varphi(r) \cong -kR_0 - \frac{kr^2}{2R_0} + \frac{krr_0}{R_0}, \quad R_0 = \sqrt{f_0^2 + r_0^2}, \quad (3)$$

видно, что рассматриваемый элемент эквивалентен комбинации собирающей линзы с фокусом  $R_0$  (квадратичная по  $r$  фаза) и аксикона [4] (линейная по  $r$  фаза).

Ввиду широкого использования фокусировки в кольцо в лазерной технологии и приборостроении представляет интерес оценить ширину кольца, энергетическую эффективность фокусировки, а также глубину резкости кольца, определяющую точность продольной юстировки фокальной плоскости. Заложенные в основу вывода формул (1), (2) представления геометрической оптики не позволяют оценить перечисленные выше параметры кольца. В [5] в приближении Френеля получено интегральное представление для интенсивности светового поля в фокальной плоскости вблизи кольца.

В данном сообщении получены аналитические результаты для дифракционного расчета объемного распределения поля в фокальной области. Определен дифракционный предел ширины кольца и энергетическая эффективность оптического элемента. Выяснена область применимости формулы (2) для фазовой функции при фокусировке в кольцо.

Поскольку естественная расходимость освещающего пучка приводит лишь к дополнительному расплыванию кольца, легко описываемому операцией двумерной свертки, расчет производится для плоской освещающей волны  $E_0$ , характеризующейся отсутствием расходимости. В приближении Кирхгофа [6] комплексная амплитуда  $w(\rho, z)$  светового поля в объемной фокальной области радиально-симметричного оптического элемента задается дифракционным интегралом

$$w(\rho, z) = \frac{k}{2\pi i} \int_0^a \int_0^{2\pi} E_0 \exp[i\varphi(r)] \frac{\exp(ikL)}{L} r dr d\alpha, \quad (4)$$

где

$$L = \sqrt{(f_0 + z)^2 + \rho^2 + r^2 - 2\rho r \cos \alpha}, \quad (5)$$

$z$  — расстояние от точки наблюдения до фокальной плоскости;  $\rho$  — полярный радиус проекции точки наблюдения на фокальную плоскость;

$\alpha$  — полярный угол между точкой оптического элемента и точкой наблюдения.

Будем вычислять световое поле  $w(\rho, z)$  вблизи некоторой базовой точки  $(\rho_0, z)$  в фокальной области. Тогда в параксиальном приближении можно записать

$$L \cong L_{0z} + \frac{1}{2L_{0z}} (\rho^2 - \rho_0^2 + r^2 - 2\rho r \cos \alpha), \quad (6)$$

где

$$L_{0z} = \sqrt{(f_0 + z)^2 + \rho_0^2}. \quad (7)$$

Подставляя в интеграл (4) выражения (3), (6) и выполняя интегрирование по  $\alpha$ , получаем

$$w(\rho, z) = \frac{kE_0}{iL_{0z}} \exp \left[ ik \left( L_{0z} - R_0 + \frac{\rho^2 - \rho_0^2}{2L_{0z}} \right) \right] \times \\ \times \int_0^a \exp \left( \frac{ikr_0 r}{R_0} \right) \exp \left( -\frac{iq_{0z} r^2}{2a^2} \right) J_0 \left( \frac{k\rho r}{L_{0z}} \right) r dr, \quad (8)$$

где  $J_0(\cdot)$  — функция Бесселя,

$$q_{0z} = -ka^2 \left( \frac{1}{L_{0z}} - \frac{1}{R_0} \right) = ka^2 \left[ \frac{1}{R_0} - \frac{1}{L_0} + \frac{f_0 z}{L_0^3} - \left( \frac{3f_0^2}{L_0^2} - 1 \right) \frac{z^2}{2L_0^3} + \dots \right], \quad (9)$$

$$L_0 = \sqrt{f_0^2 + \rho_0^2}. \quad (10)$$

Параметр  $q_{0z}$  зависит от  $z$  и  $\rho_0$ , определяя фокусировку различных сечений вдоль оптической оси. Кольцо фокусируется в плоскости  $z = 0$ , так как при  $\rho_0 = r_0$  параметр  $q_{0z} = 0$ , когда  $z = 0$ . В то же время центральное пятно фокусируется в другом сечении фокальной области, соответствующем  $z = z_0$ ,

$$z_0 = R_0 - f_0 \cong \frac{r_0^2}{2f_0}, \quad (11)$$

поскольку при  $\rho_0 = 0$  параметр  $q_{0z} = 0$ , когда  $z = z_0$ .

Для исследования светового поля в фокальной области удобно разложить экспоненту в интеграле (8) в ряд Тейлора

$$w(\rho, z) = \frac{kE_0 a^2}{iL_{0z}} \exp \left[ ik \left( L_{0z} - R_0 + \frac{\rho^2 - \rho_0^2}{2L_{0z}} \right) \right] \times \\ \times \sum_{j=0}^{\infty} \frac{(-i)^j q_{0z}^j}{2^j j!} \int_0^1 \exp \left( \frac{ikar_0 t}{R_0} \right) J_0 \left( \frac{k\rho t}{L_{0z}} \right) t^{2j+1} dt. \quad (12)$$

В силу малости параметра  $q_{0z}$  вблизи базовой точки фокальной области ограничимся в (12) лишь первыми членами ряда.

Из (12) можно, в частности, определить распределение интенсивности

$$I(\rho, z) = |w(\rho, z)|^2. \quad (13)$$

Для получения удобных расчетных формул целесообразно использовать в интеграле (12) приближения [7]

$$J_0(\xi) = \begin{cases} 1 - \frac{\xi^2}{4}, & \xi \ll 1; \\ \frac{1}{2\sqrt{\pi\xi}} [(1-i)\exp(i\xi) + (1+i)\exp(-i\xi)], & \xi \gg 1. \end{cases} \quad (14)$$

**Поле вблизи оптической оси.** Полагая в формуле (12)  $\rho_0 = 0$ ,  $L_0 = f_0$ ,  $L_{0z} = f_0 + z$  и используя аппроксимацию (14), получаем

$$w(\rho, z) = \frac{kE_0 a^2}{iL_{0z}} \exp \left[ ik \left( L_{0z} - R_0 + \frac{\rho^2}{2L_{0z}} \right) \right] \times \\ \times \sum_{j=0}^{\infty} \frac{(-i)^j q_{0z}^j}{2^j j!} \left[ Q_{2j}(\eta) - \frac{1}{4} \xi^2 Q_{2j+2}(\eta) \right], \quad (15)$$

где

$$\eta = \frac{kar_0}{R_0}, \quad \xi = \frac{ka\rho}{L_{0z}}, \quad (16)$$

$$Q_n(\eta) = \frac{1}{n+2} F(n+2, n+3, i\eta), \quad (17)$$

$F(\cdot, \cdot, i\eta)$  — вырожденная гипергеометрическая функция [7] от мнимо-го аргумента.

Для вычисления функций  $Q_n(\eta)$  можно использовать легко проверяемые рекуррентные соотношения

$$Q_n(\eta) = \frac{\exp(i\eta)}{i\eta} + \frac{i(n+1)}{\eta} Q_{n-1}(\eta), \quad n = 0, 1, 2, \dots, \quad (18)$$

где

$$Q_{-1}(\eta) = \exp\left(\frac{i\eta}{2}\right) \frac{\sin\left(\frac{\eta}{2}\right)}{\left(\frac{\eta}{2}\right)}. \quad (19)$$

В частности, в плоскости  $z_0 = R_0 - f_0$ , где фокусируется центральное пятно, световое поле определяется центральной зоной Френеля и соответственно «центральной» частью интеграла (8), в которой  $q_{0z} = 0$ ,  $\exp\left(\frac{ikrr_0}{R_0}\right) \cong 1$ , и, следовательно, световое поле близко к картине Эйри  $w(\rho, z) \sim 2J_1(\xi)/\xi \cong 1 - \xi^2/8$  [6]. При  $\xi \ll 1$  формула (12) дает результат, совпадающий с картиной Эйри.

Ширина центрального пятна на уровне  $0 < \theta < 1$  по интенсивности в плоскости  $z = z_0$  определяется соотношением

$$\Delta_0 = 2\xi_0 \frac{R_0}{ka}, \quad (20)$$

где  $\xi_0$  — численный коэффициент (табл. 1). Интенсивность в центре пятна при  $k \gg 1$  согласно (15) определяется по формуле

$$I(0, z_0) = |E_0|^2 \left(\frac{a}{r_0}\right)^2. \quad (21)$$

Для сравнения заметим, что интенсивность в центре картины Эйри от

Таблица 1

Значения коэффициентов  $\xi_0$ ,  $\xi_\theta$

$\theta$	0,05	0,1	0,15	0,2	0,5	0,8	0,9
$\xi_0$	5,94	5,31	4,88	4,55	3,09	1,79	1,23
$\xi_\theta$	3,01	2,73	2,53	2,36	1,62	0,94	0,65

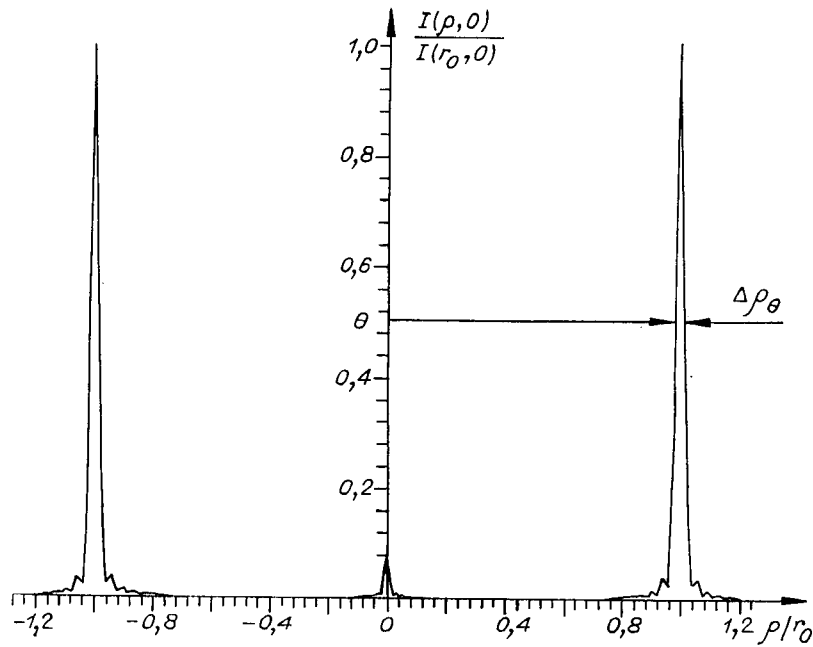


Рис. 2. Расчетное распределение интенсивности в плоскости кольца

обычной линзы представляется другим выражением [6]

$$I_0 = |E_0|^2 \left(\frac{a}{\lambda}\right)^2 \left(\frac{a}{R_0}\right)^2 \pi^2.$$

**Поле вблизи геометрического кольца.** Положим в формуле (12)  $\rho_0 = r_0$ ,  $L_0 = R_0$  и используем аппроксимацию (14). Производя простые, но громоздкие выкладки, получаем при  $k \gg 1$

$$w(\rho, z) = \frac{E_0 \sqrt{k} a^{3/2} (1+i)}{2 \sqrt{\pi L_{0z} \rho} i} \exp \left[ ik \left( L_{0z} - R_0 + \frac{\rho^2 - r_0^2}{2L_{0z}} \right) \right] \sum_{j=0}^{\infty} \frac{(-i)^j q_{0z}^j}{2^{j!}} \Pi_{2j}(\zeta), \quad (22)$$

где

$$\Pi_{2j}(\zeta) = \frac{1}{2j + \frac{3}{2}} F \left( 2j + \frac{3}{2}, 2j + \frac{5}{2}, i\zeta \right), \quad (23)$$

$$\zeta = -ka \left( \frac{\rho}{L_{0z}} - \frac{r_0}{R_0} \right). \quad (24)$$

Нетрудно проверить, что функции  $\Pi_{2j}(\zeta)$  удовлетворяют рекуррентным соотношениям

$$\Pi_n(\zeta) = \frac{\exp(i\zeta)}{i\zeta} + \frac{i \left( n + \frac{1}{2} \right)}{\zeta} \Pi_{n-1}(\zeta), \quad n = 0, 1, 2, \dots, \quad (25)$$

где

$$\Pi_{-1}(\zeta) = \sqrt{\frac{2\pi}{|\zeta|}} [C(|\zeta|) + iS(|\zeta|) \text{sign } \zeta], \quad (26)$$

$C(\zeta)$ ,  $S(\zeta)$  — интегралы Френеля [7]. В частности, в фокальной плоскости, где  $z = 0$ ,  $L_{0z} = R_0$ ,  $q_{0z} = 0$ , в сумме (22) останется единственный член с  $j = 0$ . При этом распределение интенсивности описывается выражением (рис. 2)

$$I(\rho, 0) = I(r_0, 0) \frac{9}{4} \frac{r_0}{\rho} \Phi(\zeta), \quad (27)$$

где 
$$\Phi(\xi) = \left[ \frac{\cos \xi}{\xi} - \frac{C(|\xi|)}{\xi} \sqrt{\frac{\pi}{2|\xi|}} \right]^2 + \left[ \frac{\sin \xi}{\xi} - \frac{S(|\xi|)}{|\xi|} \sqrt{\frac{\pi}{2|\xi|}} \right]^2, \quad (28)$$

$$\xi = -ka \frac{\rho - r_0}{R_0}. \quad (29)$$

Величина

$$I(r_0, 0) = \frac{2ka^3 |E_0|^2}{9\pi R_0 r_0} \quad (30)$$

есть интенсивность на геометрическом кольце  $\rho = r_0$ . При малых  $\rho - r_0$  из формул (27), (28) получаем

$$I(\rho, 0) = I(r_0, 0) \left[ 1 - \frac{12}{175} \xi^2 + O(\xi^4) \right]. \quad (31)$$

При больших  $|\rho - r_0|$  (т. е.  $|\xi| \gg 2$ ) из (27), (28) получаем

$$I(\rho, 0) = \frac{9}{4} I(r_0, 0) \frac{1}{\xi^2} \left[ 1 - \sqrt{\frac{\pi}{2|\xi|}} (\sin|\xi| + \cos \xi) + \frac{\pi}{4|\xi|} + O\left(\frac{1}{\xi^{3/2}}\right) \right] \frac{r_0}{\rho}. \quad (32)$$

Полученные формулы (27)–(32) позволяют определить ширину кольца  $\Delta\rho_\theta$  на уровне  $0 < \theta < 1$  по интенсивности, а также долю потока энергии через оптический элемент, направляемую в кольцо.

Уравнение для ширины кольца

$$I\left(r_0 + \frac{\Delta\rho_\theta}{2}\right) = \theta I(r_0) \quad (33)$$

при выполнении условия

$$\frac{\Delta\rho_\theta}{r_0} \ll 1 \quad (34)$$

имеет решение

$$\Delta\rho_\theta = 2\xi_\theta \frac{R_0}{ka} \cong 2\xi_\theta \frac{f_0}{ka} \left( 1 + \frac{r_0^2}{2f_0^2} \right), \quad (35)$$

где значения численного коэффициента  $\xi_\theta$  приведены в табл. 1. Заметим, что ширина фокального пятна обычной линзы по дифракционной картине Эйри [6] определяется аналогичным выражением (20), но с другим численным коэффициентом  $\xi_\theta$  (также приведенным в табл. 1) и с заменой  $R_0$  на  $f_0$ .

Из формулы (35) видно, что при слишком малом радиусе  $r_0 \ll r_{\min}$  кольцо сольется с центральным пятном; при  $r_0 \gg r_{\max} \sim f_0$  кольцо размывается. С увеличением радиуса кольца  $r_0$  становится возможным рассматривать оптический элемент (1), (2) как набор полосок (см. рис. 1) элементарных линз. Поскольку размер  $a$  каждой элементарной линзы составляет половину размера  $2a$  оптического элемента, ширина кольца должна быть в 2 раза больше, чем дифракционное разрешение линзы диаметром  $2a$ . Подтверждая эти косвенные соображения, формулы (35), (20) и табл. 1 показывают, что при оптимальном относительно фокусировки радиусе кольца в интервале

$$r_{\min} \ll r_0 \ll r_{\max} \quad (36)$$

ширина кольца в 2–2,5 раза больше, чем дифракционное разрешение линзы. Величина  $r_{\max}$  определяется из условия

$$\Delta\rho_\theta|_{r_0=r_{\max}} = r_{\max}, \quad (37)$$

т. е. удовлетворяет уравнению

$$\frac{2\xi_\theta f_0}{ka} + \frac{\xi_\theta r_{\max}^2}{f_0 ka} = r_{\max}. \quad (38)$$

Величина  $r_{\min}$  определяется из условия

$$\frac{\nabla_p + \Delta\rho_\theta}{2} \Big|_{r_0=r_{\min}} = r_{\min}, \quad (39)$$

где  $\Delta_p$  — диаметр центрального пятна с учетом расфокусировки на расстоянии  $z_0$ . Оценивая диаметр  $\Delta_p$  расфокусированного пятна по формуле

$$\Delta_p = \Delta_0 + \frac{2a}{R_0} z_0 = 2\xi_0 \frac{R_0}{ka} + \frac{2az_0}{R_0}, \quad (40)$$

получаем для  $r_{\min}$  уравнение

$$(\xi_0 + \zeta_0) \frac{f_0}{ka} \left( 1 + \frac{r_{\min}^2}{2f_0^2} \right) = r_{\min} - \frac{ar_{\min}^2}{2f_0^2}. \quad (41)$$

Таким образом, условие применимости геометрической формулы (2) имеет вид (36), (38), (41). При этом кольцо характеризуется конечной шириной, определяемой формулой (35), в рамки которой попадает некоторая доля  $\varepsilon_0$  энергии фокусируемого излучения. Отношение интенсивности  $I(r_0, 0)$  на кольце к интенсивности  $I(0, z_0)$  на оси центрального пятна дается формулой

$$\frac{I(r_0, 0)}{I(0, z_0)} = \frac{4ar_0}{9\lambda R_0}. \quad (42)$$

Величина  $\varepsilon_0$  энергетической эффективности фокусировки в кольцо определяется по формуле

$$\varepsilon_0 = \frac{1}{W_0} \int_{r_0 - \frac{\Delta\rho_\theta}{2}}^{r_0 + \frac{\Delta\rho_\theta}{2}} I(\rho, 0) 2\pi\rho d\rho, \quad (43)$$

где  $W_0 = \pi a^2 |E_0|^2$  — полный поток энергии излучения через оптический элемент. Пользуясь формулами (27) — (30), получаем расчетное соотношение

$$\varepsilon_0 = \frac{1}{\pi} \int_{-\xi_0}^{\xi_0} \Phi(\zeta) d\zeta. \quad (44)$$

При выполнении условия (34) можно использовать приближенную оценку

$$\varepsilon_0 \cong \frac{8}{9\pi} \xi_0 \left( 1 - \frac{4}{175} \xi_0^2 \right). \quad (45)$$

Из формул (44), (45) видно, что при оптимальных значениях  $r_0$  в интервале (36) энергетическая эффективность фокусировки в кольцо не зависит от параметров кольца и оптического элемента. Характерные значения энергетической эффективности  $\varepsilon_0$ , рассчитанные по формуле (44), приведены в табл. 2. Там же для сравнения выписана энерги-

Таблица 2

Значения энергетической эффективности  $\varepsilon_0, \varepsilon'_0$

$\theta$	0,05	0,1	0,15	0,2	0,5	0,8	0,9
$\varepsilon_0$	0,897	0,883	0,869	0,852	0,712	0,471	0,336
$\varepsilon'_0$	0,818	0,789	0,756	0,720	0,519	0,198	0,100

ческая эффективность обычной линзы  $\epsilon'_0$ , подсчитанная по картине Эйри [6].

Доля энергии  $1 - \epsilon_0$ , составляющая примерно одну десятую всей энергии излучения, идет мимо кольца, образуя, во-первых, центральное пятно ( $\epsilon_0$ ) и, во-вторых, фоновую засветку ( $\epsilon_\Phi$ ).

Используя результаты исследования картины Эйри [6], с учетом (21) получим, что величина  $\epsilon_0$  может оцениваться по формуле

$$\epsilon_0 = \frac{4}{k^2 a^2} \left( \frac{R_0}{r_0} \right)^2 [1 - J_0^2(\xi_0) - J_1^2(\xi_0)] \cong \frac{1}{k^2 a^2} \left( \frac{R_0}{r_0} \right)^2 \xi_0^2 \left( 1 - \frac{\xi_0^2}{8} \right). \quad (46)$$

Из (46) видно, что  $\epsilon_0 \sim 10^{-3} - 10^{-5}$  при реальных значениях  $\lambda$ ,  $a$ ,  $R_0$ ,  $r_0$ , т. е. основная рассеиваемая энергия идет в фоновую засветку. Следует отметить, что введение квантования фазовой функции оптического элемента и рассеяние света будут приводить к перераспределению энергии.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Голуб М. А., Карнеев С. В., Прохоров А. М. и др. Фокусировка излучения в заданную область пространства с помощью синтезированных на ЭВМ голограмм // Письма в ЖТФ.— 1981.— Т. 7, вып. 10.
2. Данилов В. А., Попов В. В., Прохоров А. М. и др. Синтез оптических элементов, создающих фокальную линию произвольной формы // Письма в ЖТФ.— 1982.— Т. 8, вып. 13.
3. Гончарский А. В., Данилов В. А., Попов В. В. и др. Решение обратной задачи фокусировки лазерного излучения в произвольную кривую // ДАН СССР.— 1983.— Т. 273, № 3.
4. McLeod I. H. The axicon: A new type of optical element // JOSA.— 1954.— V. 44, N 8.— P. 592—597.
5. Коронкевич В. П., Ленкова Г. А., Михальцова И. А. и др. Киноформные оптические элементы: методы расчета, технология изготовления, практическое применение // Автометрия.— 1985.— № 1.
6. Борн М., Вольф Э. Основы оптики.— М.: Наука, 1973.
7. Янке Е., Эмде Ф., Леш Ф. Специальные функции.— М.: Наука, 1977.

Поступила в редакцию 8 мая 1985 г.

УДК 681.723 : 535.421

В. П. КОРОНКЕВИЧ, В. Н. НАГОРНЫЙ, И. Г. ПАЛЬЧИКОВА,  
А. Г. ПОЛЕЩУК, И. В. СТЕПАНОВ

(Новосибирск)

### БИФОКАЛЬНЫЙ МИКРОСКОП С КИНОФОРМНЫМИ ОПТИЧЕСКИМИ ЭЛЕМЕНТАМИ

**Введение.** Степень интеграции, быстродействие и другие характеристики микроэлектронных приборов определяются процессом формирования на поверхности полупроводниковой пластины топологического рисунка. В настоящее время наиболее широко применяется теневой метод [1], основанный на экспонировании полупроводниковой пластины через предварительно изготовленный фотошаблон. Первой технологической операцией, выполняемой в этом случае, является взаимное совмещение и контроль топологических рисунков (с характерными размерами  $\sim 1$  мкм) на фотошаблоне и пластине. Данная операция выполняется при заданном зазоре между ними, необходимом для исключения появления дефектов и повреждения фотошаблона. Величина зазора лежит в пределах 5—20 мкм для контактной фотолитографии и 10—