

ЭЛЕМЕНТЫ ДИФРАКЦИОННОЙ ОПТИКИ

УДК 621.391

В. П. Коронкевич, И. А. Михальцова, Е. Г. Чурин, Ю. И. Юрлов  
(Новосибирск)

ДИФРАКЦИОННЫЙ ЭЛЕМЕНТ  
ДЛЯ «ОБОСТРЕНИЯ» ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ

Методами лазерной фототехнологии синтезирован дифракционный оптический элемент, преобразующий точку на входе в яркую каустику (линию), вытянутую вдоль оптической оси. Построен прибор для контроля прямолинейности больших станин и центрировки деталей. Проведены эксперименты по определению макро- и микроформы объектов.

**Введение.** Аксиально-симметричный дифракционный элемент, сочетающий функции коллимирующего объектива и стеклянного конуса, назван нами линзаконом [1]. Он синтезирован на прецизионном лазерном фотопостроителе [2] и применен для метрологических целей [3]. В новом элементе, преобразующем сферическую волну в коническую, совмещены зонная пластинка Френеля (линза) и круговая дифракционная решетка с постоянным шагом (аксикон). Элемент выполняет функции четырех классических дифракционных элементов: плоскопараллельной пластинки (подложка), положительной и отрицательной линз (ЗП Френеля) и стеклянного конуса (круговая решетка).

Преобразование световых пучков при помощи конических поверхностей было известно [4] задолго до первых работ Мак-Леода [5, 6], в которых он назвал «аксиконами» класс оптических элементов, имеющих осевую симметрию и образующих вдоль оси мультиплицированные изображения точечного источника или формирующих непрерывную «световую линию». Несмотря на привлекательные свойства новых элементов, аксиконная оптика не получила широкого применения в видимой области спектра из-за отсутствия надежной технологии изготовления конических поверхностей высокого оптического качества.

В поисках элементов, обладающих свойствами аксиконов, но более простых в изготовлении, разработчики оптических систем старались существенным образом увеличить длину каустики обычного объектива за счет гипертрафированной сферической аберрации или использовать для этой цели оптические свойства круговых дифракционных решеток. Примером развития первого направления являются работы Стила [7] и Левина [8, 9]. К сожалению, местные ошибки сферических поверхностей объектива искажали прямолинейность каустики и значительно снижали точность визирования, требуя постоянной аттестации элемента.

Обращение к круговым решеткам [10—13] привело к появлению промышленных образцов приборов для контроля прямолинейности и плоскостности поверхностей и прямолинейности перемещения подвижных узлов машин. Иллюстрацией здесь может служить прибор «Родолайт» [14], при помощи которого решались задачи выставления объектов на длине до 23 м. Развитие этого

направления в то время было затруднено отсутствием надежной и дешевой технологии производства и тиражирования круговых решеток.

Появление лазеров стимулировало создание серии доступных коммерческих приборов для визирования и определения направлений. Лазерные нивелиры, теодолиты, отвесы, приборы для контроля прямолинейности и плоскостности широко используются сегодня в строительном и горном деле, судостроении, машиностроении и в технологии монтажа оборудования. Стабильность визирной линии определяется у этого класса устройств угловой стабильностью резонатора лазера, а точность измерений существенным образом зависит от размера пятна в ближней и дальней зонах. Коллимирование излучения позволяет выровнять размер пятна вдоль трассы, но при этом его диаметр возрастает, что приводит к снижению точности фиксации положения контролируемого объекта.

Поэтому проблема синтеза оптических компонентов для «обострения» лазерных пучков остается актуальной [15]. При современном уровне развития технологии она может быть решена с помощью дифракционных аналогов аксикона. Это снимает трудности изготовления стеклянных конических поверхностей и позволяет тиражировать элементы хорошо отработанными в последнее время методами фотолитографии и тиснения.

Цель предлагаемой работы — обратить внимание разработчиков оптических систем на волновые и геометрические свойства нового дифракционного элемента и его применения.

Структура решетки и оптические свойства элемента. На рис. 1 представлен ход лучей через линзакон для случая, когда точечный монохроматический источник  $S$  расположен в переднем фокусе элемента. В первом порядке дифракции линзакон преобразует сферическую волну  $W$  в коническую  $W'$ , если для разности хода между осевым и поперечными лучами, проходящими через границы зон, выполняется условие

$$(f^2 + r_k^2)^{1/2} - f + r_k \sin \alpha = k \lambda_0. \quad (1)$$

Здесь  $r_k$  — радиус  $k$ -й зоны элемента,  $f$  — его фокусное расстояние,  $\lambda_0$  — длина волны (расчетная) источника света,  $\alpha$  — угол между элементом и образующей конической поверхности волнового фронта. Из (1), выполнив преобразования, найдем

$$r_k = \frac{(2fk\lambda_0 + k^2\lambda_0^2 + f^2\sin^2\alpha)^{1/2} - (f + k\lambda_0)\sin\alpha}{\cos^2\alpha}. \quad (2)$$

Элемент, синтезированный в соответствии с соотношением (2), образует в области пересечения пучков +1-го порядка ( $OMO'N$ ) характерные интерференционные полосы, имеющие осевую симметрию и яркое центральное ядро

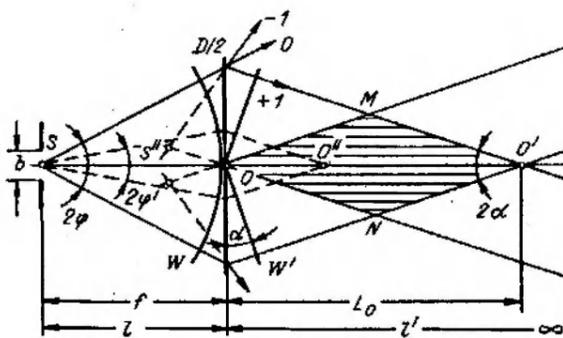
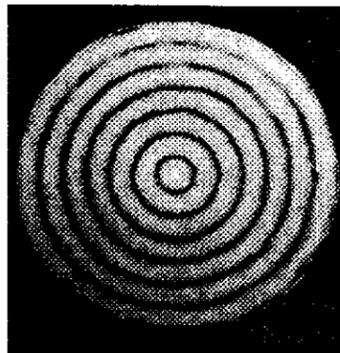


Рис. 1. Оптическая схема линзакона:

в произвольной точке поля  $O''$  интерферируют пучки, вышедшие из источника под углом  $2\varphi'$ ;  $D$  — диаметр элемента

Рис. 2. Сечение «световой линии» на расстоянии 60 м от линзакона:

круговые полосы одинаковой ширины получены от элемента, параметры которого приведены в таблице (п. 4)



(рис. 2). Глубина поля интерференции и, следовательно, длина «световой линии»  $L_0$  (центральная яркая полоса) зависят от диаметра элемента  $D$  и угла  $\alpha$ , под которым пересекаются с осью дифрагированные пучки. При расчетном положении источника ( $l = f$  на рис. 1) дифрагировавшие пучки пересекают оптическую ось под одним и тем же углом, поэтому диаметр «световой линии» сохраняется постоянным по всему полю интерференции на протяжении отрезка  $L_0 = D/2\alpha$ . В дальней зоне ( $l' = \infty$ ) наблюдается кольцевая структура.

При выполнении проецирующих преобразований линзакон трансформирует точку, расположенную в пространстве предметов, в кольцо пространства изображений, т. е. он относится к классу элементов с кольцевым импульсным откликом [16].

Пространственная частота линзакона возрастает от центра к периферии, с хорошим приближением ее можно представить как

$$N(r) \approx \frac{\sin\varphi(r)}{\lambda_0} + \frac{\sin\alpha}{\lambda_0}, \quad (3)$$

где  $\sin\varphi(r)/\lambda_0 = r/\lambda_0(r^2 + f^2)^{1/2}$  — пространственная частота зонной пластинки с фокусным расстоянием  $f$ , а  $\sin\alpha/\lambda_0$  — пространственная частота круговой решетки с постоянным шагом. Таким образом, линзакон — это круговая дифракционная решетка, пространственная частота которой равна сумме пространственных частот зонной пластинки и дифракционного аксикона, поэтому у линзакона отсутствуют нулевые пространственные частоты.

Распределение интенсивности в поперечном сечении «световой линии» вблизи оси находится решением дифракционного интеграла Френеля — Кирхгофа. Оно подобно распределению интенсивности в «световой линии», образуемой аксиконом при освещении его плоской однородной световой волной [17]:

$$I = cJ_0^2\left(\frac{2\pi}{\lambda_0}\alpha\rho\right). \quad (4)$$

Здесь  $J_0\left(\frac{2\pi}{\lambda_0}\alpha\rho\right)$  — функция Бесселя 1-го рода 0-го порядка;  $\rho$  — радиальная координата в плоскости наблюдения с началом на оси;  $c$  — постоянная, равная  $\frac{4\pi^2\alpha^2}{\lambda_0}L$ , где  $L$  — расстояние от линзакона до точки наблюдения.

Поле интерференции за линзакон имеет следующие особенности:

1. Диаметр «световой линии»  $d_0$ , определяемый положением первого минимума функции Бесселя  $\rho_1$ , равен

$$d_0 = 2\rho_1 = 0,766\lambda_0/\alpha. \quad (5)$$

Как было сказано выше, при расчетном положении источника  $d_0$  постоянно по всему полю интерференции. Поскольку  $d_0$  в 1,59 раза меньше диаметра диска Эйри в изображении, даваемом идеальной оптической системой с той же угловой апертурой, принято говорить о своеобразном «сверхразрешении» аксиконов и систем с кольцевым импульсным откликом [18, 19].

2. Относительная интенсивность вторичных максимумов значительно выше, чем в картине Эйри, их ослабление с удалением от центра картины

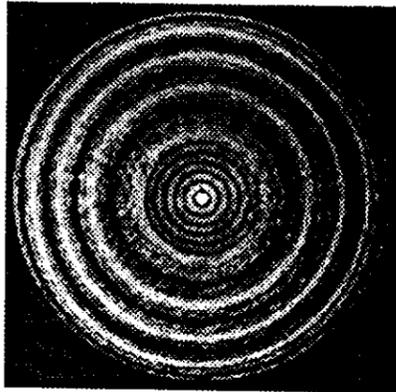


Рис. 3. Ядро «световой линии» на фоне полос, образованных интерференцией пучков 0-го и -1-го порядков

происходит медленнее. При больших значениях  $\rho$  огибающая максимумов пропорциональна  $1/\rho$ .

3. С ростом аргумента функции Бесселя расстояние между минимумами приближается к  $\lambda$ . Это означает, что ширина круговых полос приближается к  $\lambda_0/2\alpha$ . Так как эти изменения незначительны, можно сказать, что после линзакона наблюдаются нелокализованные круговые полосы одинаковой ширины (см. рис. 2).

4. Яркость интерференционной картины возрастает пропорционально расстоянию от элемента  $L$ , так как в дальних точках поля интерферируют пучки от кольцевых зон, имеющих больший диаметр. Следует подчеркнуть, что это выполняется, если амплитуда падающей волны одинакова по всей поверхности элемента.

5. Дифрагированные пучки -1-го и высших порядков не вносят искажений в распределение энергии в «световой линии». Они образуют мнимые и действительные кольцевые изображения источника в области между передним и задним фокусом линзакона и затем под большим углом удаляются от оси. Их волновые фронты содержат, наряду с коническим, также сферический компонент. Все эти пучки, а также пучок 0-го порядка, имеющий сферический волновой фронт, интерферируют между собой, образуя круговые полосы, заполняющие периферию поля (рис. 3). Яркость и контраст этих полос существенно ниже яркости и контраста полос «световой линии».

В произвольной точке поля  $O''$  (см. рис. 1) интерферируют пучки, которые вышли из источника под углом  $2\varphi'$ . Угол  $\varphi'$  меняется по глубине поля интерференции. Его максимальное значение будет наблюдаться для лучей, сходящихся в точке  $O'$ , т. е. в конце «световой линии». Следовательно, критический размер источника света (зрачка входа), при котором по всему полю сохраняется доступный для наблюдения контраст, равен, как и в двухлучевых интерферометрах [20],

$$b = \lambda_0/2\varphi = \lambda_0/D. \quad (6)$$

При лазерных источниках входным зрачком является изображение «перетяжки» лазера, поэтому условие (6) выполняется без особых трудностей.

Фотометрирование распределения интенсивности вблизи оси на разных расстояниях от линзакона (рис. 4) хорошо подтверждает соотношение (4). Расхождение с вычисленными значениями сос-

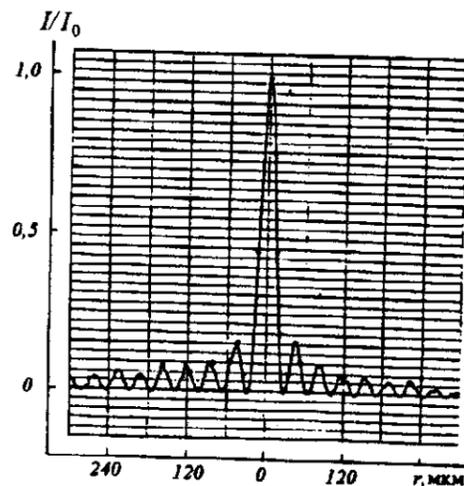


Рис. 4. Распределение интенсивности в сечении «световой линии» линзакона с  $f = 300$  мм и  $\alpha = 10^{-2}$ , освещаемого гелий-неоновым лазером.

Остальные характеристики элемента указаны в таблице

тавляет не более 5—7 %. Вместе с тем наши эксперименты показали, что существенные искажения в распределение света вносят неплоскостность и клиновидность пластин, на которых синтезирована дифракционная структура. Для элементов большого диаметра ( $D = 100$  мм) непараллельность поверхностей подложки не должна превышать  $15''$ . Ошибки формы поверхности, асимметричные относительно центра дифракционной структуры, величиной более  $\lambda_0/20$ , недопустимы для элементов любого диаметра.

Далее рассмотрим изменения, которые будут внесены в распределение светового поля за линзаконем при произвольном положении источника. Обратимся к рис. 5. Здесь представлен ход лучей, когда источник находится в положениях  $l > f$  и  $l < f$ . В первом случае длина «световой линии» сокращается, а ее диаметр уменьшается по мере удаления от элемента, во втором — эти изменения имеют обратный характер. При  $l > f$  изображение источника (кольцо) находится в пространстве предметов в области между задней фокальной плоскостью и  $\infty$  (см. рис. 5). При  $l < f$  изображение источника мнимое, кольцо располагается в области от  $-\infty$  до передней фокальной плоскости. Этот случай наиболее интересен для практики. Из рис. 5 видно, что длину «световой линии» можно сделать бесконечно большой, хотя при этом исчезает главное преимущество линзаконя перед аксиконами: возможность получить «световую линию» с постоянным диаметром без коллимирующего объектива.

Из простых геометрических соображений, учитывая (5), можно показать, что в общем случае диаметр «световой линии» определяется соотношением

$$d = 0,766 \frac{\lambda_0 L_0}{D/2} \left( 1 \pm \frac{Lx}{f^2} \right) = d_0 \left( 1 \pm \frac{Lx}{f^2} \right), \quad (7)$$

где  $L$  — расстояние от линзаконя до плоскости наблюдения, а  $x$  — величина смещения источника из фокуса. Знак «+» соответствует смещению источника в сторону элемента, знак «-» — смещению от элемента. Из (7), обозначив  $d - d_0 = \Delta d$ , получаем соотношение, характеризующее геометрическое уширение или сужение «световой линии»:

$$\frac{\Delta d}{d_0} = \pm \frac{x}{f^2} L. \quad (8)$$

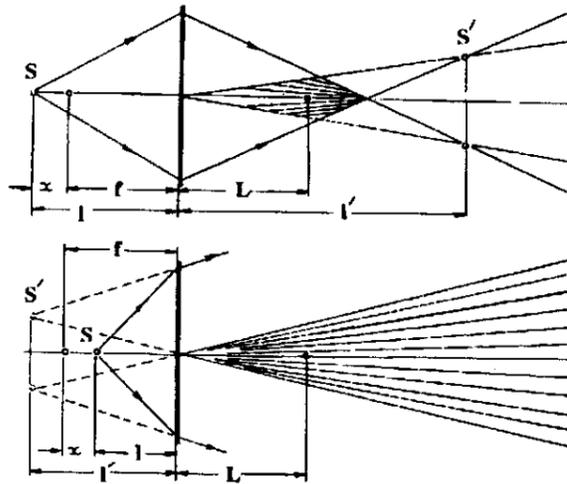


Рис. 5. Ход лучей при внефокальном расположении источника

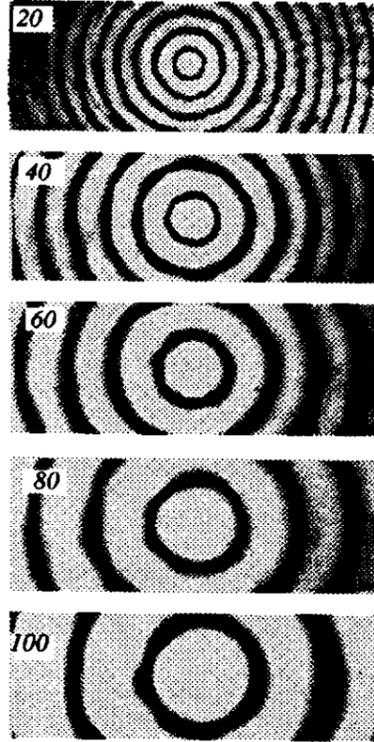


Рис. 6. Сечения «световой линии» через 20 м на трассе длиной 100 м

Из (7) и (8) видно, что по мере удаления от элемента диаметр ядра изменяется линейно. На рис. 6 представлены сечения поля интерференции для случая, когда длина «световой линии» увеличена в 2 раза по сравнению с расчетным значением, равным 60 м. Интерференционная картина фотографировалась вплоть до расстояния 100 м. Измерения диаметра центральной полосы подтверждают соотношение (8).

Известно [12, 17], что картина распределения интенсивности в «световой линии» дифракционного аксикона является ахроматической. Это связано с тем, что изменение длины волны падающего на аксикон пучка вызывает пропорциональное этому изменению и одинаковое для всех радиусов изменение угла наклона дифрагировавших лучей. Поэтому диаметры центрального ядра и колец, пропорциональные отношению  $\lambda/\alpha$ , остаются неизменными, меняется только длина «световой линии». У линзаконов это свойство не сохраняется.

При освещении линзакона из фокуса излучением с длиной волны  $\lambda$ , отличной от расчетной длины  $\lambda_0$ , изменения структуры поля за линзаконом подобны изменениям,

вызываемым смещением источника из фокуса (см. рис. 5, а и б). Рассмотрим это более детально.

Из соотношения (1) имеем

$$\sin\alpha = \frac{k\lambda_0}{r_k} - \frac{(f^2 + r_k^2)^{1/2} - f}{r_k}$$

Изменение длины волны  $\lambda_0$  на  $\lambda$  вызывает изменение угла наклона дифрагировавших лучей +1-го порядка к оси элемента, который обозначим теперь  $\beta(r)$ . Тогда предыдущее соотношение будет иметь вид

$$\sin\beta(r) = \frac{k\lambda}{r_k} - \frac{(f^2 + r_k^2)^{1/2} - f}{r_k} \quad (9)$$

Номер зоны  $k$ , имеющей радиус  $r_k$ , определим из (1):

$$k = \frac{(f^2 + r_k^2)^{1/2} - f + r_k \sin\alpha}{\lambda_0} \quad (10)$$

Подставив (10) в (9) и проведя преобразования, получаем

$$\sin\beta(r) = \frac{\lambda}{\lambda_0} \sin\alpha + \left(\frac{\lambda}{\lambda_0} - 1\right) \frac{r}{f + (1 + r^2/f^2)^{1/2}} \quad (11)$$

Первое слагаемое в правой части (11) — это синус угла дифракции осевого луча, поэтому оно характеризует дифракцию коллимированного пучка длиной волны  $\lambda$  на аксиконе с пространственной частотой  $\sin\alpha/\lambda_0$ , второе слагаемое в (11) отражает действие зонной пластинки при изменении длины волны (см. уравнение (3)).

Анализируя выражение (11), можно сделать следующие выводы.

При  $\lambda < \lambda_0$  угол  $\beta(r)$  уменьшается с ростом  $r$  и при некотором значении радиуса становится равным нулю. Это означает, что дифрагировавшие на этих зонах пучки за линзаконом идут параллельно оптической оси, «световая линия» уходит в бесконечность, а ее диаметр быстро возрастает. При этом оставшая часть апертуры элемента не участвует в образовании поля вблизи оси, в результате яркость картины снижается. Это иллюстрируют графики рис. 7, построенные для линзакона, параметры которого указаны в таблице, п. 1. Значения  $\sin\beta$  вычислены для разных  $r$  из (11), и по ним определены длина «световой линии»  $L = r/\beta$  и ее диаметр  $d = 0,766\lambda/\beta$ . Из рис. 7 видно, что при  $\lambda < \lambda_0$  большая часть «световой линии» образуется зонами, лежащими в довольно узкой кольцевой области. Средний радиус этой области тем меньше, чем меньше длина волны источника по сравнению с расчетной.

При  $\lambda > \lambda_0$  изменения структуры поля за линзаконом имеют обратный характер (рис. 8). Так как угол наклона дифрагированных лучей к оси возрастает с увеличением радиуса зон, каждая кольцевая зона строит изображение источника ближе к элементу, чем в расчетном случае, причем чем дальше зона от центра, тем это смещение больше. В результате диаметр «световой линии» уменьшается при удалении от элемента, а ее длина сокращается.

Зависимость диаметра «световой линии» от расстояния до линзакона и длины волны источника, представленная на графиках рис. 7 и 8, с хорошим приближением описывается соотношением

$$d = d_0 - d_0 \left( \frac{\lambda}{\lambda_0} - 1 \right) \frac{L}{2f}, \quad (12)$$

которое получено из (5) и (11) при условии, что  $r/f \leq 0,1$  и  $\alpha \leq 6 \cdot 10^{-2}$ . Сопоставляя (12) и (7), убеждаемся в одинаковом характере изменений поля за линзаконом при смещении источника из фокуса и изменении длины волны.

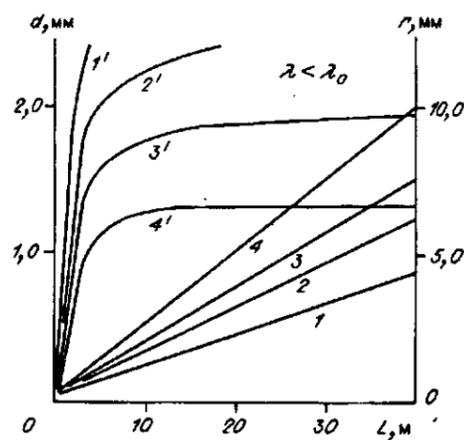


Рис. 7. Зависимость диаметра «световой линии» от расстояния до элемента и длины волны источника  $\lambda < \lambda_0$ :

1 —  $\lambda = 0,55$ , 2 —  $0,515$ , 3 —  $0,488$ , 4 —  $0,442$  мкм (кривые 1' — 4' показывают для тех же  $\lambda$  зависимость между расстоянием  $L$  и средним радиусом зон, строящих изображение на этом расстоянии)

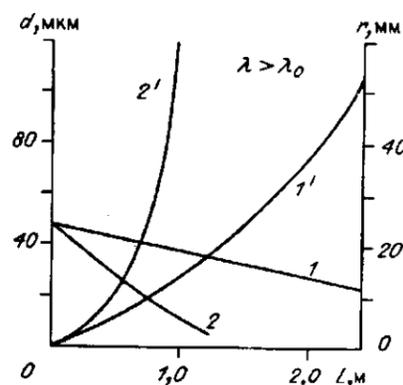


Рис. 8. Зависимость диаметра «световой линии» от расстояния до элемента и длины волны источника  $\lambda > \lambda_0$ :

1 —  $\lambda = 0,67$ , 2 —  $0,78$  мкм (кривые 1' и 2' показывают для тех же  $\lambda$  зависимость между расстоянием  $L$  и средним радиусом зон, строящих изображение на этом расстоянии)

По аналогии с (8) можно записать:

$$\frac{\Delta d}{d_0} = -\frac{\Delta \lambda}{\lambda_0} \frac{L}{2f}, \quad (13)$$

где  $\Delta d = d - d_0$  и  $\Delta \lambda = \lambda - \lambda_0$ .

Из соотношения (12) и рис. 7 и 8 следует, что при освещении источником, имеющим широкий спектр, линзакон не образует ахроматических колец. В этом его существенное отличие от дифракционных аксионов [12, 17].

Вместе с тем из (5) и (11) можно определить уширение ядра интерференционной картины, зависящее от угла падения пучка на линзакон и спектра источника:

$$\Delta d = -d_0 \frac{1}{1 + \frac{\lambda_0 + \Delta \lambda}{\Delta \lambda} \frac{\sin \alpha}{\operatorname{tg} \varphi / 2}}. \quad (14)$$

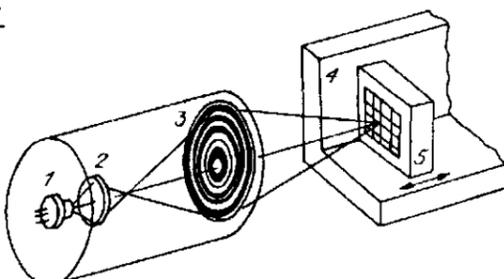
Соотношение (14) указывает, что при освещении линзакон параллельным или слабодивергентным пучком белого света ( $\left| \frac{\lambda}{\Delta \lambda} \right|_{\max} = 3$ ) в области за линзакон, от элемента до фокальной плоскости, можно наблюдать интерференционные полосы в белом свете с центральной ахроматической полосой. Это подтверждают и эксперименты. При этом чем больше угол  $\alpha$ , тем при больших углах  $\varphi$  сохраняется ахроматическая картина.

Практические результаты. Амплитудные и фазовые элементы были изготовлены на стеклянных подложках высокого оптического качества (непараллельность 15", неплоскостность 0,1 полосы). Фазовый профиль в стекле получался ионным травлением. Амплитудные оригиналы элементов изготавливались с помощью фотопостроителя. Технология записи структуры основана на эффекте термохимических изменений, происходящих в тонких пленках материалов под действием сфокусированного лазерного пучка [21]. В качестве регистрирующего материала выбраны пленки хрома толщиной 100—200 нм. При тепловом воздействии лазерного излучения ( $\lambda = 0,51$  мкм) на поверхности пленки образуется слой окиси, скорость травления которой в селективных травителях во много раз ниже скорости травления хрома, что позволяет осуществить негативную запись. Оптимальная мощность для записи термохимическим способом при скорости движения записывающего пятна до 250 см/с составляет 10—30 мВт, что соответствует интенсивности, равной  $(1-3)10^7$  Вт/см.

Изготовленные нами элементы имели параметры, приведенные в таблице. На базе этих элементов были построены оптические схемы систем для контро-

Номер элемента	Расчетные параметры линзаконов					Характеристики «световой линии» при освещении из фокуса		
	Длина волны, мкм	Фокусное расстояние, мм	Световой диаметр, мм	Число зон	Размер минимальной зоны, мкм	Угол пересечения лучей с осью, рад	Диаметр, мкм	Длина, м
1	0,63	300	100	7330	3,63	$1 \cdot 10^{-2}$	48,5	5
2	0,63	200	50	2499	5,06	$1 \cdot 10^{-3}$	485	25
3	0,67	200	40	1787	6,12	$1 \cdot 10^{-2}$	51,3	2
4	0,63	76	36	3310	2,8	$7,75 \cdot 10^{-4}$ $3 \cdot 10^{-4}$	625—1620	60

Рис. 9. Схема прибора «Лазерная струна»



ля прямолинейности, задания направления и определения формы объектов, а также интерферометр для выявления фазовых неоднородностей.

Как было показано выше, линзакон существенным образом изменяет форму каустики, растягивая ее на десятки метров, поэтому он особенно пригоден для построения приборов для задания направлений и измерения непрямолинейности. В основе этого класса оптических систем лежат три хорошо известные схемы: зрительная труба (телескоп), дифрактометр (зрительная труба со щелями Юнга на объективе) и двухлучевой интерферометр с неравным числом отражений в плечах [22]. Линзакон можно отнести к дифрактометрам. В отличие от классического варианта дифрактометра он имеет существенно большую светосилу и по точности измерения сравним с интерферометром.

В приборе «Лазерная струна» для контроля прямолинейности больших станин и выставления оборудования по прямой, разработанном в Институте автоматики и электрометрии совместно с Институтом ядерной физики СО РАН [3] (рис. 9), линзакон формирует реперную «световую линию». Излучение лазера 1 фокусируется микрообъективом 2 в точку, расположенную вблизи фокуса линзакона 3. За элементом располагается матричный фотоприемник 5, связанный с подвижным объектом, который перемещается по контролируемой станине 4. Точечный источник и линзакон задают опорную ось, относительно которой регистрирующий прибор фиксирует смещение фотоприемника.

Для контроля станин больших станков в производственных условиях требовалось, чтобы длина «световой линии» составляла 50 м, а ее диаметр не превышал 500 мкм. Это условие выполняется при линейной апертуре элемента, равной 100 мм. Параметры линзакона, установленного в прибор, приведены в таблице, п. 1. Для получения линии длиной 50 м источник был смещен из фокуса к линзакону на 15 мм, при этом диаметр светового ядра в конце трассы не превышал 500 мкм.

Основной задачей исследования прибора являлась проверка качества реперной линии, ее отступления от прямой. Искажения могут вносить aberrации подложки и ошибки изготовления дифракционной структуры. Для этой цели проводились многократные измерения непрямолинейности направляющих длиной 25 м при двух положениях линзакона относительно продольной оси, отличающихся на  $180^\circ$ . Вычисления, проведенные по общепринятой методике, позволили исключить погрешности направляющих и выявить искажения «световой линии». Отклонения от прямой не превышали 10 мкм, что вполне допустимо для таких расстояний.

Следует подчеркнуть, что «Лазерная струна» — очень простой прибор, состоящий фактически из источника излучения и одного оптического элемента — линзакона, поскольку микрообъектив может быть исключен при применении полупроводниковых лазеров.

Нами был проделан эксперимент с полупроводниковым лазером, работающим в видимом диапазоне,  $\lambda = 0,67$  мкм, имеющим размер тела свечения  $2 \times 10$  мкм и расходимость пучка соответственно 15 и  $3^\circ$  по уровню интенсивности 0,5. Из-за малой расходимости пучка по одному из направлений не заполнялась апертура элемента, что приводило к сокращению длины линии. Так, например, для элемента с параметрами, приведенными в таблице, п. 3, длина  $L_0$  была в 2 раза меньше расчетной. Сократив расстояние между лазером и линзакон на 20 мм, удалось увеличить длину «световой линии» до расчетной. С элементами 2 и 4 (см. таблицу) можно было наблюдать качественную

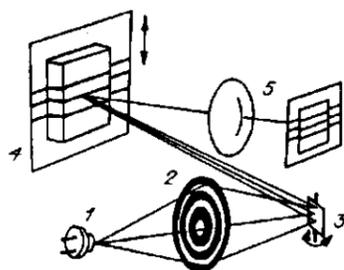


Рис. 10. Схема контроля формы объектов методом «светового сечения»:  
1 – лазер, 2 – линзакон, 3 – зеркало, 4 – поверхность, 5 – объектив

картину на расстояниях 15 и 35 м соответственно. Естественно, во всех случаях диаметры центрального диска и колец существенно возрастали с увеличением расстояния от линзакона. Переход к полупроводниковым лазерам с точечным телом свечения снимает эту проблему.

На базе линзакона, параметры которого представлены в п. 2 таблицы, разработан прибор для выставления блоков турбин при их наладке и ремонте. Элемент 4 предназначался для трубки лазерного нивелира.

При контроле формы объектов (рис. 10 и 11) методом «светового сечения» [23] «световая линия», образуемая лазером 1 и линзаконном 2, разворачивалась зеркалом 3 и оставалась на тестируемой поверхности 4 узкий световой след. Перемещая объект в направлении, перпендикулярном линии сканирования, можно получить информацию о форме объекта в различных его сечениях. Преобразование этой информации принятым способом через ССД-камеру и компьютер позволяет восстановить форму объекта. Оценки этого метода контроля формы объектов приведены в работе Г. Хойслера [23].

Для контроля несимметричных искажений фазовых объектов был построен простой интерферометр, в котором линзакон задавал референтную коническую волну. Информация об этом интерферометре представлена в работе [24].

В заключение укажем на еще одно применение дифракционных элементов, аналогичных по структуре линзакону. В [25] для устранения хроматизма в изображении точки, вызванного естественными уходами длины волны полупроводникового лазера, использовался тандем из двух одинаковых круговых дифракционных решеток, у которых отсутствовали нулевые частоты. Экспериментально показано, что можно в 60 раз уменьшить хроматизм системы по сравнению с дифракционными линзами.

Эта задача, имеющая важное значение для оптических систем массового применения, может быть решена при помощи одного линзакона, если в качестве изображения точки использовать сечение ахроматической «световой линии». Условия расчета элемента и способ его освещения были рассмотрены выше при обсуждении соотношения (14).

**Заключение.** Линзакон относится к классу круговых дифракционных решеток, позволяющих концентрировать излучение в яркую каустику, вытянутую вдоль оптической оси. «Световая линия», образуемая линзаконном, возникает за счет перекрестной интерференции дифрагированного пучка +1-го порядка. Новый элемент «обостряет» лазерный пучок по сравнению с класси-

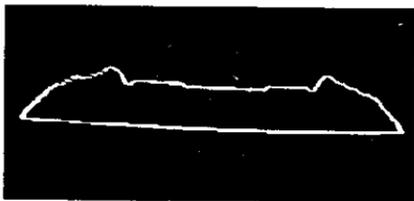
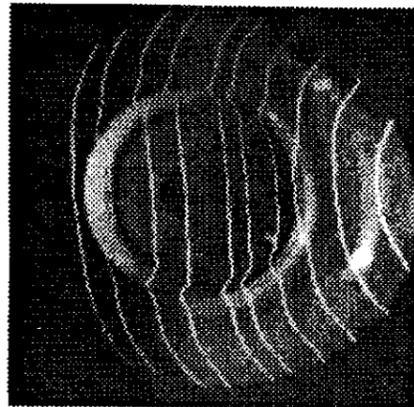
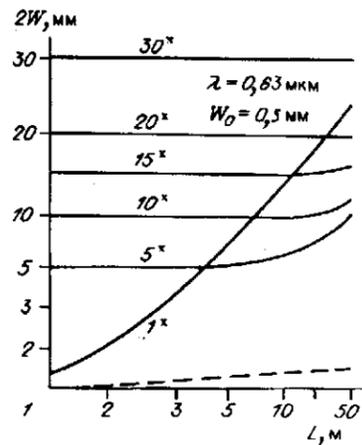


Рис. 11. Результаты контроля и компьютерной обработки формы объекта (блюдец)

Рис. 12. Зависимость диаметра коллимированного лазерного пучка от расстояния для различных увеличений телескопической системы

ческими способами коллимирования. Известно, что телескопические системы, уменьшая расходимость пучка в несколько раз, во столько же раз увеличивают его диаметр. На рис. 12 приведены стандартные данные [26] зависимости диаметра лазерного пучка от расстояния для разных увеличений телескопических систем. Штриховой линией показаны значения диаметра «световой линии» на разных расстояниях для линзакон 4 из таблицы. Хорошо видны преимущества предлагаемого элемента.



Осуществляя волновые и геометрические преобразования, линзакон трансформирует сферическую волну в коническую и отображает точку пространства предметов в кольцевую структуру пространства изображений.

Дифрагированные пучки 0-го, +1-го, -1-го и высших порядков, рекомбинируя в ближней и дальней зонах, образуют системы нелокализованных круговых интерференционных полос типа Френеля. В этом смысле линзакон можно отнести к дифракционным интерферометрам с делением волнового фронта и общим ходом лучей [22].

Мы надеемся, что новый элемент будет полезен для решения традиционных задач машиностроения и строительства, а также найдет применение в лазерных технологических системах и приборах массового спроса.

В заключение авторы благодарят д-ра Ю. Н. Солодкина за помощь в проведении экспериментов по определению формы объектов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Корольков В. П., Коронкевич В. П., Михальцова И. А. и др. Киноформы: технологии, новые элементы и оптические системы // Автометрия.—1989.—№ 4.
2. Koronkevich V. P., Kiriyanov V. P., Kokoulin F. I. et al. Fabrication of kinoform optical elements // Optik.—1984.—67.—S. 257.
3. Левашов Ю. И., Михальцова И. А., Пулков Ю. А., Федотов М. Г. Прибор для измерения непрямолинейности «Лазерная струна».—Новосибирск, 1991.—(Препр. /ИЯФ СО АН СССР; 91-19).
4. Chabrie C. Sur le diastoloscope, nouvel appareil d'optique destine a obtenir de tres forts grossissements et a mesurer de tres petits déplacement d'objets lumineux // Ann. de Chim. et de Phys.—1904.—2(8).—P. 449.
5. McLeod J. H. The axicon: A new type of optical element // JOSA.—1954.—44.—P. 592. ✓
6. McLeod J. H. The axicons and their uses // JOSA.—1960.—50.—P. 166. ✓
7. Steel W. H. Axicons with spherical surfaces // Optics in Metrology.—Oxford a. o.: Pergamon, 1960.—P. 181. ✓
8. Левин Б. М. Оптическая струна ДП-477: Описание и руководство к пользованию.—Л.: ГОИ им. С. И. Вавилова, 1966.
9. Левин Б. М., Мартынов В. Т. Методика измерений отклонений от прямолинейности оптической струной ДП-477 // Измер. техника.—1968.—№ 5.
10. Rounchi V. La Prova del sistemi ottici.—Bologna: Zanichelli, 1925.
11. Rounchi V. Das Okularinterferometr und das Objectivinterferometr bei der Auflosung der Doppelsterne // Z. für Phys.—1926.—37.—S. 732.
12. Dyson J. Circular and spiral diffraction gratings // Proc. Roy. Soc. London.—1958.—A248.—P. 93.
13. Dyson J. Circular diffraction gratings as alignment devices // Optics in Metrology.—Oxford a. o.: Pergamon, 1960.—P. 169.

14. Авдулов А. Н., Табенкин А. Н. Современные приборы для контроля прямолинейности и плоскостности в станкостроении.—М.: НИИТМАШ, 1968.
15. Leger J., Morris G. M. Diffractive optics: new tools for optical engineering // Opt. Photonics News.—1992.—March.—P. 54.
16. Коронкевич В. П., Пальчикова И. Г., Полещук А. Г. и др. Киноформные оптические элементы с кольцевым импульсным откликом.—Новосибирск, 1985.—(Препр. /ИАиЭ СО АН СССР; 265).
17. Mikhaltsova I. A., Nalivaiko V. L., Soldatenkov I. S. Kinoform axicons // Optik.—1984.—67.—S. 267.
18. Turunen J., Vasara A., Friberg A. T. Holographic generation of diffraction-free beams // Appl. Opt.—1988.—27.—P. 3959.
19. Котляр В. В., Сойфер В. А., Хонина С. И. Фазовые оптические элементы для образования квазимод свободного пространства // Квантовая электрон.—1991.—18(11).—С. 1391.
20. Захарьевский А. Н. Интерферометры.—М.: Оборонгиз, 1968.
21. Коронкевич В. П., Полещук А. Г., Чуринов Е. Г., Юрлов Ю. И. Лазерная термохимическая технология для синтеза дифракционных оптических элементов на пленках хрома // Квантовая электрон.—1985.—12(4).—С. 755.
22. Коронкевич В. П., Соболев В. С., Дубнищев Ю. Н. Лазерная интерферометрия.—Новосибирск: Наука, 1983.
23. Häusler G., Hechel W. Light sectioning large depth and high resolution // Appl. Opt.—1988.—27.—P. 5165.
24. Чуринов Е. Г., Седухин А. Г. Дифракционный интерферометр с совмещенными ветвями // Автометрия.—1994.—№ 3.
25. Kato M., Maeda S., Yamagishi F. et al. Wavelength independent grating lens system // Appl. Opt.—1989.—28.—P. 682.
26. Brunner W., Junge K. Wissenspeicher Lasertechnik.—Leipzig: VEB Fachbuchverl., 1989.—S. 324.

*Поступила в редакцию 29 марта 1994 г.*