

ОПТИЧЕСКИЕ ИНФОРМАЦИОННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ

УДК 621.315.592 : 772.99

**В. П. КОРОЛЬКОВ, В. П. КОРОНКЕВИЧ, И. А. МИХАЛЬЦОВА,
И. Г. ПАЛЬЧИКОВА, А. Г. ПОЛЕЩУК, А. Г. СЕДУХИН,
А. П. СОКОЛОВ, Е. Г. ЧУРИН, Ю. И. ЮРЛОВ**

(Новосибирск)

КИНОФОРМЫ: ТЕХНОЛОГИИ, НОВЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ И ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ *

II. Новые элементы. Для дифракционных элементов разность оптических путей от предмета до изображения не является непрерывной функцией координат на зрачке. В согласии с обобщенным принципом таухронизма его можно представить в виде $a + m\lambda$, где a — небольшая часть длины волны λ , а m — любое целое число. Можно считать, что обычные оптические системы ($m = 0$) — частный случай дифракционных. В этом смысле дифракционные элементы часто называют обобщенными оптическими компонентами [1, 2]. Они могут осуществлять более широкий по сравнению с обычными элементами класс геометрических и волновых преобразований изображений и полей.

Наиболее простым и типичным элементом является дифракционная линза. Топология ее зон совпадает со структурой зон Френеля, а комплексная прозрачность равна

$$T(r) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} c_k e^{-jk\pi r^2/\lambda f}; \quad (1)$$

$$c_k = \begin{cases} 0, & k \neq lN + 1; \\ (-1)^l \frac{\sin \left[\pi \left(\frac{1}{N} + l \right) \right]}{\pi \left(\frac{1}{N} + l \right)} e^{-j\pi \left(\frac{1}{N} + l \right)}, & k = lN + 1; \end{cases} \quad l = 0, \pm 1, \pm 2 \dots,$$

где f — фокусное расстояние для основной длины волны λ ; r — радиальная координата в плоскости линзы; N — количество ступеней фазового рельефа. При прохождении света через линзу возникают дифракционные порядки $k = lN + 1$, каждому из которых соответствует слагаемое суммы (1). Доля световой энергии в k -м порядке равна $(|c_k|)^2 100\%$.

Обратимся к трем частным случаям:

1. При $N \rightarrow \infty$ дифракционная эффективность в +1-м порядке приближается к 100%. Фазовый профиль линзы соответствует профилю с «блеском». Такую линзу принято называть киноформной. Ее рефракционный аналог — плосковыпуклая линза.

2. В случае $N = 2$ получаем линзу Рэля — Вуда. Световая энергия после линзы в основном распределяется между +1-м и -1-м порядками. Дифракционная эффективность в каждом из них равна $\sim 40\%$.

3. При $N = 4$ дифракционная эффективность +1-го порядка достигает 81%. Для практики это наиболее оптимальный случай, так как

* Начало см. в № 3 журнала «Автоматрия» за 1989 г.

технологические трудности при изготовлении снижены, а потери света незначительны.

Границы круговых зон дифракционной линзы определяются в соответствии с обобщенным принципом таутохронизма: разность оптических путей лучей, проходящих через соседние границы, составляет одну длину волны λ . Для преобразования параллельного пучка

$$\sqrt{r_m^2 + f^2} - f = m\lambda; \quad m = 1, 2, 3, \dots, M. \quad (2)$$

$$r_m = \sqrt{2m\lambda f + (m\lambda)^2},$$

Поскольку расположение зон Френеля совпадает со структурой интерференционных полос для линз, полученных голографическим путем, дифракционную линзу иногда называют голографической или интерференционной зонной пластинкой [3]. При $(m\lambda)^2 = 0$ топология зон соответствует геометрической зонной пластинке [4].

Изменяя пространственную частоту зон и их геометрическую форму, можно формировать каустику специального вида с сохранением или без сохранения проективных свойств системы в целом. Зонная пластинка, сосредоточивающая излучение в каустику с заданными продольным и поперечным размерами, называется обобщенной. В этом разделе будут представлены различные варианты обобщенных зонных пластинок, синтезированных на лазерном фотопостроителе.

Дифракционная линза с увеличенной глубиной фокусировки. Для лазерных систем вывода изображений и лазерных измерительных датчиков касания, работающих по принципу триангуляции [5], необходимы элементы, обладающие повышенной глубиной фокусировки. Каустику дифракционной линзы можно изменить в нужном направлении путем введения контролируемых аберраций, при этом ставится задача сохранения постоянной мощности потока лучистой энергии вдоль фокального отрезка, в котором концентрируется энергия.

Найдем функцию пропускания пластинки и соотношения, связывающие точки фокального отрезка с радиальной координатой. Рефракционная линза концентрирует весь освещающий ее световой поток в фокальной точке. Сквозь любую круговую зону в плоскости выходного зрачка, заключенную между радиусами r и $r + \Delta r$, протекает поток лучистой энергии мощностью

$$\Delta W(r) \simeq 2\pi r \left| \frac{U(r)}{U(0)} \right|^2 \Delta r, \quad (3)$$

где $U(r)$ — амплитуда освещающей волны в плоскости линзы. Эта мощность концентрируется в область, расположенную вдоль оптической оси между точками с координатами z и $z + \Delta z$.

В приближении малых углов дифракции справедливо выражение, связывающее фазовую функцию пропускания $\Phi(r)$ и фокусное расстояние z :

$$d\Phi(r)/dr = -(r/z). \quad (4)$$

Объединяя (3) и (4) и требуя постоянство мощности вдоль фокального отрезка

$$\Delta W(r)/\Delta z = 1/\xi, \quad \xi = \text{const},$$

получаем уравнение для определения $\Phi(r)$:

$$\frac{d\Phi(r)}{dr} = -r \left\{ 2\pi\xi \int_0^r \left| \frac{U(r)}{U(0)} \right|^2 r dr + z_0 \right\}^{-1}. \quad (5)$$

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

удаётся получить также для гауссовой волны. В приближении $\frac{\pi \xi r_{\max}^2}{z_0} \ll 1$ уравнение (5) разлагается в ряд Тейлора, что позволяет провести интегрирование:

$$\Phi(r) = \Phi_0 - \frac{1}{z_0} \left\{ \frac{r^2}{2} - \frac{\pi \xi r^4}{4z_0} \right\}. \quad (6)$$

Соответствие между точками фокального отрезка и радиальной координатой следует из выражений (4) и (6):

$$z(r) = z_0 \left(1 + \frac{\pi \xi r^2}{z_0} \right). \quad (7)$$

С помощью (7) определяем постоянную ξ :

$$r = 0, \quad z = z_0, \\ r = R, \quad z = z_0 + \Delta z = z_0 + \pi \xi R^2 \rightarrow \xi = \frac{\Delta z}{\pi R^2},$$

где $2R$ — световой диаметр зонной пластинки.

Таким образом, фазовая функция пропускания (6) получена в приближении $\Delta z/z_0 \ll 1$, что равнозначно требованию малости глубины фокуса по сравнению с фокусным расстоянием. С учетом обобщенного принципа таутохронизма радиусы зон рассчитываются из условия

$$z^2 + r_m^2 = (z + m\lambda)^2. \quad (8)$$

Объединяя (7) и (8), получаем

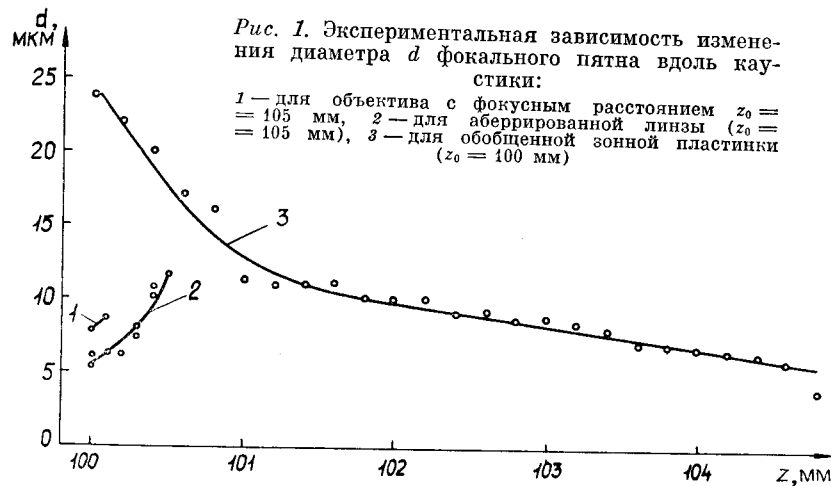
$$r_m = \sqrt{2m\lambda z_0 + (m\lambda)^2 / (1 - 2m\lambda \Delta z / R^2)},$$

что в приближении $\Delta z/z_0 \ll 1$ дает

$$r_m = \sqrt{2m\lambda z_0 + (m\lambda)^2 + (m\lambda)^2 4z_0 \Delta z / R^2 + (m\lambda)^3 2\Delta z / R^2}.$$

Первые два члена подкоренного выражения характеризуют структуру зон обычной дифракционной линзы (см. формулу (2)). Третий и четвертый члены появляются при ненулевых значениях Δz . Они вносят дополнительную, контролируруемую, aberrацию.

Синтезирована дифракционная линза со следующими характеристиками: фокусное расстояние $z_0 = 100$ мм, расчетная глубина фокусировки $\Delta z = 5$ мм, максимальный радиус $R = 10$ мм, $\lambda = 0,63 \cdot 10^{-3}$ мм. Результаты экспериментального исследования ее каустики представлены на рис. 1 и 2. Для сравнения аналогичные измерения проведены для объектива с фокусным расстоянием 105 мм и линзы с увеличенной сфери-



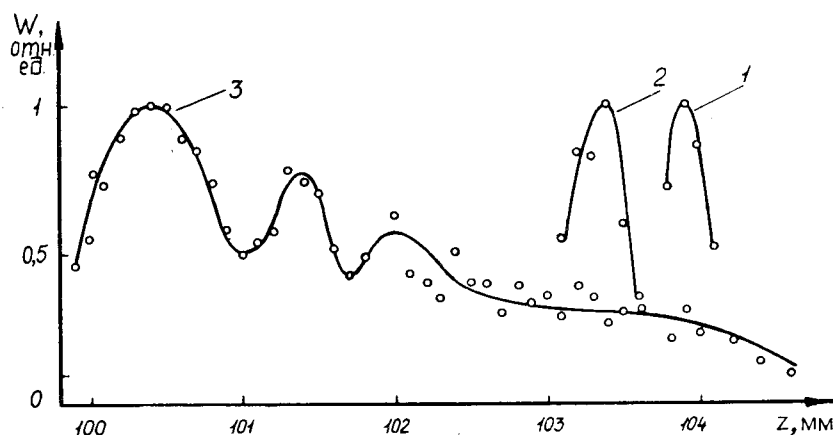


Рис. 2. Экспериментальные кривые распределения плотности энергии W вдоль оси фокального отрезка:
 1 — для объектива с фокусным расстоянием $z_0 = 105$ мм, 2 — для aberrированной линзы ($z_0 = 105$ мм), 3 — для обобщенной зонной пластинки ($z_0 = 100$ мм)

ческой aberrацией ($z_0 = 105$ мм). На рис. 1 приведены экспериментальные зависимости изменения диаметра фокального пятна вдоль каустики. Рисунок хорошо иллюстрирует удлинение каустики для зонной пластинки по сравнению с традиционными элементами. Однако не меньший интерес представляет распределение плотности энергии вдоль оси каустики (см. рис. 2). Кривые 1 и 2, соответствующие объективу и aberrированной линзе, сдвинуты по оси абсцисс для удобства рассмотрения. Новый элемент дает несколько пиков интенсивности, которые вызваны интерференцией паразитных дифракционных порядков. В целом эксперименты хорошо подтверждают расчетные данные.

Логарифмический аксикон. Фазовая функция пропускания аксикона $\Phi_1(r)$, обеспечивающего постоянную интенсивность на оптической оси вдоль фокального отрезка, находится путем решения дифференциального уравнения 2-го порядка, получаемого из интегрального приближения Кирхгофа — Френеля с помощью метода стационарной фазы [6]. Она имеет вид

$$\Phi_1(r) = \tilde{\Phi}'_1 \tilde{r} \ln(\tilde{r}^2 + r^2) + b. \quad (9)$$

Параметры $\tilde{\Phi}'_1$ и \tilde{r} связаны с длиной волны λ , с диаметром перетяжки d_0 и ее местоположением на оптической оси z_0 следующими соотношениями:

$$d_0 = 2,5\lambda / [\pi \tilde{\Phi}'_1(\tilde{r})]; \quad \tilde{r} = - \frac{\tilde{\Phi}'_1(\tilde{r}) z_0}{\sqrt{1 - \tilde{\Phi}'_1{}^2(\tilde{r})}}.$$

Постоянная b позволяет смещать начало отсчета фазы, что необходимо при нумерации зон. Радиусы зон аксикона находим из (9):

$$\Phi_1(r_m) = m\lambda;$$

$$r_m = \sqrt{(\tilde{r}^2 + r_{\min}^2) \exp\left[\frac{\lambda m}{\tilde{\Phi}'_1 \tilde{r}}\right] - \tilde{r}^2}.$$

В соответствии с расчетом был изготовлен аксикон, имеющий следующие параметры: световой диаметр 12 мм, длина фокального отрезка 250 мм, диаметр пятна в перетяжке $d_0 = 20$ мкм.

Результаты измерения диаметра световой линии представлены на рис. 3 точками, сплошная линия соответствует расчетным данным. На рис. 4 приведены результаты исследования распределения плотности энергии вдоль оси фокусировки. Точками отмечены экспериментальные

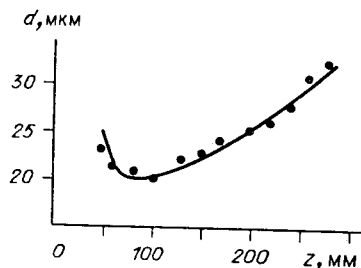


Рис. 3. Изменение диаметра d кружка рассеяния вдоль фокального отрезка

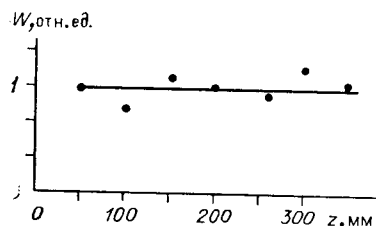


Рис. 4. Распределение плотности энергии W вдоль оси фокусировки (z)

данные одной серии измерений. Прямая линия строилась путем обработки результатов измерений нескольких серий по методу наименьших квадратов. Расчетная прямая параллельна оси абсцисс, т. е. аксикон обеспечивает постоянную (в пределах погрешности) интенсивность на оси.

Аксикон с линзой. Синтезирован новый оптический элемент, сочетающий функции коллимирующего объектива и стеклянного конуса. Этот элемент мы назвали линзаконом. Его рефракционный аналог показан в верхней части рис. 5. Фактически в элементе пространственно совмещены зонная пластинка Френеля (линза) и круговая дифракционная решетка с постоянным шагом (аксикон).

При освещении элемента точечным монохроматическим источником, расположенным в переднем фокусе линзы, в пространстве изображений вдоль оси элемента образуется световая линия. В перпендикулярной плоскости наблюдается нелокализованная интерференционная картина Френеля, представляющая собой круговые полосы с ярким ядром в центре. Распределение интенсивности в поле интерференции описывается квадратом функции Бесселя нулевого порядка от радиальной координаты [7].

Диаметр первого темного кольца, ограничивающего центральный максимум, определяет диаметр световой линии d . Расчет радиусов дифракционных зон можно провести обычным путем, если приравнять разность хода между лучами, проходящими через границы зон, и осевым лучом целому числу длин волн (см. рис. 5):

$$\sqrt{f^2 + r_m^2} - f + r_m \sin \alpha = m\lambda.$$

Отсюда

$$r_m = \frac{\sqrt{f^2 \sin^2 \alpha + 2fm\lambda + m^2\lambda^2} - (f + m\lambda) \sin \alpha}{\cos^2 \alpha}. \quad (10)$$

Обозначения величин ясны из рис. 5. Период зон линзакона не остается постоянным, а уменьшается от центра к краям. В центре он практически не отличается от величины $\lambda/\sin \alpha$. Период периферийных зон можно

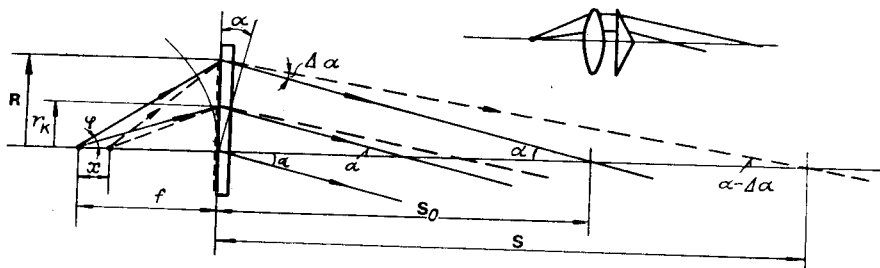


Рис. 5. Преобразование линзаконом сферической волны в коническую с постоянным углом наклона лучей к оси α

оценивать как период решетки, освещенной плоской волной:

$$t \approx \lambda / [r/\sqrt{f^2 + r^2} + \sin \alpha]. \quad (11)$$

Когда источник излучения находится точно в фокусе линзакона, длина световой линии $S_0 = R/\alpha$; ее диаметр $d_0 = 0,766\lambda/\alpha$ не зависит от расстояния L до линзакона, поскольку угол α одинаков для всех лучей. Чтобы увеличить длину световой линии, необходимо приблизить источник излучения к элементу (см. рис. 5). Тогда

$$S = \frac{R}{\alpha - \Delta\alpha} \approx R \left[\alpha - \frac{Rx \cos \varphi}{R^2 + f(f-x)} \right]. \quad (12)$$

В этом случае угол пересечения лучей (показаны на рисунке штриховой линией) с осью не постоянный, а уменьшается от значения, равного α вблизи линзакона, до значения R/S в конце линии, соответственно начальный и конечный диаметры световой линии равны $0,766\lambda/\alpha$ и $0,766\lambda S/R$. Между этими крайними значениями величина d изменяется линейно, так же как для аксикона с постоянным периодом, освещаемого сферической волной. Можно показать, что функция $d(L)$ имеет вид

$$d(L) = 0,766 \frac{\lambda}{\alpha} \left(1 - \frac{L}{S} \right) + 0,766 \frac{\lambda L}{R}. \quad (13)$$

Для практических целей нами были изготовлены амплитудные линзаконы, имеющие следующие параметры: $R = 50$ мм, $f = 300$ мм, $\alpha = 10^{-2}$; $R = 25$ мм, $f = 200$ мм, $\alpha = 10^{-3}$ и $R = 20$ мм, $f = 200$ мм, $\alpha = 10^{-2}$. Первые два элемента предназначались для работы с гелий-неоновым лазером ($\lambda = 0,63$ мкм), а последний — с полупроводниковым лазером видимого диапазона ($\lambda = 0,67$ мкм). Исследование этих элементов показало, что распределение интенсивности в поперечном сечении линии может сильно отличаться от квадрата функции Бесселя 0-го порядка. Существенные искажения в световое распределение вносит неплоскостность и клиновидность подложек. Большой угол клина (до $1'$) и неплоскостность поверхностей в несколько полос вызывали астигматизм в дифракционном изображении, увеличивающийся с ростом радиуса зон. Вы-

яснено, что для элементов с большим диаметром ($2R \sim 100$ мм) непараллельность поверхностей не должна превышать $15''$. Ошибки формы поверхности, асимметричные относительно центра решетки величиной более $\lambda/20$, недопустимы для элементов любого диаметра. Точность изготовления радиусов зон, обеспечиваемая фотопостроителем ($\pm 0,25$ мкм), на качестве изображения не сказывалась.

Для всех элементов проводилось фотометрирование распределения интенсивности в поперечном сечении линии на различных расстояниях. Некоторые результаты приведены на рис. 6.

Оптические элементы, сочетающие в себе функции линзы и круговой решетки, обладают еще одним

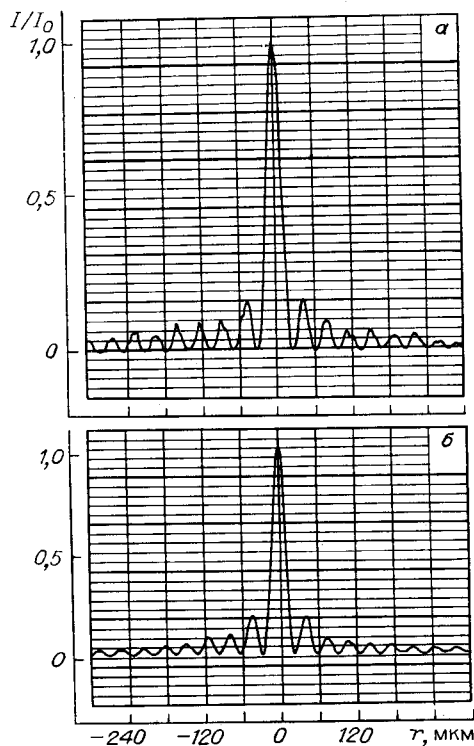


Рис. 6. Распределение интенсивности в поперечном сечении световой линии, образуемой линзаконами с параметрами:

$a - f = 300$ мм, $\alpha = 10^{-2}$, $2R = 100$ мм, $\lambda = 0,63$ мкм; $b - f = 200$ мм, $\alpha = 10^{-2}$, $2R = 40$ мм, $\lambda = 0,67$ мкм

преимуществом по сравнению с обычным дифракционным аксионом [7]. Высокие порядки дифракции не искажают распределение интенсивности в поперечном сечении линии, так как отклоняются к оси под большим углом и за пределами расстояния $L = f$ уходят из поля интерференции.

Предлагаемый нами элемент существенным образом изменяет каустику, увеличивая ее продольный размер, при этом проективные свойства оптической системы не сохраняются. Специфические применения нового элемента — системы объемного видения роботов [5], контроль прямолинейности станин в станкостроении, центрировка и монтаж оборудования.

Дифракционные линзы для принтеров. Эффективность записи изображений в лазерных принтерах и технологических системах со сканерами зависит от распределения энергии по сечению каустики и постоянства линейной скорости движения фокального пятна в плоскости записи. При гауссовом распределении поглощается только треть энергии, если фототклик среды носит пороговый характер. Для формирования заданного распределения энергии в фокальном пятне обращаются к зонным пластинкам, работающим в сочетании с модулирующими фазовыми фильтрами. Постоянство линейной скорости при записи достигается применением $f\theta$ -линз.

1. Модулированные дифракционные линзы, формирующие равномерное и кольцеобразное распределение энергии в фокальном пятне [8]. Оптимальное использование энергии лазера и улучшение эффективности поэлементного процесса записи достигается при равномерном распределении энергии в поперечном сечении каустики. При непрерывном способе записи оптимальным является «кольцеобразное» распределение. Эта задача решается при помощи одного оптического элемента, выполняющего одновременно функции дифракционной линзы и аксиально-симметричной фазовой решетки.

Наглядным и удобным способом расчета функции пропускания такого элемента является представление ее в виде произведения функций пропускания линзы и модулирующего фазового фильтра.

Комплексная функция прозрачности фазового фильтра имеет вид

$$T_1(r) = \begin{cases} 1, & R_1 < r < R; \\ e^{j\pi}, & r < R_1. \end{cases}$$

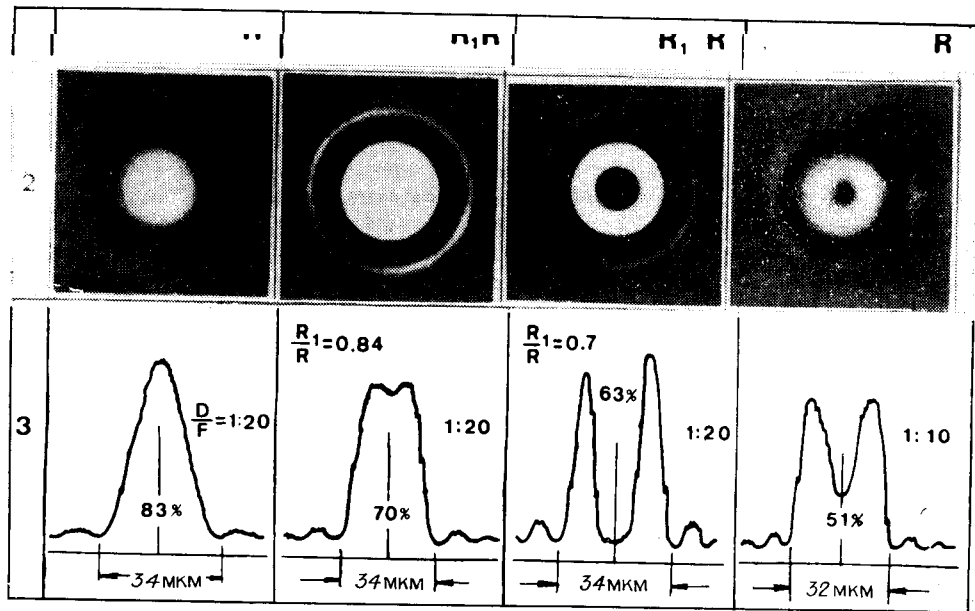
Распределение амплитуды поля в фокальной плоскости определяется сверткой импульсного отклика фазового фильтра с импульсным откликом линзы.

При освещении элемента плоской монохроматической волной распределение интенсивности в фокальном пятне находится из соотношения

$$I(\rho) = \frac{4\pi P}{(\lambda f)^2} \left[\frac{J_1(\xi)}{\xi} - 2 \left(\frac{R_1}{R} \right)^2 \frac{J_1(R_1 \alpha/R)}{R_1 \alpha/R} \right]^2,$$

где $\xi = 2\pi R\rho/\lambda f$; P — полная мощность излучения; ρ — текущая координата фокальной плоскости. Варьируя параметром R_1/R (т. е. меняя диаметр входного зрачка), можно управлять распределением энергии в пятне.

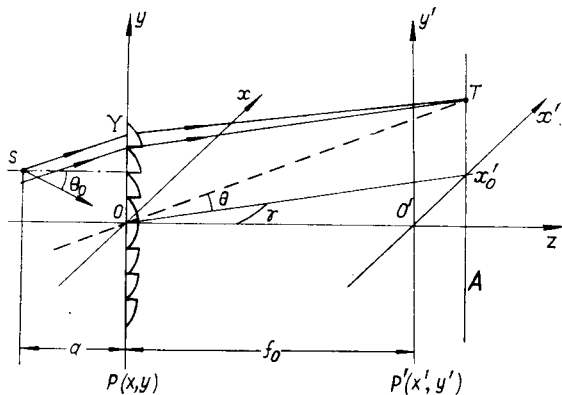
При возрастании отношения R_1/R увеличивается радиус фокального пятна и распределение освещенности будет иметь квазипрямоугольную форму. Дальнейшее увеличение R_1/R приведет к кольцеобразному распределению. В таблице представлены функции пропускания фазовых фильтров (1-я строка), фотографии фокальных пятен (2-я строка), экспериментальные графики функций рассеяния точки и параметры элементов (3-я строка). Для лазерных принтеров существенной характеристикой фокального пятна является мощность в пределах кружка выбранного диаметра. Результаты ее измерения представлены в таблице. Применение дифракционных элементов, сочетающих в себе функции линзы и круговой фазовой решетки, позволяет оптимально согласовать ширину записываемой строки, разрешение и мощность лазера.



2. Дифракционная $f\theta$ -линза. Высота изображения бесконечно удаленного объекта в традиционных линзах пропорциональна $ftg\theta$, где θ — угол падения тонкого пучка на линзу. В лазерных технологических установках и принтерах с большим плоским полем для получения постоянной скорости сканирования требуются $f\theta$ -линзы, у которых ордината фокального пятна (высота, изображения) равна $f\theta$.

Топология зон дифракционной $f\theta$ -линзы определяется с помощью метода расчета хода лучей, дополненного обобщенным принципом таутохронизма.

На рис. 7 показан ход лучей через $f\theta$ -линзу для проходящего света. Система сканирования (например, вращающийся многогранник) осуществляет поворот узкого лазерного пучка в плоскости (z, y) таким образом, что точку S можно считать центром вращения. Зонная пластинка располагается в плоскости $P(x, y)$. Фокальное пятно движется в плоскости сканирования P' по прямой AT , параллельной оси ординат y' . Центр вращения S смещен относительно оптической оси зонной пластинки. Вне-



осевая геометрия позволяет удалить нулевой порядок дифракции с линии сканирования. Произвольный луч SU отклоняется в $(\cdot)T$, определяемую с помощью вспомогательного луча OT , параллельного SU .

Зонная пластинка, фокусирующая широкий наклонный пучок в точку [9], имеет

Рис. 7. Геометрия расположения $f\theta$ -зонной пластинки и линии сканирования

эллиптическую зонную структуру, границы ступеней киноформного рельефа задаются уравнением

$$(x - x_0')^2 + (y - F\Theta \cos \Theta)^2 + (F \cos \Theta \cos \gamma)^2 = (F - y \sin \Theta - \Delta \lambda)^2, \quad (14)$$

где $F = f/\cos \Theta_0 \cos \gamma$; $\Delta = -(n/N) + m$.

Запишем канонический вид уравнения (14) в случае $\gamma = 0$:

$$\frac{x^2}{A^2} + \frac{(y - y_0)^2}{B^2} = 1, \quad (15)$$

$$\text{где } y_{0\Delta+1} = y_{0\Delta} - \lambda \operatorname{tg} \Theta / \cos \Theta; \quad (16)$$

$$A_{\Delta+1}^2 = A_{\Delta}^2 + \left[2F \left(\frac{1}{\cos \Theta} - \Theta \sin \Theta \right) + (2\Delta + 1) \lambda \right] \lambda / \cos^2 \Theta; \quad (17)$$

$$B_{\Delta+1}^2 = B_{\Delta}^2 / \cos^2 \Theta. \quad (18)$$

Задавая число ступеней рельефа N , номер шаблона (ступеньки) n и изменяя номер киноформной зоны m от 1 до M , можно рассчитать набор параметров A , B , y_0 эллиптической зонной структуры элемента, фокусирующего широкий наклонный пучок в точку.

Задача расчета $f\Theta$ -линзы более сложная, поскольку, во-первых, угол наклона освещающего пучка Θ связан с координатой y соотношением $y = a \operatorname{tg} \Theta$ и, во-вторых, пучок имеет конечную ширину. Фактически это задача нелинейного программирования: найти решение уравнения (14), описывающее некие кривые на плоскости и обеспечивающее минимальные aberrации на ширине пучка при дополнительном условии $y = a \operatorname{tg} \Theta$ и переменных параметрах N , m , n .

Для решения данной задачи предлагается следующий метод. Исходя из имеющейся информации (наклонные пучки фокусируются эллиптическими зонными пластинками), предполагаем, что киноформные зоны имеют вид эллипсов, а оптимизацию параметров A , B , y_0 каждого эллипса с номерами n , m , N проводим в соответствии с требованием минимизировать aberrации в пределах ширины освещающего пучка.

Используя выражения (16)–(18), рассчитываем последующие значения A , B , y_0 по предыдущим, вводя необходимые поправки на угол наклона пучка Θ . Существует несколько способов коррекции эллипсов. Рассмотрим два из них. Пусть освещающий пучок достаточно узкий. Параметры первой зоны фотошаблона находим по формуле (14) при $\Theta = 0$. Каждую последующую $(\Delta + 1)$ зону считаем по формулам (15)–(18), учитывая, что угол $\Theta_{\Delta+1}$ зависит от величины y_{Δ} следующим образом: $\operatorname{tg} \Theta_{\Delta+1} = y_{\Delta}/a$.

Фотошаблон состоит из набора эллиптических зон, центры которых сдвигаются по мере увеличения номера зоны. Картина симметрична относительно оси x .

Таким способом можно получить хорошее приближение решения для пучков, ширина которых порядка нескольких зон. Улучшить aberrационные свойства дифракционной $f\Theta$ -линзы для более широких пучков удастся, если корректировку параметров эллипсов производить только по мере того, как перестает выполняться условие Рэлея на aberrации относительно центрального луча падающего пучка.

Проведенное рассмотрение легко перенести на другие варианты расположения зонной пластинки в оптической схеме. Отражающие зонные пластинки позволяют избегать потерь мощности на поглощение в подложке, но имеют большую пространственную частоту дифракционной структуры. Упрощения топологии структуры можно добиться, вводя дополнительную цилиндрическую линзу.

Асферическая дифракционная линза. В оптических трактах считывающих головок для устройств оптической памяти широко используются линзы с одной или двумя асферическими поверхностями или гибридные элементы, состоящие из рефракционной линзы с киноформным корректором. Ниже приведены методика расчета и результаты экспериментального ис-

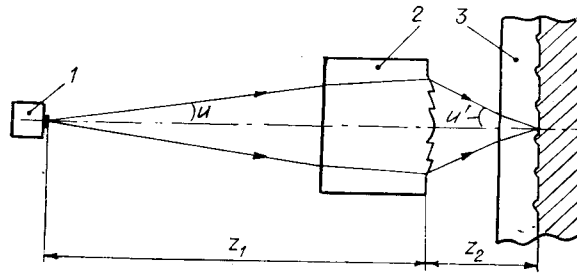


Рис. 8. Оптическая схема микрообъектива для головки считывания:

1 — полупроводниковый лазер ($\lambda = 0,79$ мкм), 2 — подложка с киноформной линзой (толщина 3 мм, $n = 1,51$), 3 — защитное покрытие диска (толщина 1,2 мм, $n = 1,49$), $\sin u = 0,11$, $\sin u' = 0,45$, $z_1 = 11$ мм, $z_2 = 3,2$ мм

следования дифракционной линзы, проецирующей тело свечения полупроводникового лазера в плоскость компакт-диска. Описание головки считывания приведено в разд. III. На рис. 8 показаны оптическая схема микрообъектива головки считывания (дифракционной линзы) и ее параметры, полученные в результате расчета.

Предполагается, что функция фазовой задержки элемента является четной по радиусу, поэтому ее производная аппроксимируется выражением

$$\frac{\partial \Phi}{\partial r} = \sum_{i=1}^4 D_i r^{2i-1},$$

где r — радиальная координата в плоскости расположения элемента; D_i — постоянные коэффициенты, которые необходимо подобрать.

Для функции фазовой задержки дифракционной линзы выполняется принцип суперпозиции [10, 11], благодаря которому можно представить $\frac{\partial \Phi}{\partial r}$ в виде разности

$$\frac{\partial \Phi}{\partial r} = n_2 \beta(r) - n_1 \alpha(r),$$

здесь $\alpha(r)$ — направляющий косинус прямого луча (от источника до дифракционной линзы), а $\beta(r)$ — обратного (от компакт-диска до дифракционной линзы); n_1, n_2 — показатели преломления со стороны прямого и обратного луча соответственно.

Функции $n_1 \alpha(r)$ и $n_2 \beta(r)$ аппроксимируются следующим образом:

$$n_1 \alpha(r) = \sum_{i=1}^4 A_i r^{2i-1}, \quad n_2 \beta(r) = \sum_{i=1}^4 B_i r^{2i-1}.$$

Для нахождения коэффициентов A_i и B_i используется стандартная программа расчета рефракционных осесимметричных оптических систем на ЭВМ, с помощью которой в четырех точках на поверхности дифракционного элемента вычисляются значения направляющих косинусов в прямом и обратном ходе лучей, причем совсем не обязательно, чтобы эти точки совпадали, как предполагается, например, в [12], так как выбор точек для интерполяции гладкой функции может быть достаточно произволен.

После этого решаются две системы из четырех линейных уравнений:

$$\sum_{i=1}^4 A_i r_k^{2i-1} = \alpha(r_k) n_1 \quad (k = 1, 2, 3, 4);$$

$$\sum_{i=1}^4 B_i r_j^{2i-1} = \beta(r_j) n_2 \quad (j = 1, 2, 3, 4),$$

где r_k и r_j — координаты точек, для которых рассчитаны направляющие косинусы прямых и обратных лучей. Вводя обозначение $D_i = B_i - A_i$, находим

$$\Phi(r) = \int \frac{\partial \Phi}{\partial r} dr = \sum_{i=1}^4 \frac{D_i}{2i} r^{2i} + \Phi_0,$$

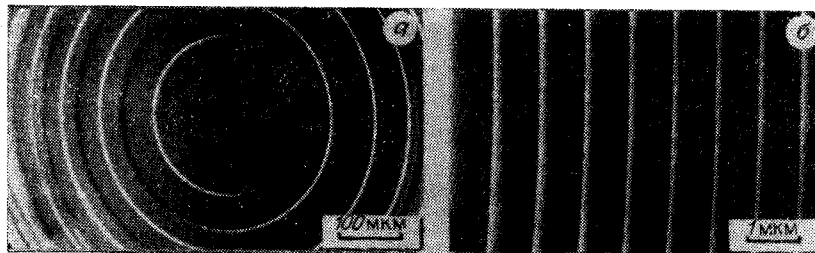


Рис. 9. Фрагменты дифракционной линзы, полученные на электронном сканирующем микроскопе

где Φ_0 — произвольная константа, не влияющая на работу дифракционной линзы. Значением этой константы удобно варьировать при расчете радиусов киноформных зон по формуле $\Phi(r_m) = m\lambda$.

Точность вычисления функции $\Phi(r)$ при световом диаметре 2,8 мм, апертурном угле в пространстве предметов 0,11 и в пространстве изображений 0,45 составляла $\lambda/32$ ($\lambda = 0,79$ мкм).

Фотошаблон дифракционной линзы изготавливался по термохимической технологии [13] с увеличением в 10 раз. Далее с помощью фотоповторителя UER изображение линзы уменьшалось и мультиплицировалось на стандартных стеклянных пластинах для фотолитографии размером $102 \times 102 \times 2,5$ мм. Травление стекла через маску (хром или окись железа) осуществлялось на установке ионно-лучевого травления с использованием аргона или четырехфтористого углерода. Маскирующее покрытие затем убиралось. На рис. 9 приведены полученные на электронном сканирующем микроскопе изображения фрагментов дифракционной линзы: центральной области (а) и зон на краю линзы (б). Минимальная ширина зон составила 0,61 мкм, глубина — около 0,8 мкм. Полученные при одинаковом увеличении фотографии кружков рассеяния дифракционной линзы (а) и для сравнения серийного объектива (б) головки KSS-123 фирмы «Sony» приведены на рис. 10. Диаметр пятна 2,1 мкм, дифракционная эффективность изготовленных линз с бинарным профилем 25—30 %.

Растры с дифракционными штрихами (грабациями). Важным преимуществом лазерного фотопостроителя является возможность синтеза радиальных решеток, прецизионных круговых шкал, кодовых лимбов и мастер-дисков оптической памяти. Остановимся на существенно новых оптических элементах — растрах с дифракционными штрихами. Подробно эти элементы исследованы в [14, 15]. В дифракционных растрах по сравнению с обычными (рис. 11, а) вводится дополнительное растривание штрихов в направлении, перпендикулярном направлению их чередования (рис. 11, б). При двойном растривании светомодулирующие штрихи обычных шкал замещаются светоотклоняющими, выполненными в виде одномерных дифракционных решеток или зонных пластинок. В отличие от стандартных штриховых шкал мы получили возможность

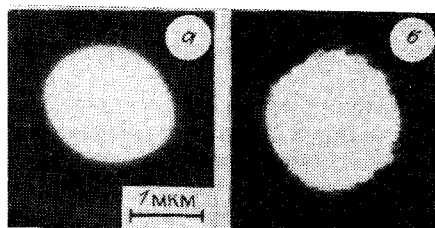


Рис. 10. Кружки рассеяния дифракционной линзы (а) и серийного объектива головки KSS-123 фирмы «Sony» (б)

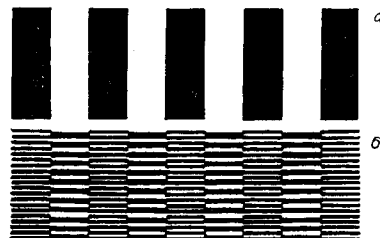


Рис. 11. Сравнение структур обычного одномерного растра (а) и растра с дифракционными штрихами (б)



ющей способностью и дают возможность организовать перекрестные оптические связи при кодировании данных. Это по-

зволяет увеличить объем передаваемой информации, так как теперь каждый штрих получает возможность отклонять свет под различными углами.

На рис. 12 представлено упрощенное изображение фрагмента шкалы дифракционного кодового раstra. Шкала нанесена на периферийной части диска и состоит из четырех кодовых дорожек q_1, \dots, q_4 . Отдельные градации каждой дорожки состоят из элементов киноформных линз. Так, например, первые участки дорожек q_1 и q_4 принадлежат одной линзе, а дорожек q_2 и q_3 — другой, причем оптические центры этих линз смещены относительно друг друга, и, следовательно, фокусировка света осуществляется в пространственно разнесенные точки, сопряженные с разными фотоэлементами системы считывания информации. При смещении кодовой шкалы свет будет перераспределяться между площадками линейки фотоприемников, т. е. такая шкала действует как многофокусная дифракционная линза, имеющая в зависимости от кодовой комбинации от одной до нескольких областей фокусировки света.

В отличие от известных стандартных штриховых шкал дифракционные шкалы имеют более высокую информационную емкость, а также позволяют повысить точность отсчета положения лимба и помехоустойчивость кодирования информации за счет контроля, например, постоянства суммы сигналов, регистрируемых ото всех кодовых дорожек. При работе решеток в отраженном линейно поляризованном свете удается так построить схему считывания информации, чтобы перейти к работе в области аномальной дифракции Вуда [16] и тем самым резко повысить дифракционную эффективность элемента.

III. Оптические системы с киноформными элементами. Применение дифракционных элементов позволяет сократить число компонентов в оптических системах за счет объединения функциональных свойств нескольких элементов в одном. Киноформы в сочетании с обычными оптическими элементами позволяют сократить габариты, массу и стоимость традиционных оптических приборов и создать принципиально новые оптические системы, не имеющие аналогов.

Старые мастера исправляли качество оптических систем путем «ретуши»: тонкой полировкой до долей длины волны они наносили на поверхность объектива искусственные дефекты (местные и зональные), уменьшающие волновую абберацию системы в целом. Фактически при этом интуитивно использовались те фундаментальные принципы, которые лежат в основе действия современных оптических систем, состоящих из рефракционных и дифракционных элементов.

Ниже представлены результаты экспериментального исследования различных оптических систем, состоящих из классических и киноформных элементов.

Двухфокусный микроскоп. Для наблюдения микрообъектов (марки, перекрестия, знаки совмещения), расположенных в различных предметных плоскостях, и выставления их по одной линии применяют микроскопы совмещения. При решении типичных задач контактной фотолитографии расстояние между предметными плоскостями составляет обычно 5—20 мкм. В установках совмещения рентгенолитографии с использованием синхротронного излучения расстояние между подложкой и рентгеношаблоном достигает 20—100 мкм, и для одновременного наблюдения их требуется микроскоп с повышенной глубиной резкости.

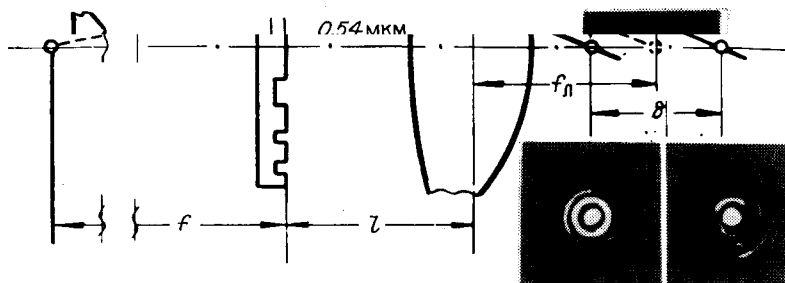


Рис. 13. Оптическая схема двухфокусной системы в обратном ходе лучей

В настоящей работе представлены результаты исследования двухфокусного микроскопа [17], в оптическую систему которого включены дифракционные элементы: линза Рэля — Вуда или зонная пластинка со специальным фазовым профилем зон, показанным в верхней левой части рис. 13. Там же приведена принципиальная оптическая схема двухфокусной системы в обратном ходе лучей. Линза Рэля — Вуда работает одновременно как комбинация из рассеивающих и собирающих линз. Параллельный пучок, падающий на дифракционную линзу, делится таким образом, что 81 % энергии распределяется поровну между фокусами +1-го и -1-го порядков. Лучи, дифрагированные в +1-й порядок, соберутся перед фокальной плоскостью объектива в точке 1; дифрагированные в -1-й порядок фокусируются в точке 2. Расстояние между точками 1 и 2 (при $f \gg f_x$ и $f \gg l$) можно определить из простого соотношения

$$\delta \approx 2f_x^2 \lambda / \lambda_0 f.$$

Здесь λ_0 — длина волны, для которой рассчитана линза Рэля — Вуда; λ — рабочая длина волны. Остальные обозначения понятны из рис. 13. При $f_x = 10$ мм, $f = 1000$ мм, $l = 0$ расстояние между микрообъектами δ изменяется от 150 до 200 мкм в спектральной области 656—486 нм. Для исключения хроматических aberrаций необходимо ограничить ширину спектра источника света величиной $\Delta\lambda = (\lambda/D)^2 f$. При $\lambda = 0,55 \cdot 10^{-3}$ мм, $D = 4$ мм, $f = 1000$ мм допустимый спектральный диапазон составляет $\Delta\lambda \sim 5$ нм, что позволяет применять обычные источники света с интерференционными светофильтрами. Существенным недостатком рассматриваемой двухфокусной системы является рассеянный свет, возникающий из-за наличия дифракционных порядков выше первого. Устранить его позволяет применение специальной киноформной линзы, выполненной в виде круговой зонной пластинки. Фазовый рельеф внутри четных зон соответствует рельефу собирающей линзы, а внутри нечетных зон — рассеивающей, изменяясь по квадратичному закону от 0 до 2π (см. рис. 13). Для минимизации волновых aberrаций необходимо применять линзы с максимально возможным фокусным расстоянием и располагать наблюдаемые объекты в фокальных плоскостях двухфокусной системы.

На рис. 14 представлен один из вариантов принципиальной оптической схемы двухфокусного микроскопа, работающего в отраженном свете. Осветитель микроскопа 7 выполнен по схеме Келера и обеспечивает телецентрический ход лучей через микрообъектив 1 с киноформной насадкой 2. Линза Рэля — Вуда располагается в выходном зрачке микрообъектива, образуя с ним двухфокусную систему. Такое расположение позволяет обеспечить оптимальное освещение обеих предметных плоско-

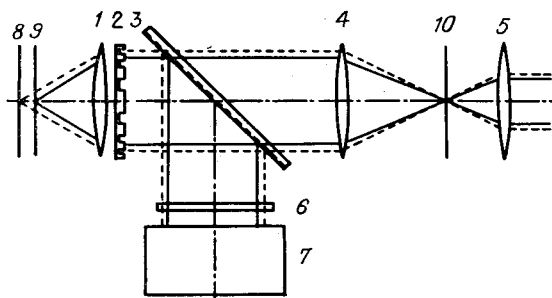


Рис. 14. Принципиальная оптическая схема двухфокусного микроскопа, работающего в отраженном свете

эктив 4, который совмещает изображения микрообъектов в плоскости 10. Изображение рассматривается в окуляр 5. Интерференционный фильтр 6 служит для выделения узкой спектральной полосы. Перестройку полосы пропускания можно осуществлять путем его смены или наклона по отношению к оптической оси. Линейное увеличение системы объектив — киноформная линза — тубусный объектив определяется обычным путем для каждой предметной плоскости.

Экспериментальная проверка предложенной системы проводилась с микрообъективами 16/0,2 и 6,3/0,65. Линза Рэля — Вуда диаметром 8 мм ($f = 1000$ мм, $\lambda_0 = 0,55$ мкм) была изготовлена фотолитографическим путем с применением реактивного ионного травления. Распределение света вблизи каждого из фокусов имеет вид, характерный для малой первичной сферической aberrации. Радиус первого темного кольца дифракционного пятна составляет для микрообъектива без насадки 1,9 мкм, для двухфокусной системы: первый фокус 1,85 мкм, второй — 1,87 мкм. Было проведено математическое моделирование процесса искажения распределения света вблизи фокуса при наличии сферической aberrации. Характер искажений полностью определяется величиной волновой aberrации. Сравнение расчетных кривых с экспериментальными позволяет найти порядок величины сферической aberrации системы, которая равняется $\sim 0,9\lambda$ для каждого из фокусов. Распределение световой энергии между фокусами составляет для первого фокуса 43,1 %, для второго — 49,3 %.

Полученные результаты и проведенные экспертные оценки позволяют сделать вывод о возможности применения микрообъективов с киноформной насадкой в стандартных микроскопах совмещения для придания им свойств двухфокусности. Представленный пример показывает, что с помощью киноформов можно управлять распределением энергии в каустике при сохранении проективных свойств оптической системы.

Лазерная струна. Для контроля прямолинейности направляющих больших станков и выставления оборудования по прямой был построен прибор, в котором элементом, формирующим световую визирную линию, является линзакон. На рис. 15 представлена принципиальная оптическая схема лазерной струны. Излучение гелий-неонового лазера 1 фокусируется микрообъективом 2 в точку, расположенную вблизи фокуса линзакона 3. За элементом располагают матричный фотоприемник 4, связанный с контролируемой станиной, 5 — регистрирующее устройство. Задача контроля — определить смещение фотоприемника относительно оптической линии, задаваемой источником и центром линзакона.

Для практических целей требовалось, чтобы длина световой линии составляла 50 м, а ее поперечное сечение не превышало 500 мкм. Из выражения (13) видно, что это условие выполняется при линейной апертуре элемента $2R$, равной 100 мм. При выборе фокусного расстояния необходимо удовлетворить два требования: 1) уменьшить габариты прибора и 2) обеспечить возможность качественного фотолитографического копирования, для чего ширина зон должна быть больше 1,5 мкм. Фокусное расстояние 300 мм является оптимальным.

Линзаконы со световым диаметром 100 мм, $f = 300$ мм и $\alpha = 10^{-2}$ изготовлены на подложках высокого качества. При освещении точечным

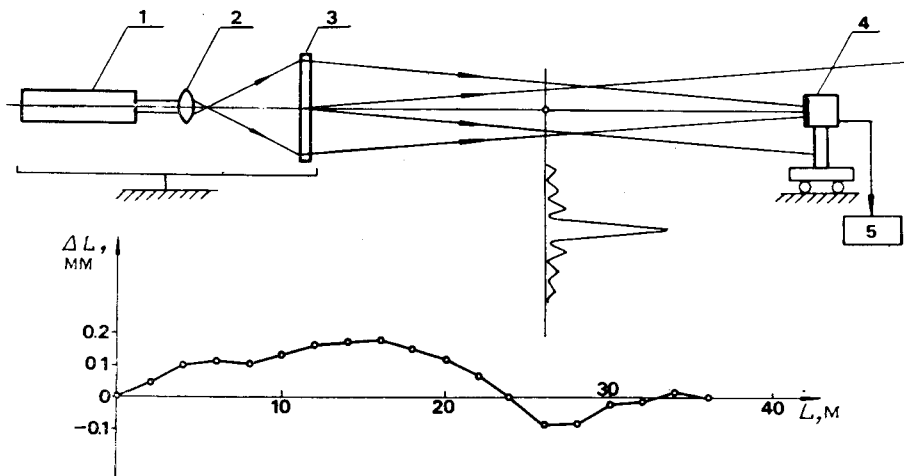


Рис. 15. Принципиальная оптическая схема лазерной струны

источником с $\lambda = 0,63$ мкм, находящимся в фокусе, элементы образуют световую линию длиной 5 м с постоянным диаметром центрального яркого пятна ~ 50 мкм. Сместя источник в сторону линзакона, получаем линию различной длины от 5 до 50 м. Исследования элементов проводились при настройке на длину 5 и 25 м. Проверка прямолинейности линии осуществлялась по стандартной методике [18] с многократным прохождением направляющих туда и обратно при двух положениях линзакона относительно оси: 0 и 180°, что исключало влияние непрямолинейности направляющих. Отклонения от прямолинейности световой линии линзакона не превысили 15 мкм.

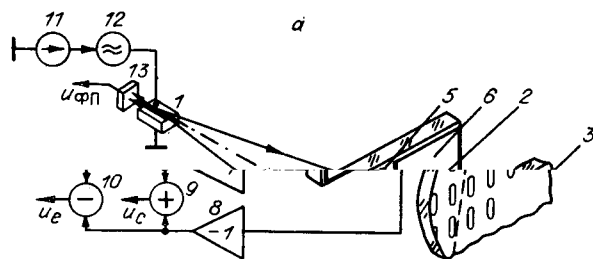
В нижней части рис. 15 представлены результаты проверки станины длиной 36 м в производственных условиях. Средняя квадратическая погрешность не превышала 40 мкм.

Следует подчеркнуть, что лазерная струна — очень простой прибор, состоящий фактически из одного оптического элемента — линзакона, поскольку микрообъектив в схеме рис. 15 может быть устранен при работе с полупроводниковым лазером, тело свечения которого представляет точечный источник.

Считывающая головка для лазерного проигрывателя. В цифровых лазерных проигрывателях воспроизведение записанной на диск информации осуществляется считывающей головкой, оптический тракт которой является сложной проекционной системой. Эта система выполняет перенос тела свечения полупроводникового лазера в плоскость компакт-диска и обратно через светоделитель к фотоприемной матрице. Кроме того, оптическая схема головки включает датчики автоматической фокусировки и слежения за дорожкой.

В наиболее совершенных считывающих головках ведущих фирм мира («Philips», «Sony», «Matsushita» и др.) используется технология изготовления высококачественных асферических линз путем литья из стекла или пластика. Это позволило создать головки, состоящие всего из 5—7 элементов. Дальнейший прогресс связан с применением интегральной и дифракционной оптики, позволяющей изготавливать все основные узлы по хорошо освоенной в электронной промышленности технологии фотолитографии. Обращение к дифракционной оптике потребовало пересмотра концепции построения оптической схемы. В предлагаемой нами системе [19] осуществлено пространственное разнесение каналов подсветки диска и считывания информации. Из рис. 16, а видно, что головка состоит всего из двух элементов: полупроводникового лазера 1 и оптического блока 2 с фотоприемниками 5, 6.

Такая головка по своим характеристикам (размеры, масса и т. д.) не уступает головке [20], выполненной в виде оптической интегральной



топриемником (а) и осциллограммы напряжения на выходах суммирующего и вычитающего устройств (б)

схемы. Считывающие фотоприемники 5, 6 имеют кольцевую форму и установлены коаксиально с дифракционным объективом 2 (они могут быть выполнены на одной подложке из стекла или сапфира). Разделение кольцевого фотоприемника на отдельные секторы (два или четыре) обеспечивает получение электрических сигналов, необходимых для работы систем слежения за дорожкой и автоматической фокусировки.

Головка работает следующим образом. Оптическое излучение полупроводникового лазера 1 фокусируется дифракционным объективом 2 на поверхность компакт-диска 3. В отсутствие информационных «питов» 4 свет зеркально отражается от поверхности диска, вторично проходит объектив и направляется обратно к лазеру. Когда считывающее пятно совмещается с «питом», световой поток дифрагирует на нем и рассеивается в значительный телесный угол. Дифрагированный поток (штриховые линии) воспринимается кольцевым фотоприемником, секторы 5 и 6 которого соединены через согласующие усилители 7 и 8 с суммирующим 9 и вычитающим 10 устройствами. На выходах последних формируются соответственно информационный сигнал и сигнал слежения за дорожкой. При отсутствии «питов» световой поток к фотоприемнику практически не поступает, поэтому глубина модуляции информационного сигнала стремится к 100 %, что позволяет воспроизводить цифровую информацию с высокой степенью достоверности.

Особенностью рассматриваемой схемы является появление оптической обратной связи, возникающей за счет попадания в резонатор лазера 1 света, отраженного от поверхности диска 3. Оптическая обратная связь приводит к увеличению уровня шумов излучения лазера. Для ее исключения мы через блок 12 ввели модуляцию тока питания лазера с частотой 50—100 МГц. При этом невозможен случайный перескок мод, возникающий из-за действия оптической обратной связи. Модуляция тока лазера и соответственно частоты излучения не влияет на процесс считывания информации, так как частота модуляции значительно выше частоты информационного сигнала.

Оптическое излучение с другого торца лазера 1 воспринимается встроенным фотоприемником 13, выходной сигнал которого используется для работы системы 11 стабилизации мощности излучения.

В экспериментальном макете, выполненном по схеме рис. 16, а, использовались одномодовый полупроводниковый лазер ИЛПН-210 и дифракционная линза диаметром 2,8 мм. Расчет структуры асферической линзы и результаты ее испытания приведены в предыдущем разделе. Два бескорпусных кремниевых фотодиода размерами $2,5 \times 2$ мм приклеивались непосредственно к стеклянной подложке дифракционной линзы. Установленный в фокальной плоскости линзы компакт-диск перемещался исполнительным элементом так, что считывающее пятно головки пересекало информационные дорожки под углом приблизительно 2° (на рис. 16, а траектория перемещения в плоскости диска показана штрихо-

Рис. 17. Оптическая схема преобразователя угол-код

вой линией). На рис. 16, б приведены осциллограммы суммы 1 и разности 2 выходных сигналов фотодиодов.

Появление импульсов напряжения на выходах фотодиодов соответствует моментам пересечения считывающего пятна информационных «питов». Из осциллограммы следует, что, когда центры считывающего пятна и информационной дорожки совпадают, величина суммарного сигнала достигает максимума, а полярность разностного меняется на противоположную. Суммарный сигнал может быть использован для работы декодера воспроизводящего устройства, а разностный после усреднения — для работы системы радиального слежения за дорожкой.

Преобразователь угол-код. На рис. 17 показана оптическая схема считывания информации с кругового лимба 1, штрихи шкалы которого выполнены в виде одномерных дифракционных решеток. Центр вращения лимба обозначен точкой 0. Считывающая головка состоит из сферического ретрорефлектора 2, источника излучения 3 (полупроводникового лазера) и фотоприемной линейки 4. Свет от источника 3 после первого отражения ретрорефлектором 2 попадает на штрихи шкалы лимба 1. Каждый штрих представляет собой дифракционную решетку в виде зонной пластинки Френеля. Фактически шкала состоит из набора узких отражательных дифракционных линз, имеющих различное смещение оптических центров и позволяющих после повторного отражения от ретрорефлектора 2 собирать излучение на площадках фотоприемной линейки 4. Углы падения света на шкалу лимба и углы дифракции подбираются таким образом, чтобы каждая решетка работала в области аномалии Вуда. При вращении лимба в освещенную зону считывания попадает следующий штрих шкалы, решетка которого имеет иное смещение оптического центра. После дифракционного отражения от нового штриха пучок света будет поступать на другую площадку фотоприемной линейки 4.

На рис. 18 представлен увеличенный фрагмент структуры шкалы лимба. В центре фрагмента виден пространственный переход между смежными штрихами. Шкала была синтезирована на лазерном фотополостроителе и имеет средний период 0,9 мкм. На рис. 19 последова-

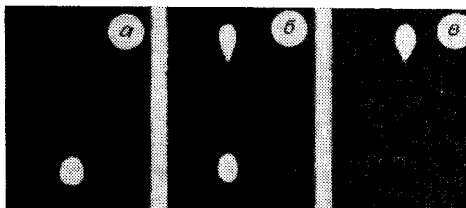
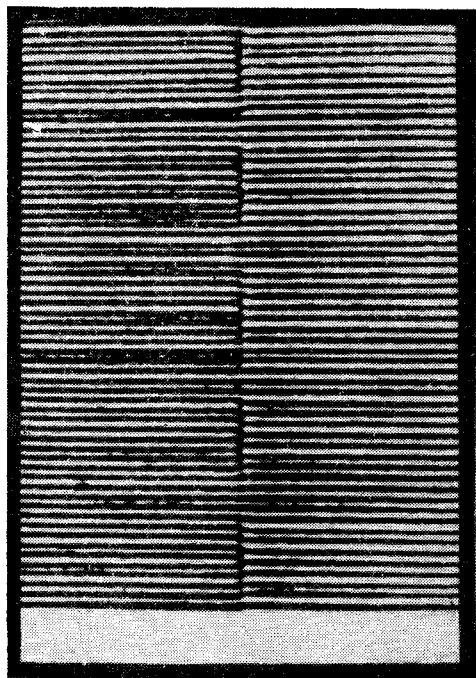


Рис. 19. Распределения освещенности в плоскости площадок фотоприемников, соответствующие нахождению в зоне считывания штриха первого типа (а), пространственного перехода между смежными штрихами (б) и штриха второго типа (в)

Рис. 18. Фрагмент структуры шкалы лимба

тельно отображены картины распределения освещенности на площадках фотоприемной липейки соответственно при пахождении в зоне считывания штриха первого типа, пространственного перехода между смежными штрихами и штриха второго типа.

Заключение. Приведенные результаты иллюстрируют возможности лазерной компьютерной фототехнологии. Расчет оптического элемента и его изготовление практически совмещаются в едином технологическом цикле. Совмещение профессий оптика-расчетчика и изготовителя существенно изменит ситуацию и будет стимулировать появление новых компонентов, аналогов которых не имела классическая оптика. Впервые оптик овладеет искусством изготовления точной оптической поверхности произвольной формы и получит возможность создавать элементы с заданным распределением энергии в каустике.

Появление новых элементов стимулирует развитие оптических приборов и устройств, отличающихся простотой конструкции и обладающих возможностью массового тиражирования без существенных материальных затрат.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bryngdahl O. Computer-generated holograms as generalized optical components // Opt. Eng.— 1975.— 14, N 5.— P. 426.
2. Слюсарев Г. Г. Оптические системы с фазовыми слоями // ДАН СССР.— 1957.— 113, № 4.
3. Young M. Zone plates and their aberrations // JOSA.— 1972.— 62, N 8.— P. 972.
4. Ono Y., Nishida N. Holographic laser scanner using generated zone plates // JOSA.— 1982.— 21, N 24.— P. 4542.
5. Bickel G., Häusler G., Maul M. Triangulation with expanded range of depth // Opt. Eng.— 1985.— 24.— P. 975.
6. Пальчикова И. Г. Синтез фазовой структуры киноформных аксикопов.— Новосибирск, 1986.— (Препр./СО АН СССР. ИАиЭ; 328).
7. Mikhaltsova I. A., Nalivaiko V. I., Soldatenkov L. S. Kinoform axicons // Optik.— 1984.— 67, N 3.— S. 267.
8. Пальчикова И. Г., Полещук А. Г. Киноформы для лазерных систем записи информации // Тез. докл. V Всесоюз. конф. «Оптика лазеров».— Л.: ГОИ, 1986.
9. Ленкова Г. А. Поворотный фокусирующий киноформ // Автометрия.— 1985.— № 6.
10. Ган М. А. Моделирование на ЭВМ голографической коррекции aberrаций оптических систем // Оптика и спектроскопия.— 1976.— 41, № 4.
11. Бобров С. Г., Грейсух Г. И., Туркевич Ю. Г. Оптика дифракционных элементов и систем.— Л.: Машиностроение, 1986.
12. Парицкая Г. Г., Медведев В. С. Расчет хода лучей через оптические системы, содержащие ГДР // ОМП.— 1975.— № 3.
13. Ведерников В. М., Кирьянов В. П., Корольков В. П. и др. Лазерная технология изготовления круговых шкал и кодовых дисков.— Новосибирск, 1986.— (Препр./СО АН СССР. ИАиЭ; 319).
14. Седухин А. Г. Преобразователи информации на основе растров с дифракционными градиациями.— Новосибирск, 1987.— (Препр./СО АН СССР. ИАиЭ; 359).
15. А. с. 1292181 СССР. Преобразователь перемещения в код/А. Г. Седухин.— Опубл. 23.02.87. Бюл. № 7.
16. Electromagnetic Theory of Gratings/Ed. R. Petit.— Berlin, Heidelberg, New York: Springer-Verlag, 1980.
17. Koronkevitch V. P., Nagorni V. N., Palchikova I. G., Poleshchuk A. G. Bifocus microscope // Optik.— 1988.— 78, N 2.— S. 64.
18. Ямбаев Х. К. Высокоточные створные измерения.— М.: Недра, 1978.
19. Коронкевич В. П., Полещук А. Г., Пальчикова И. Г. Считывание информации с компакт-дисков лазерной головкой с дифракционной оптикой // Квантовая электрон.— 1988.— № 10.
20. Osamu W. e. a. Recent progress in optoelectronic integrated circuits // IEEE Quan. Electron.— 1986.— QE-22, N 6.— P. 805.

Поступила в редакцию 20 февраля 1989 г.