

сти. При этом функцией сходства является корреляционная функция оконтурированного РИ и ЭИ.

Авторы благодарны Е. С. Нежевенко за постоянные обсуждения и помощь в работе, Л. А. Гибиной за участие в экспериментальных исследованиях.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гибина Л. А. и др. Оптико-электронная система с оперативным вводом и предварительной обработкой распознаваемых изображений.— *Автометрия*, 1984, № 2.
2. Дун А. З. и др. Фотоэлектрооптический преобразователь на основе охлаждаемого кристалла  $KD_2PO_4$  и селенового фотослоя.— *Электрон. техника. Сер. 4. Электровакуумные и газоразрядные приборы*, 1978, т. 71, вып. 7.
3. Chavel P., Lowenthal. A method of incoherent optical-image processing using synthetic holograms.— *JOSA*, 1976, vol. 66, p. 14.
4. Potaturkin O. I., Nezhevenko E. S., Khotzkin V. I. Coherent intensity correlator.— *J. Opt.*, 1980, vol. 11, p. 305.
5. Петров М. П. и др. Нестационарные явления в пространственно-временном модуляторе света.— *Письма в ЖТФ*, 1980, т. 6, вып. 7.
6. Фельдбуш В. И. Управляемый транспарант для оконтуривания изображений.— *Автометрия*, 1980, № 6.
7. Потатуркин О. И. Дифракционные корреляторы интенсивности.— В кн.: *Применение методов оптической обработки информации и голографии*. Л.: ЛИЯФ, 1980.
8. Петров М. П., Степанов С. И., Хоменко А. В. Фоточувствительные электрооптические среды в голографии и оптической обработке информации.— Л.: Наука, 1983.

Поступила в редакцию 22 сентября 1983 г.

УДК 535.4 : 543.46

В. П. КОРОНКЕВИЧ, Г. А. ЛЕНКОВА

(Новосибирск)

#### ДИФРАКЦИОННЫЙ ИНТЕРФЕРОМЕТР

В последнее время возрос интерес к зонным пластинкам, что объясняется несколькими причинами. Во-первых, зонная пластинка является аналогом голограммы точечного источника. В этом смысле голограмма какого-либо предмета — это множество переналагающихся зонных пластинок, исследование свойств которых может объяснить особенности ее восстановления [1—3]. Во-вторых, новая технология, основанная на применении прецизионных фотопостроителей и методов фотолитографии, позволяет получить высококачественные дифракционные элементы или зонные пластинки различного назначения: для преобразования лазерных пучков, создания гибридных оптических элементов, устройств управления лазерными пучками и т. д. [4, 5].

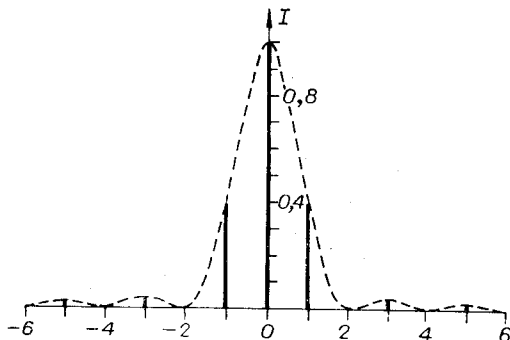


Рис. 1. Распределение интенсивности при дифракции светового пучка на зонной пластинке Френеля.

В работах [1—3] рассматривались свойства муаровых полос, возникающих при переналаживании зонных пластинок Френеля с различными фокальными длинами,

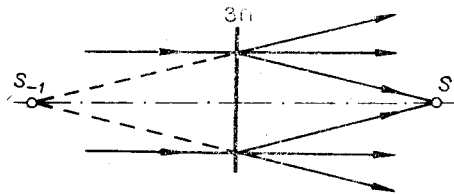
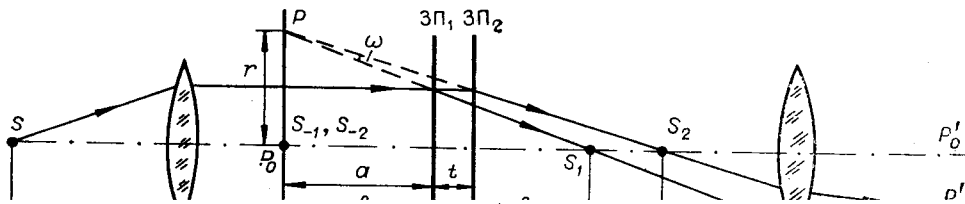


Рис. 2. Схема хода пучков света при дифракции на зонной пластинке.



и сообщалось о наблюдении интерференционных колец равного наклона в белом свете от двух эквивалентных зонных пластинок, нанесенных с двух сторон плоскопараллельной пластины.

В предлагаемой статье анализируются интерференционные свойства схем с зонными пластинками, имеющими различную фокальную длину.

Зонные пластинки Френеля (ЗП) разлагают падающий параллельный пучок света по фокусам разных порядков. Для распределения энергии характерно отсутствие четных порядков, кроме нулевого (рис. 1). Из рисунка видно, что ЗП имеют три основных (по интенсивности) порядка: 0 и  $\pm 1$ , которым соответствуют три пучка света: прямой, сходящийся в  $+1$ -м фокусе и расходящийся с центром кривизны в  $-1$ -м фокусе (рис. 2).

Располагая зонные пластинки последовательно одну за другой и совмещая их отрицательные или положительные фокальные плоскости, можно наблюдать полосы равной толщины и кольца равного наклона, если с помощью диафрагмы и дополнительной оптической системы выделять определенные пучки света.

Рассмотрим первый случай, когда совмещены  $-1$ -е фокальные плоскости зонных пластинок ЗП<sub>1</sub> и ЗП<sub>2</sub>, освещенных параллельным пучком света (рис. 3), где  $S_{-1}$ ,  $S_1$  и  $S_{-2}$ ,  $S_2$  — фокусы соответственно первой и второй пластин или выходные зрачки [6] дифракционного интерферометра, образованного двумя зонными пластинками. Зрачки  $S_{-1}$  и  $S_1$  формируются пучками света, которые дифрагируют на первой пластине и проходят прямо через вторую, а  $S_{-2}$  и  $S_2$  — пучками, которые проходят первую пластину без отклонения и дифрагируют на второй. Фактически зрачки являются изображениями источника  $S$ , расположенного в фокусе объектива  $L_1$ .

Выделяя диафрагмой изображения источника  $S_1$  и  $S_2$ , можно наблюдать интерференционные кольца равного наклона. На рис. 3 показан ход интерферирующих соответственных лучей, происходящих из одного первичного луча. Такое построение проводится обычно для определения плоскости локализации, в которой пересекаются интерферирующие лучи и наблюдаются наиболее яркие полосы. В данном случае лучи пересекаются в мнимой плоскости и для наблюдения интерференционной картины необходим дополнительный объектив  $L_2$ .

Из рис. 3 видно, что

$$\begin{aligned} f_1/(f_1 + a) &= f_2/(f_2 + t + a), \\ a &= tf_1/(f_2 - f_1), \end{aligned} \quad (1)$$

где  $f_1$ ,  $f_2$  — фокусные расстояния зонных пластинок ЗП<sub>1</sub> и ЗП<sub>2</sub>,  $t$  — расстояние между ними,  $a$  — расстояние от плоскости локализации до ЗП<sub>1</sub>.

При  $t = f_2 - f_1$ , как показано на рис. 3,  $a = f_1$ , т. е. полосы локализованы в той же плоскости, где расположены отрицательные фокусы.

При условии  $r \ll f_1$  ( $r$  — расстояние от точки поля до оси) можно определить угол сходимости  $\omega$  интерферирующих лучей как

$$\omega = r/(f_1 + a) - r/(f_2 + a + t) = r(f_2 - f_1 + t)/(f_1 + a)(f_2 + a + t).$$

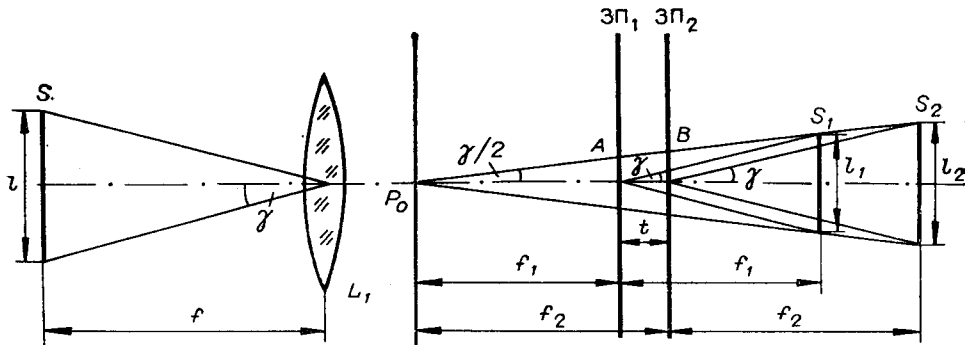


Рис. 4. Оптическая схема, поясняющая влияние ширины источника на контраст колец равного наклона.

Полагая  $t = f_2 - f_1$ , получим из предыдущего выражения

$$\omega = rt/2f_1f_2. \quad (2)$$

В отличие от полос равного наклона, наблюдаемых в обычных интерферометрах Фабри — Перо, разность хода для центра поля ( $P_0$ ) в рассматриваемом интерферометре всегда равна 0, так как лучи проходят один и тот же путь (см. рис. 3) независимо от расстояния между зрачками. Разность хода в любой другой точке поля будет равна просто приращению разности хода [6]:

$$\Delta = \int_0^r \omega dr. \quad (3)$$

Подставляя (2) в (3), получим

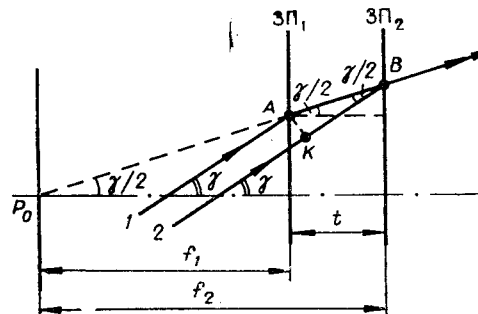
$$\Delta_1 = r^2 t / 4f_1 f_2. \quad (4)$$

Так как в центре поля отсутствует начальная разность хода, то полосы равного наклона должны наблюдаться также в белом свете.

Существенное влияние на контраст полос оказывает размер источника. В рассматриваемом интерферометре размеры зрачков  $S_1$  и  $S_2$ , являющиеся изображениями источника, не равны друг другу. Положим, что линейный и угловой размеры источника (рис. 4) равны соответственно  $l$  и  $2\gamma$ . Тогда размеры зрачков будут равны  $l_1 = 2\gamma f_1$  и  $l_2 = 2\gamma f_2$ . Из схемы рис. 4 видно, что крайние точки зрачков лежат на одной линии с центром поля локализации полос  $P_0$ . Разумеется, то же самое относится ко всем парам соответственных точек зрачков, которые являются изображениями одной и той же точки источника.

Определим разность хода соответственных лучей для центра поля  $P_0$ . Для этого построим, например, лучи 1 и 2, относящиеся к крайней точке источника  $S$  (рис. 5). Эти лучи после объектива  $L_1$  (см. рис. 4) идут к оси под углом  $\gamma$  и входят в пластинки  $ZП_1$  и  $ZП_2$  в точках  $A$  и  $B$ , в которых линия, соединяющая крайние точки зрачков и центр поля, пересекает  $ZП_1$  и  $ZП_2$ . Так как после точки  $B$  лучи совпадают, то разность хода

Рис. 5. Построение разности хода лучей от точки источника вне оси для центра поля в схеме рис. 3.



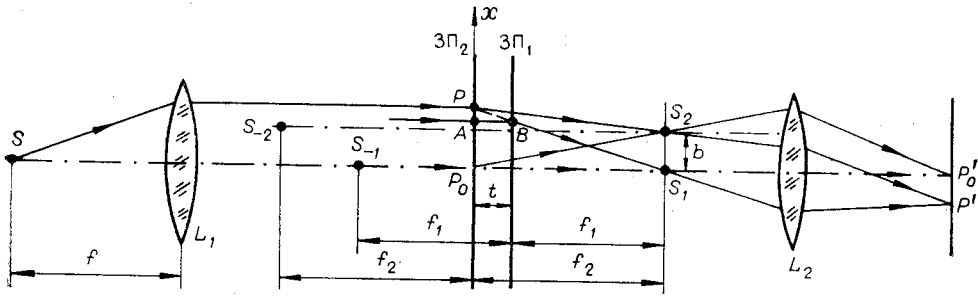


Рис. 6. Дифракционный интерферометр на основе двух зонных пластинок Френеля с совпадающими  $+1$ -ми фокальными плоскостями.

$\Delta_2$  определяется разностью отрезков  $AB - BK$ . Принимая во внимание, что  $\gamma = l/2f$ , из рис. 5 следует

$$\Delta_2 = t(1 - \cos \gamma/2)/\cos \gamma/2 \approx tl^2/32f^2. \quad (5)$$

При малых размерах источника и  $r \ll f_1$  разность хода  $\Delta$  соответствующих лучей в любой точке поля будет равна сумме выражений (4) и (5), а интенсивность полос составит

$$I = I_0 \int_{\Delta_1}^{\Delta_1 + \Delta_2} \left(1 + \cos \frac{2\pi}{\lambda} \Delta\right) dQ, \quad (6)$$

где  $dQ$  — площадь элемента зрачка. Разность хода лучей сохраняется постоянной для элементарной кольцевой зоны. Поэтому, полагая, что зрачок круглый, имеем  $dQ = 2\pi l dl$ .

Дифференцируя разность хода  $\Delta$ , получим  $d\Delta/dl = tl/16f^2$ . Подставляя последнее выражение в предыдущее и затем в (6), найдем

$$I = I_0 \pi l^2 \{1 + \cos [(2\pi/\lambda)(\Delta_1 + \Delta_2/2)] [\sin (\pi\Delta_2/\lambda)] / (\pi\Delta_2/\lambda)\}. \quad (7)$$

Максимальные и минимальные значения интенсивности ( $I_{\max}$  и  $I_{\min}$ ) наблюдаются при

$$\cos [2\pi(\Delta_1 + \Delta_2/2)/\lambda] = \pm 1,$$

следовательно, контраст интерференционной картины

$$K = (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min}) = [\sin (\pi\Delta_2/\lambda)] / (\pi\Delta_2/\lambda). \quad (8)$$

Контраст падает до нуля при  $\Delta_2/\lambda = 1$ , т. е. при следующем угловом размере источника:

$$l/f = 4\sqrt{2\lambda/t}. \quad (9)$$

Рассмотрим второй случай, когда совмещены  $+1$ -е фокальные плоскости зонных пластинок  $ЗП_1$  и  $ЗП_2$  (рис. 6). Если пластинки сместить относительно друг друга на  $b$  в направлении, перпендикулярном оптической оси, то с помощью линзы  $L_2$  можно наблюдать на экране полосы равной толщины. Как видно из схемы рис. 6, интерферирующие лучи, происходящие из осевого луча, пересекаются в точке  $P_0$ , т. е. плоскость локализации совпадает с поверхностью пластины  $ЗП_2$  с большим фокусным расстоянием. В других точках поля будут интерферировать лучи, смещенные на  $AP$ . Угол сходимости лучей практически остается постоянным, так как  $PP_0$  и  $b \ll f_2$ , и равным

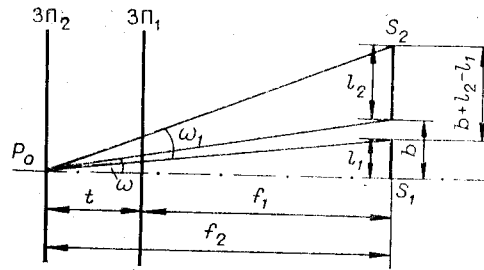
$$\omega = b/f_2. \quad (10)$$

В поле наблюдаются равноотстоящие полосы, образуемые соответствующими лучами с разностью хода

$$\Delta = (bx/f_2) - (b^2/2f_2), \quad (11)$$

где  $x$  — расстояние от точки поля до оптической оси. Второй член (11)

Рис. 7. Построение угла сходимости соответственных лучей для центра поля в схеме рис. 6.



соответствует разности хода лучей в центре поля, так как нулевая разность хода наблюдается на расстоянии  $b/2$  от центра, на линии симметрии зрачков  $S_1$  и  $S_2$ . Разность хода близка нулю, вследствие этого полосы должны быть видны в белом свете.

Так же как и в первом случае, на контраст полос влияет ширина источника. При расширении источника относительно оси на  $\pm l$  сходимости и разность хода соответственных (выходящих из одной точки источника) лучей в плоскости локализации изменяются как

$$\omega_{1,2} = (b/f_2) \mp (lt/ff_2), \quad (12)$$

$$\Delta_{1,2} = (x - x_{1,2})\omega_{1,2}, \quad (13)$$

где  $x_{1,2}$  — разность хода соответственных лучей для центра поля. Из рис. 7 видно, что

$$x_{1,2} = (b/2) \mp (l(t + 2f)/2f). \quad (14)$$

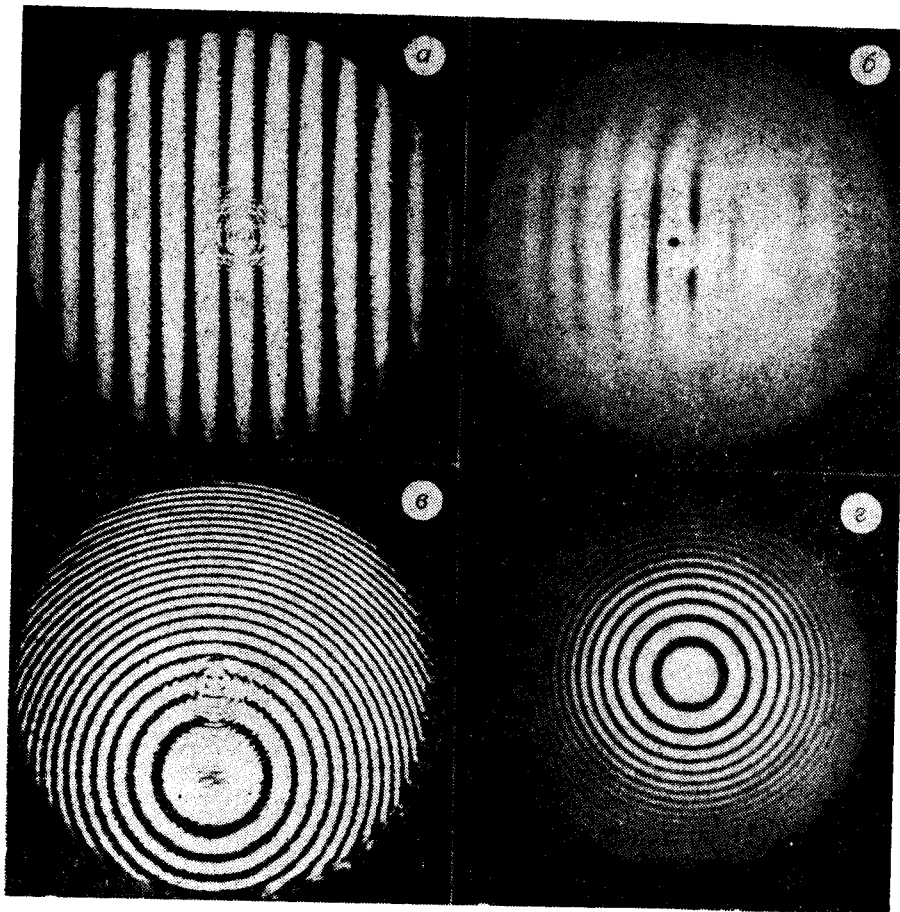


Рис. 8. Интерференционные полосы равной толщины (а, б) и равного наклона (в, г) в монохроматическом (а, в) и белом (б, г) свете, наблюдаемые в схеме на рис. 3.

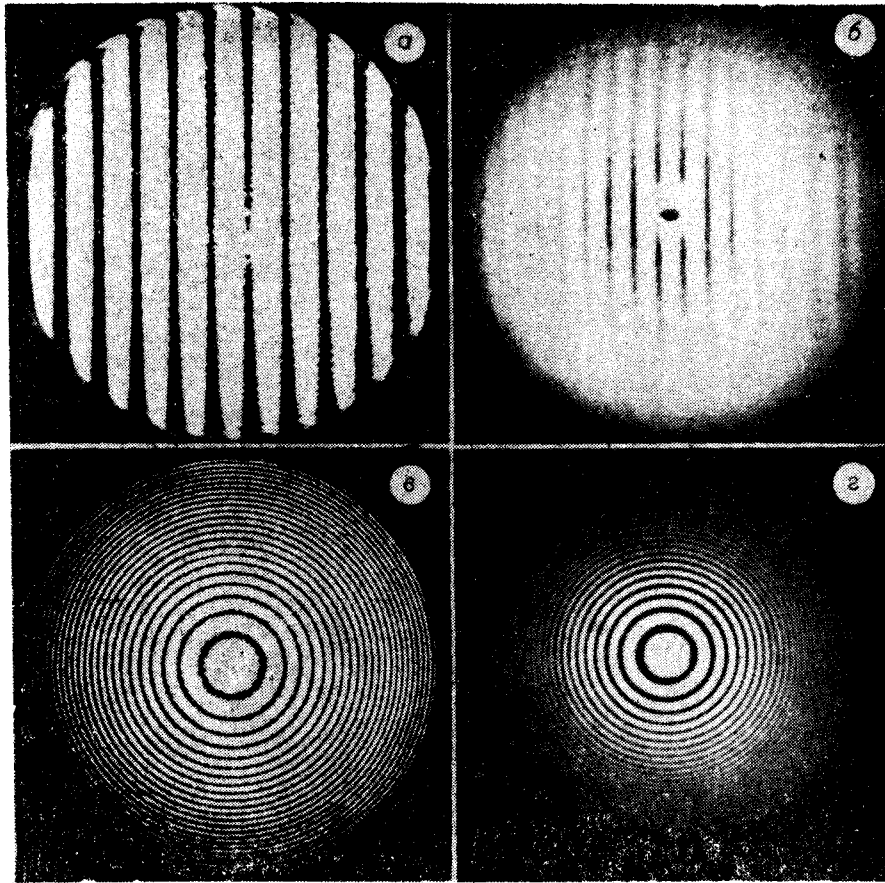


Рис. 9. Интерференционные полосы равной толщины (а, б) и равного наклона (в, г) в монохроматическом (а, в) и белом (б, г) свете, наблюдаемые в схеме на рис. 6.

Подставляя (12) и (14) в (13), с учетом (11) получим

$$\Delta_{1,2} = \Delta \mp [l(xt - bf_2)/ff_2]. \quad (15)$$

Интенсивность интерференционной картины в любой точке поля

$$I_{1,2} = I_0 \int_{\Delta}^{\Delta_{1,2}} \left(1 + \cos \frac{2\pi}{\lambda} \Delta\right) dQ, \quad (16)$$

где  $dQ$  — элемент источника. Так как контраст полос равной толщины зависит от увеличения источника только в направлении сдвига зрачков, выбираем источник в виде щели ( $l$  — ширина,  $h$  — высота щели), и тогда  $dQ = hdl$ .

Из (15) следует, что

$$dl_{1,2} = [\pm 2ff_2/(xt - bf_2)] d\Delta_{1,2}. \quad (17)$$

Подставим (17) в (16), тогда после интегрирования получим

$$I_{1,2} = I_0 hl \left\{ 1 + \cos \frac{2\pi}{\lambda} \left[ \Delta \mp \frac{l(xt - bf_2)}{2ff_2} \right] \frac{\sin \left[ \frac{\pi l}{\lambda} \frac{(xt - bf_2)/ff_2}{\pi l(xt - bf_2)/ff_2} \right]}{\pi l(xt - bf_2)/ff_2} \right\}. \quad (18)$$

Исходя из (18) контраст интерференционных полос (8) падает до нуля при угловом размере источника

$$U/f = f_2 \lambda / (xt - bf_2). \quad (19)$$

Рассмотренные оптические схемы (см. рис. 3 и 6) представляют зеркальное изображение друг друга относительно расположения пластин и

полей локализации полос. Свойства колец равного наклона и полос равной толщины анализировались соответственно на схемах рис. 3 и 6 только для простоты. Обе системы полос можно наблюдать в той и другой схемах. Но для образования полос равной толщины в первой схеме (см. рис. 3) необходимо сначала с помощью дополнительного объектива получить реальное изображение зрачков  $S_{-1}$  и  $S_{-2}$  (причем одна зонная пластинка должна быть сдвинута относительно другой в поперечном направлении) и пропустить свет через диафрагму. В этом случае плоскость локализации полос также совпадает с плоскостью  $3\Pi_2$ . Аналогично можно построить схему наблюдения колец равного наклона при обратном расположении зонных пластинок (см. рис. 6), диафрагмируя реальные изображения зрачков  $S_{-2}$  и  $S_{-1}$  и проецируя плоскость локализации, совпадающую с плоскостью, в которой расположены зрачки  $S_1$  и  $S_2$ , на экран или фотопленку. Разумеется, оптические оси пластин должны совпадать.

При освещении зонных пластинок светом источника с высокой пространственной когерентностью (например, лазера) обе системы полос наблюдаются не только в плоскости локализации, но и в любой области пересечения пучков. Достаточно только выделить необходимые зрачки.

На рис. 8 и 9 приводятся картины интерференционных полос, полученных при освещении зонных пластинок лампой накаливания (белый свет), расположенной в фокусе объектива  $L_1$  (см. рис. 3 и 6), и He — Ne-лазером ( $\lambda = 0,633$  мкм). В белом свете полосы фотографировались в плоскости локализации, а в свете лазера — в произвольной плоскости.

Рассмотренные схемы с зонными пластинками Френеля удобны для наглядной демонстрации интерференционных явлений, возникающих при различном расположении зрачков относительно плоскости регистрации. Практическое применение дифракционного интерферометра возможно также при решении задач выставления объектов по одной линии. Если пластинки связаны с объектами, то совпадению их центров будет соответствовать симметричное расположение системы колец равного наклона или бесконечная ширина полос равной толщины. Для примера на рис. 8, в показана несимметричная система колец для случая, когда одна из пластин смещена в поперечном направлении относительно оптической оси. Чувствительность к смещению зависит от относительного отверстия зонной пластинки и точности фиксирования фотоприемником максимального сигнала, соответствующего бесконечной ширине полос. В нашей схеме применялись пластинки с фокусными расстояниями  $f_1 = 240$  и  $f_2 = 250$  мм и диаметром  $d = 40$  мм. При взаимном смещении пластинок на  $b = \pm \lambda f_1 / d$  в поле интерференции наблюдается одна полоса и сигнал с фотоприемника равен нулю, а при  $b = 0$  — сигнал максимальный. Если максимум фиксируется с точностью  $1/100$  интервала между нулевыми значениями фототока, то точность выставления при  $\lambda = 0,633$  мкм (He — Ne-лазер) составит 0,08 мкм.

Авторы выражают благодарность А. Г. Полещуку, Е. Г. Чурицу и Ю. И. Юрлову за изготовление зонных пластинок на лазерном фотопостроителе [7].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Chau H. H. M. Moire pattern resulting from superposition of two zone plates.— Appl. Opt., 1969, vol. 8, N 8, p. 1707—1712.
2. Chau H. H. M. Properties of two overlapping zone plates of different focal lengths.— JOSA, 1970, vol. 60, N 2, p. 255—259.
3. Chau H. H. M. Demonstration of white-light interference on two spaced parallel zone plates.— Appl. Opt., 1970, vol. 9, N 7, p. 1722—1723.
4. Брингдал О. Оптические преобразования.— Автометрия, 1983, № 2.
5. Коронкевич В. П., Ленкова Г. А. Киноформные оптические элементы.— В кн.: Киноформные оптические элементы. Новосибирск: ИАиЭ СО АН СССР, 1981.
6. Захарьевский А. Н. Интерферометры.— М.: ГИОП, 1952.
7. Ведерников В. М. и др. Прецизионный фотопостроитель для синтеза оптических элементов.— Автометрия, 1981, № 3.

Поступила в редакцию 23 января 1984 г.