

ТЕХНОЛОГИИ И ЭЛЕМЕНТЫ ФОТОНИКИ

УДК 535.4 : 621.317

В. П. Коронкевич

*(Новосибирск)*ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ
ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОГО ПОЛЯ
ЗА КРУГОВЫМИ ЗОННЫМИ ПЛАСТИНКАМИ

Исследованы фазовые и амплитудные зонные пластинки, осуществляющие преобразование сферической волны в коническую. Основной вклад в распределение интенсивности в интерференционном поле за пластинками вносят дифрагированные пучки нулевого и ± 1 -го порядков. Результат интерференции этих пучков интерпретируется как процесс переналожения трех независимых двухлучевых интерференционных картин. Ширина, направление и контраст полос определяются из известных соотношений геометрической теории интерферометров. Экспериментальные данные иллюстрируют пространственное распределение в интерференционном поле при различных положениях источника и приемника.

Узкая кольцевая диафрагма, помещенная перед объективом, позволяет сжать в 1,5 раза изображение точки (диск Эри) и перейти к распределению энергии в изображении, описываемому функцией Бесселя 1-го рода нулевого порядка. Для формирования бесселевых пучков, вытянутых вдоль оптической оси, кольцевой экран помещают в передний фокус линзы. Очевидная потеря информации и энергии, вызванная значительным уменьшением используемой апертуры объектива, оказывается несущественной при решении ряда специальных задач микроскопии и астрономии.

Лучшие результаты по формированию яркой каустики, вытянутой вдоль оси, получаются при использовании аксиконной фокусировки, однако технологические трудности изготовления конических поверхностей высокого оптического качества не позволяют получить обнадеживающих практических результатов. Поэтому обращение к круговым решеткам, формирующим конический волновой фронт, является перспективным.

При применении кольцевых диафрагм и круговых решеток сжатие и «обострение» пучка происходит за счет явлений интерференции. При кольцевой апертуре на дифракционном изображении щели возникают полосы Юнга. В круговых решетках дифрагированная коническая или тороидальная волна за счет перекрестной интерференции (сама с собой) образует круговые нелокализованные полосы Френеля с ярким «бесселевым шнуром» в центре интерференционного поля.

Отождествление круговых решеток [1] с интерферометром является плодотворным и позволяет выяснить главные черты сложных интерференционных явлений, наблюдаемых в поле за решеткой. Оперирова принятыми в геометрической оптике понятиями о входных и выходных зрачках и люках, удается определить параметры полос интерференционного поля, вычислить их ширину и место локализации в зависимости от положения источника и приемника. Заключение о качестве интерференционной картины (яркость и контраст) можно сделать, если известны размеры источника излучения и его положение относительно входных люков.

Предлагаемая работа является продолжением исследований [2]. Обращение к круговым дифракционным пластинкам актуально в связи с рядом практических применений для определения направлений, контроля макро- и микроформы поверхностей [1], решения задачи ахроматизации [3], синтеза микролинз с повышенной глубиной фокусировки [4] и конструирования оптических межсоединений [5].

Для исследования выбраны круговые фазовые и амплитудные зонные пластинки, осуществляющие преобразование сферической волны в коническую. Такие пластинки названы линзаконами [1, 2]. При выполнении проективных преобразований линзакон трансформирует точку, расположенную в пространстве предметов, в кольцо пространства изображений, т. е. относится к классу элементов с кольцевым импульсным откликом [6].

Границы зон линзакона выполняются в соответствии с соотношением

$$Ar^2 + Br = k\lambda, \quad (1)$$

где r — радиус k -й зоны; λ — длина волны (конструктивная), для которой рассчитана пластинка. Первый член соотношения (Ar^2) представляет собой стрелку прогиба сферической волны, а второй (Br) — конической или тороидальной волны. Коэффициенты A и B определяют оптические силы сферической и конической волн.

На рис. 1 представлен ход лучей через линзакон для случая, когда точечный источник S расположен в переднем фокусе элемента. В первом порядке дифракции линзакон преобразует сферическую волну W в коническую W' .

В области (OMP) пересечения пучков +1-го порядка образуются характерные интерференционные полосы, имеющие осевую симметрию и яркое центральное ядро. Глубина поля интерференции и, следовательно, длина «бесселева шнура» (центральная яркая полоса) зависят от угла α , под которым пересекаются дифрагированные пучки.

При расчетном положении источника ($C = f$ на рис. 1) дифрагированные пучки пересекают оптическую ось под одним и тем же углом, поэтому диаметр световой линии сохраняется постоянным по всему полю интерференции на протяжении отрезка $L_0 = D/2\alpha$. Здесь D — диаметр элемента. В дальней зоне наблюдается кольцевая структура (изображение источника S за элементом). Изображение источника в лучах -1-го порядка S'' является мнимым и расположено в области между передней фокальной плоскостью и элементом. Световая волна W'' , исходящая от кольцевой структуры пучков -1-го порядка, является тороидальной.

Далее попытаемся учесть результаты взаимодействия дифрагированных пучков нулевого и ± 1 -х порядков, т. е. световых волн W , W' и W'' (см. рис. 1). Интерференцию пучков высшего порядка на первом этапе можно не принимать во внимание, чтобы не затенять существа дела. Будем считать, что линзакон является дифракционным интерферометром, который разделяет падаю-

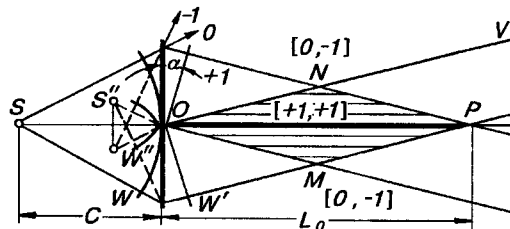


Рис. 1. Схема образования поля интерференции:

$C = f$, L_0 — длина световой линии

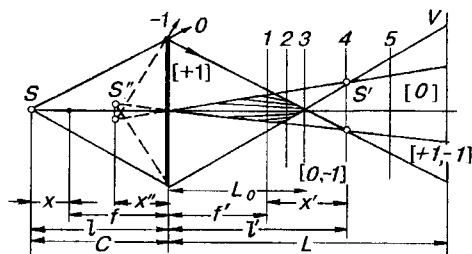


Рис. 2. Ход лучей при внефокальном расположении источника:

$C > f$, x и x' — расстояния от фокальной плоскости до зрачков S и S' ; l и l' — расстояние от пластинки до предмета

S и от пластинки до изображения S'

щий пучок на три волны. За элементом эти волны взаимодействуют, образуя круговые нелокализованные полосы Френеля. Особенности этой интерференционной картины и посвящена настоящая работа.

Вид интерференционных полос за элементом в сильной степени зависит от положения источника и экрана, где наблюдаются полосы. На рис. 2 представлена схема, когда $2f > C > f$, а на рис. 3 — сечения поля интерференции от положения 1 до 5. В этом случае за круговой решеткой наблюдается несколько характерных областей.

1. Область пересечения пучков +1-го порядка (см. рис. 2). Здесь расположены круговые полосы типа $[+1, +1]$ с яркой центральной «световой линией». Ширина круговых полос изменяется по мере удаления от элемента в соответствии с соотношением [1]

$$\frac{\Delta d}{d} = \frac{x}{f^2} L, \quad (2)$$

где x — величина сдвига источника из фокуса; $d = 0,766 \frac{\lambda L}{D/2}$.

2. Кольцевые структуры S' и S'' , являющиеся изображением источника S в пучках ± 1 -х порядков. Изображения S' и S'' инвертированы относительно друг друга.

3. Темная область за «световой линией». В эту область попадают пучки нулевого порядка. На оси темной зоны можно наблюдать слабые круговые полосы Пуассона с ярким или темным центром. Появление полос зависит от числа зон Френеля, укладывающихся в действующей апертуре элемента. Если число зон нечетное, то полосы Пуассона имеют светлый центр.

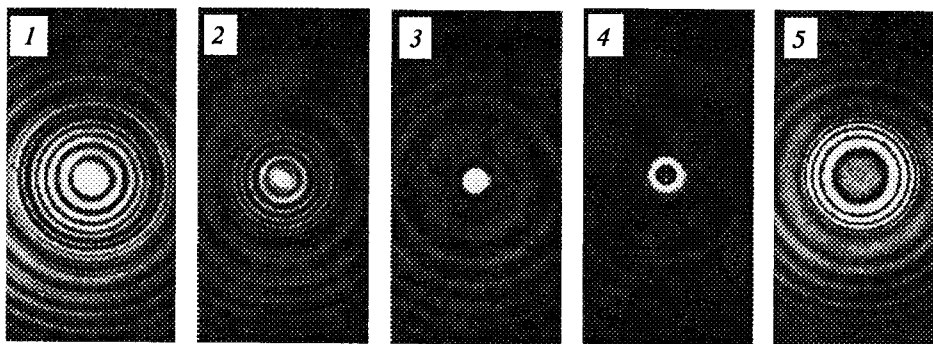
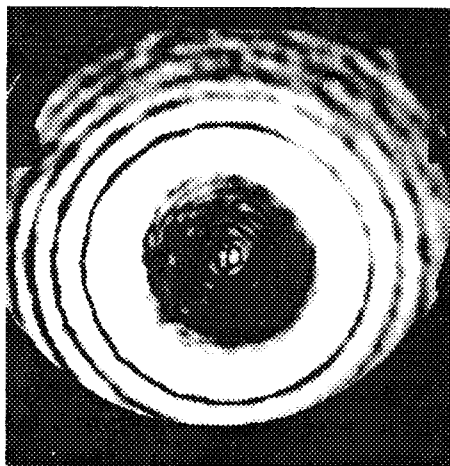


Рис. 3. Сечения поля интерференции

Рис. 4. Полосы типа $[+1, -1]$. В центре темной зоны — полосы Пуассона



4. Яркая область, обрамляющая темную зону. Здесь интерферируют в основном пучки ± 1 -х порядков, поскольку полосы типа $[0, +1]$ и $[0, -1]$ имеют низкий контраст.

5. Периферию поля заполняют пучки нулевого и -1 -го порядков. Сюда попадают также пучки высших нечетных порядков вплоть до ± 7 , но их вклад в интерференционное поле невысок.

6. Зона вблизи элемента $\sim (f/3)$.

Здесь ось пересекают пучки высших порядков.

Фоном для всех сечений служат круговые полосы, образованные пучками нулевого и -1 -го порядков — полосы $[0, -1]$ (см. рис. 3). Особенно они хорошо видны в сечениях 3 и 4, где дифрагированные пучки $+1$ -го порядка фокусируются в центре поля и таким образом отфильтровываются от суммарной картины. Диаметр этих полос при переходе от сечения 1 вплоть до 5 практически не меняется. На этом фоне вблизи оптической оси наблюдаются яркие картины интерференции пучков $[+1, +1]$ (сечения 1 и 2) и пучков $[+1, -1]$ (сечение 5). В сечении 3 (в центре) образуется перетяжка каустики, а в сечении 4 — изображение источника: яркая кольцевая структура. При переходе к сечению 5 кольцо уширяется, в центре возникает темная область, обрамленная яркими полосами $[+1, -1]$. При дальнейшем отнесении экрана от элемента картина $[+1, -1]$ полностью займет поле, подавив полосы $[0, -1]$ как менее контрастные. На рис. 4 показано поле в дальней зоне (100 м от пластинки). В центре темной зоны видны полосы Пуассона с ярким центром.

Обратим внимание на некоторые особенности полос в центральной зоне. По мере удаления от элемента полосы $[+1, +1]$ сужаются. «Бесселев шнур» как бы вырождается, переходя в пятно в сечении 3 (см. рис. 3). В литературе полосы типа $[+1, +1]$ получили названия «бездифракционных» пучков [7] или «мод свободного пространства» [8], подчеркивая этим факт «обострения» пучка при его распространении в пространстве. В сечении 3 видно яркое пятно, распределение интенсивности в котором имеет практически прямоугольную форму. Размытие края не превышает λ/D , т. е. круговые решетки, выполненные в соответствии с соотношением (1), могут концентрировать энергию не только в кольце, но и в пятне практически с прямоугольным распределением интенсивности. Таковы качественные особенности интерференционной картины, наблюдаемой за круговой дифракционной решеткой.

Для определения параметров интерференционных колец в зависимости от положения источника и экрана формализуем схему, представленную на рис. 2. На рис. 5 показан ход соответствующих лучей дифракционного интерферометра.

По аналогии с традиционными оптическими системами источник света S можно назвать входным зрачком интерферометра, а плоскость экрана V , где наблюдается интерференционная картина, — полем интерференции (люк). На рис. 5 выполнено общее правило построения интерференционных схем: через выбранную точку поля P проведены интерферирующие лучи нулевого и ± 1 -го порядков, выходящие из одной и той же точки источника S . В рассматриваемом случае $C > f$. Интерференция наблюдается на экране, расположенном в дальней зоне, $L \gg f$. Кольцевые структуры S' и S'' , являющиеся изображениями источника S , малы по сравнению с f . На рисунке темная зона (радиусом r_0), которая получается на экране, не учитывается при вычислении разности хода. Поправка на ее размер будет внесена в конечный результат.

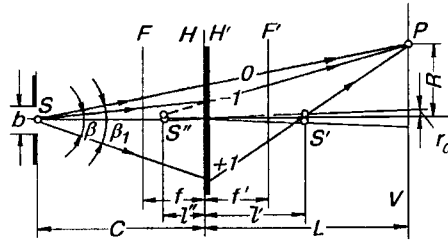


Рис. 5. Интерферирующие (соответственные) пучки при образовании френелевских полос

В каждой ветви интерферометра путь от S до точки поля P можно разделить на две части. Первая — путь от S до S' , вторая — от S' до P . Конус лучей после прохождения линзакона дает действительное S' (+1-й порядок дифракции) и мнимое S'' изображения источника (S' и S'' являются выходными зрчками интерферометра). Оптическая длина пути от S до S' и соответственно до S'' сохраняет постоянное значение для всех лучей от S . Вторая часть пути от S' (или S'') до P зависит от координат точки P . Поэтому при расчете разности хода будем оперировать только отрезками $S'P$, $S''P$ и SP .

Таким образом, за линзаконом, помимо полос типа $[+1, +1]$, образующих яркую каустику, наблюдаются полосы, являющиеся результатом интерференции волн от S , S' и S'' . На краю теневой зоны разность хода равна нулю, если не учитывать скачки фаз из-за разных оптических условий прохождения волн. Пучок +1-го порядка при прохождении через фокус S' (кольцо) претерпевает скачок фазы на π вследствие эффекта Гюи, поэтому номер первой темной полосы на краю тени будет равен $1/2$.

Можно считать, что в плоскости V накладываются друг на друга три двухлучевые системы полос, образованные парами дифрагированных пучков $[0, -1]$, $[0, +1]$ и $[+1, -1]$. При расчете разности хода для каждой из этих картин можно оперировать разностью стрелок прогиба для волн от S , S' и S'' . Тогда условия образования полос будут выглядеть следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{R_k^2}{2(L + l'')} - \frac{R_k^2}{2(L + C)} &= k\lambda, & [0, -1], \\ \frac{R_k^2}{2(L - l')} - \frac{R_k^2}{2(L + C)} &= k\lambda, & [0, +1], \\ \frac{R_k^2}{2(L - l')} - \frac{R_k^2}{2(L + l'')} &= k\lambda, & [+1, -1]. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь R_k — радиус k -й полосы. Остальные обозначения ясны из рис. 5.

Замена разности хода между интерферирующими пучками разностью стрелок прогиба волн — обычный прием в интерферометрии [9], поскольку при рассматриваемых относительных отверстиях элементов эта разница будет второго порядка малости.

Величины C , l' и l'' связаны между собой соотношениями отрезков:

$$\begin{aligned} 1/l' + 1/C &= 1/f, \\ 1/l'' - 1/C &= 1/f. \end{aligned} \quad (4)$$

Из соотношения (3) с учетом того, что l' и $l'' \ll L$, условия образования двухлучевых полос типа $[+1, -1]$ будут иметь вид

$$\frac{R_k^2}{2(L - l')} - \frac{R_k^2}{2(L + l'')} = k\lambda = \frac{a}{2} \left(\frac{L}{R}\right)^2, \quad (5)$$

где $a = l' + l''$ — расстояние между выходными зрачками. Отсюда радиус k -го светлого кольца

$$R_k = \left[\frac{2k\lambda L^2}{a} \right]^{1/2}, \quad k = 0, 1, 2, \dots, N. \quad (6)$$

Это соотношение соответствует правилу Ньютона: радиусы интерференционных колец в плоскости наблюдения пропорциональны корням квадратным из ряда целых чисел. Аналогичную закономерность имеют кольца равного наклона, наблюдаемые при прохождении света через плоскопараллельную пластинку. По этой системе полос можно вычислить характеристики пластинки, в частности ее фокусное расстояние. Измерив радиусы k -й и m -й полос поля из (4) и (6) при $C = \infty$, можно определить фокусное расстояние элемента, если известно расстояние от пластинки до экрана:

$$f = \frac{(k - m)\lambda L^2}{R_k^2 - R_m^2}. \quad (7)$$

Эта процедура аналогична определению радиуса кривизны линзы по кольцам Ньютона.

В соотношении (6) не учтено, что нулевая интерференционная полоса у линзакона расположена не в центре поля, а начинается от края темной зоны, кроме того, она имеет порядок не $k = 0$, а $k = 1/2$ из-за скачка фазы при прохождении фокуса. Поэтому, руководствуясь рис. 5, перепишем формулу (6) для линзакона следующим образом:

$$R_k - r_0 = \left[\frac{2k\lambda L^2}{a} \right]^{1/2}, \quad k = 1/2, 3/2, 5/2, \dots, M, \quad (8)$$

где r_0 — радиус темной зоны.

Последнее соотношение хорошо подтверждается экспериментом. На рис. 6 представлены результаты измерения радиусов колец в поле за линзаконом для полос типа $[+1, -1]$. Отступления от соотношения (6) лежат в пределах ошибки эксперимента. Следует отметить, что первое кольцо является ахроматическим и полосы типа $[+1, -1]$ можно наблюдать в белом свете или при освещении источником, имеющим широкий линейчатый спектр, например, в свете аргонового лазера, работающего на нескольких линиях видимого спектра.

До сих пор предполагалось, что светящийся источник — точка. Пучки, образующие полосы в P (см. рис. 5), выходят из источника S под углом β для картины $[+1, -1]$ и углом

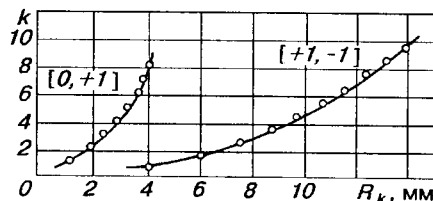


Рис. 6. Экспериментальные результаты

β_1 для колец $[0, +1]$. Известно, что полосы Френеля наблюдаются только при условии

$$b \leq \lambda / \sin \beta, \quad (9)$$

где β — угол между соответственными лучами, образующими интерференционную картину. Как видно из рис. 5, $\beta_1 > \beta$, а это означает, что контраст полос $[+1, -1]$ будет выше по сравнению с контрастом картины $[0, +1]$. Условие (9) является жестким, но его удается обойти при использовании лазерного излучения, которое фокусируется в плоскость входного зрачка при помощи микрообъектива или освещением через световолокно. Из рассмотренного хода соответственных лучей видно, что френелевская интерференция чувствительна к «микроструктуре» источника света, т. е. к его модовому составу, поскольку лучи, образующие интерференционные полосы, выходят из источника под разными углами [10].

Для анализа интерференционных явлений, наблюдаемых в дальней зоне при произвольном расположении источника, необходимо вначале определить место выходных зрачков S' и S'' на оптической оси и затем по расстоянию « a » между зрачками вычислить радиусы и ширину полос, используя соотношения (3), (4), (6) или (8).

Обратимся к рис. 7. Здесь главные плоскости линзаконна обозначены через HH' . Поскольку в линзаконе пространственно совмещены положительная и отрицательная линзы, то фокальные плоскости для пучков +1-го порядка обозначены как F и F' (см. рис. 7), а для пучков -1-го порядка — F' и F . Последовательные положения источника (предмета) отмечены точками от S_1 до S_9 . Точка S_9 совпадает с главной плоскостью линзаконна. Соответственные положения зрачков, являющиеся изображениями источника в положительной и отрицательной линзах, представлены кривыми S' и S'' .

На графике показано, что при движении источника от $-\infty$ до 0 (слева направо на рис. 7) положение зрачка S'' практически не меняется, поскольку он проходит путь только от $-f$ до 0. В то же время зрачок S' проходит путь от f до ∞ , затем скачком переходит в $-\infty$ и далее стремится к поверхности элемента. Такие сильные изменения положения зрачка S' существенным образом будут трансформировать систему двухлучевых полос $[+1, -1]$, в то время как полосы типа $[0, -1]$ практически линейно возрастут в диаметре при движении источника от $-\infty$ до 0, являясь, как указано выше, фоном, на котором разыгрываются интерференционные явления вблизи оси.

Формализованное объяснение не учитывает, что в действительности выходные зрачки являются кольцевыми структурами, а это приводит к появлению на экране темной зоны за S' . Ее диаметр можно вычислить из простых проективных соотношений, поскольку диаметр кольца в фокусе линзаконна известен. Он равен $r_0 = f\alpha$. Графики на рис. 7 позволяют понять динамику изменения интерференционного поля при движении источника от $-\infty$ до элемента. Если источник проецировать в пространство изображений, тогда функции зрачков +1-го и -1-го порядков как бы меняются местами и «световую линию» создают дифрагированные пучки -1-го порядка, т. е. будут наблюдаться яркие полосы типа $[-1, -1]$.

Далее рассмотрим влияние положений источника света на трансформацию интерференционного поля на экране, расположенном в дальней зоне на постоянном расстоянии $L \gg f$. Из рис. 2, 3 и 7 понятно, что при

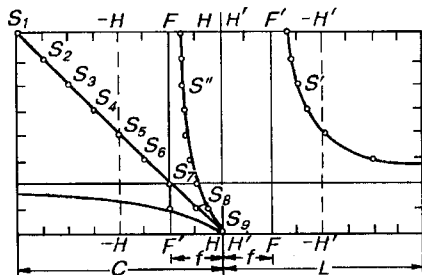


Рис. 7. Положение выходных зрачков S' и S'' при движении источника к пластинке

движении источника из положения в бесконечности (освещение плоской волной) и до передней фокальной плоскости на экран будут последовательно проецироваться картины, наблюдаемые в сечениях от 5 до 1 (см. рис. 2 и 3), исходя из стандартного условия: «куда движется предмет, туда движется и изображение». В положениях источника от S_4 до S_6 (см. рис. 7) будут господствовать полосы типа $[+1, -1]$, $[0, -1]$ и $[0, +1]$. Их радиус можно определить из соотношений (3), (4) и (8), зная расстояние между выходными зрачками.

Яркие бесселевы пучки возникают, когда источник находится в положениях, близких к передней фокальной плоскости линзакона. При положении источника на отрезке от S_6 до S_7 «бесселев шнур» сужается при удалении от элемента, а его длина не превышает расстояния от элемента до выходного зрачка S' .

При переходе источника фокальной плоскости (положение от S_6 до S_8) «бесселев шнур» линейно уширяется в диаметре, а его длина может быть сделана бесконечно большой. Как уже указывалось выше, диаметр шнура сохраняет постоянное значение при расположении источника в S_7 , т. е. в фокальной плоскости линзакона. Эти трансформации бесселева пучка понятны из хода лучей, представленных на рис. 8. Зная положение зрачка S' , можно рассчитать ширину полос $[+1, -1]$ в выбранной точке поля (сечение MM на рис. 8):

$$d = \frac{\lambda}{\omega}, \quad (10)$$

где ω — угол между соответственными лучами, образующими полосы. Для бесселевых пучков это соотношение вычисляется точно:

$$d = 0,766 \frac{\lambda_0 L}{D/2} \left(1 \pm \frac{Lx}{f^2} \right). \quad (11)$$

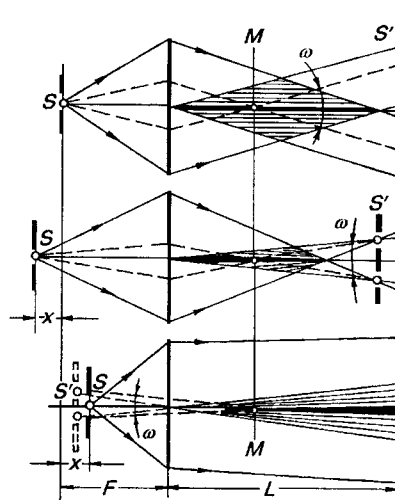
Приведенные в (11) обозначения ясны из рис. 8. Знак «+» соответствует положению источника S между элементом и передней фокальной плоскостью, а знак «-» — положению источника в области от $-\infty$ до передней фокальной плоскости.

В рамках статьи не рассмотрены изменения в интерференционном поле, когда источник расположен вблизи элемента, так как в этой области вступают в действие дифрагированные пучки высших порядков ($\pm 3, \pm 5, \pm 7$). В данном случае характер явлений, рассмотренных выше, полностью повторяется. В каждом порядке дифракции поле за элементом меняется аналогично представленному на рис. 3. Если на этом рисунке сечение 1 сделать ближе к элементу, то увидим изображение источника S в пучках 3-го порядка и далее при движении экрана к фокусу для +5-го порядка видны полосы, аналогичные представленным на рис. 6, от сечения 5 до 1. Масштаб этих картин сжат на величину, равную отношению порядков дифракции.

Следовательно, если источник поместить на расстояниях от элемента, близких к фокусным расстояниям для

Рис. 8. Характер изменения бесселева пучка при фокальном и экстрафокальном положениях источника:

ω — угол между интерферирующими пучками



3, 5 и 7-х порядков, то в дальней зоне можно получить пучки, «сжатые» по диаметру не в 1,6 раза как в классическом случае, а много больше. Яркие полосы дифрагированных пучков 3, 5 и 7-х порядков можно наблюдать за элементом на расстоянии до 100 м.

Выше предполагалось, что угловые размеры источника света малы (см. (9)). В линзаконе по мере увеличения линейного размера источника возрастает толщина кольца в дифрагированных порядках и при малом диаметре кольца происходит его размытие. Поэтому в центре поля интерференции появятся дополнительные полосы, образованные пучками нулевого и +1-го порядков. Эта интерференционная картина перекроет темную зону в центре (см. рис. 3, сечение 5). Рассмотрим эти изменения поля подробнее. Для экспериментов был выбран фазовый линзакон. При освещении плоской волной в центре поля возникает не теневой контур кольца, а дополнительная интерференционная картина. На рис. 9 она показана на разных расстояниях L от элемента вплоть до 25 м. В предыдущих рассуждениях и схемах указывалось, что пучки ± 1 -х порядков не идут по оси и не попадают в темную зону, которая возникает за кольцевой структурой зрачка выхода (см. рис. 2). Если угловая ширина источника превышает угловые размеры кольцевого зрачка, в центр поля попадают пучки ± 1 -х порядков. Следовательно, в центре должны возникать полосы типа $[0, +1]$, $[0, -1]$, поскольку система ярких полос $[+1, -1]$ начинается только от границы тени.

Учитывая, что при $C = \infty$ $l' = l'' = f$, перепишем соотношение (3) следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{R_k^2}{2(L+f)} &= k\lambda, & [0, -1], \\ \frac{R_k^2}{2(L-f)} &= k\lambda, & [0, +1], \\ \frac{R_k^2}{2(L-f)} - \frac{R_k^2}{2(L+f)} &= k\lambda, & [+1, -1]. \end{aligned} \quad (12)$$

Первые две формулы при $L \gg f$ практически совпадают, но, учитывая, что вклад в суммарную картину в центре от полос типа $[0, -1]$ невысок, приходим к выводу, что в центре поля при малой оптической силе конической волны наблюдаются полосы $[0, +1]$. Закон их следования соответствует соотношению (6), что подтверждается результатами эксперимента, представленными на рис. 6 (см. кривую $[0, +1]$). Периферию поля занимают двухлучевые полосы $[+1, -1]$.

Центральные (нулевые) полосы этих систем являются ахроматическими. Порядок центральной полосы $[0, +1]$ равен нулю, а центральной полосы $[+1, -1]$, как уже указывалось, — $1/2$. При движении источника к элементу эти картины начнут пересекаться до тех пор, пока ахроматические полосы систем не совпадут друг с другом

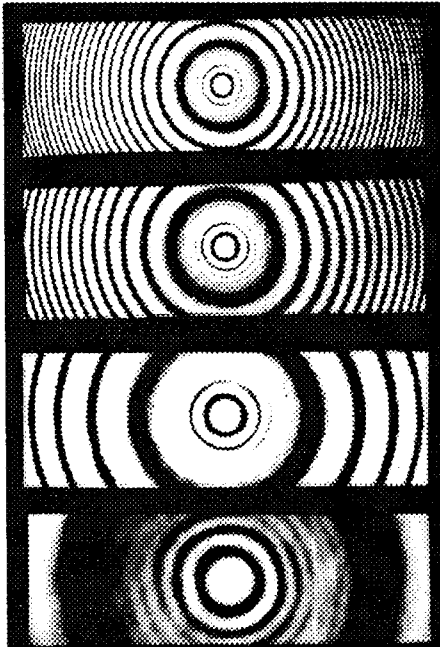
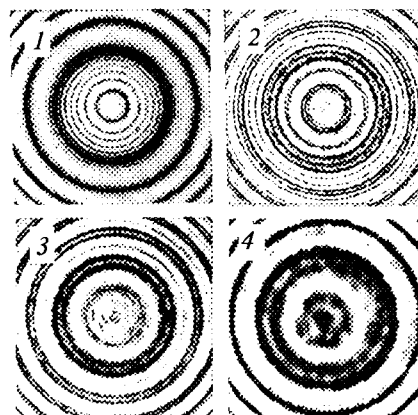


Рис. 9. Полосы типа $[0, +1]$ на разных расстояниях от элемента

Рис. 10. Сечение поля интерференции, образованного полосами в центре $[0, +1]$ и на периферии $[+1, -1]$



(рис. 10). При положении источника $2f > C > f$ в центре появится темная зона, а периферию поля займет система полос $[+1, -1]$.

Подведем итоги.

При освещении линзакона источником света, находящимся в фокусе, за элементом в центре поля наблюдается яркая «световая линия», вытянутая вдоль оптической оси и имеющая постоянный диаметр вдоль трассы, расчетная длина которой зависит от оптической силы конической волны.

Этот пучок, называемый «бесселевым шнуром», существенно изменяет свои параметры при смещении источника из расчетного положения (т. е. фокуса). При движении источника к элементу длина «шнура» возрастает, его диаметр перестает быть постоянным и увеличивается по мере удаления экрана от элемента. Смещение источника в сторону от элемента сокращает длину «шнура», его толщина уменьшается или, точнее, вырождается по мере удаления от элемента. Картина нелокализованных полос Френеля, центром которой является яркий «бесселев шнур», образуется за счет интерференции конической или тороидальной волны дифрагированного пучка $+1$ -го порядка.

Освещение линзакона параллельным пучком приводит к образованию в дальней зоне двух систем полос типа $[+1, -1]$ и $[0, +1]$.

При движении источника из бесконечности к элементу (освещение расходящимся пучком) периферию поля занимают полосы, образованные интерференцией пучков нулевого и -1 -го порядков. Эти полосы служат фоном для полос, расположенных в центре.

В центре наблюдаются яркие и контрастные полосы дифрагированных пучков $+1$ -го порядка, если источник находится на расстояниях от элемента в пределах от $-\infty$ до $\sim 1,5f$.

Наибольший вклад в интерференционное поле вносят пучки высших порядков ($\pm 3, \pm 5, \pm 7$), когда источник находится вблизи пластинки в положении от $f/3$ до 0.

При произвольном расположении источника перед элементом часть излучения дифрагирует в темную зону, расположенную вдоль оси, образуя полосы Пуассона со светлым или темным центром в зависимости от расстояния до элемента.

Освещение сходящимся пучком сохраняет характер интерференционных явлений, но «бесселев шнур» будет образовывать дифрагированные пучки не $+1$ -го, а -1 -го порядка.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Koronkevich V. P., Mikhailsova I. A., Churin E. G., Yurlov Yu. I. Lensacon // Appl. Opt. 1995. 34. P. 5761.
2. Коронкевич В. П., Михальцова И. А., Чуринов Е. Г., Юрлов Ю. И. Дифракционный элемент для «обострения» лазерных пучков // Автометрия. 1994. № 3.
3. Kato M., Maeda S., Yamagishi F. et al. Wavelength independent grating lens system // Appl. Opt. 1989. 28. P. 682.
4. Davis J. A., Cottrell D. M., Maley C. A., Grivello M. R. Subdiffraction-limited focusing lens // Appl. Opt. 1994. 33. P. 4128.
5. McDonald R. P., Chrustowski J., Boothroyd S. A., Syrett B. A. Holographic formation of a diode laser nondiffracting beam // Appl. Opt. 1993. 32. P. 6470.

6. Коронкевич В. П., Пальчикова И. Г., Полецук А. Г. и др. Киноформные оптические элементы с кольцевым импульсным откликом. Новосибирск, 1985. (Препр. /СО АН СССР. ИАиЭ; 265).
7. Tugunen J., Vasara A., Friberg A. T. Holographic generation of diffraction-free beams // Appl. Opt. 1988. 27. P. 3959.
8. Котляр В. В., Сойфер В. А., Хопина С. Н. Фазовые оптические элементы для образования квазимод свободного производства // Квантовая электрон. 1991. 18(11). С. 1391.
9. Коломийцев Ю. В. Интерферометры. Л.: Машиностроение, 1976.
10. Вавилов С. И. Собр. соч. Т. 2. М.: Изд-во Академии наук СССР, 1952.

Поступила в редакцию 22 января 1996 г.

Реклама продукции в нашем журнале — залог Вашего успеха!