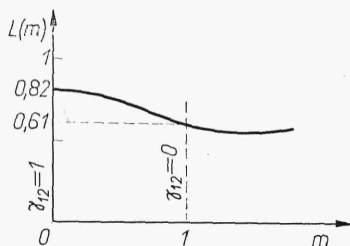


$= 5,14/2\pi = 0,82$. Dla $m = 1$ gdy apertura kondensora jest równa aperturze obiektywu moduł γ_{12} dla punktów leżących na odległości granicznej b_r osiąga pierwsze zero i oświetlenie jest niekoherentne, tzn. $L(m = 1) = 3,83/2\pi = 0,61$.

Na rys. 3.68 przedstawiona jest graficznie zależność L od m wyznaczona na drodze numerycznej zgodnie z zależnościami (3.112) i (3.129). Teoretycznie najwyższa zdolność rozdzielcza układu występuje wtedy, gdy



Rys. 3.68

apertura kondensora jest około 1,5 razy większa od apertury obiektywu. Praktycznie z uwagi na odbłaski powstające na oprawach soczewek obiektywu, które obniżają kontrast obrazu a tym samym jego zdolność rozdzielczą, nie przekracza się zwykle $m = 0,7$. Tym samym zgodnie z zależnością (3.134)

$$b_{r \min} = \frac{0,65 \lambda}{A_0} \quad (3.135)$$

3.3.6. Obraz przedmiotów złożonych

Każdy przedmiot można uważać za skończony lub nieskończony zbiór punktów emitujących światło o różnym stopniu wzajemnej koherencji. Uogólniając rozważania p. 3.3.5 można więc otrzymać zależności opisujące rozkład intensywności w płaszczyźnie obrazu uwzględniające wpływ parametrów układu oświetlającego. Z uwagi na złożoność problemu ograniczono się tu tylko do skrajnych przypadków: oświetlenia niekoherentnego i koherentnego. Bardziej szczegółowe omówienie tych zagadnień można znaleźć w [1].

Oświetlenie niekoherentne

Zgodnie z zależnością (3.120), ponieważ $\gamma_{12} = 0$, w płaszczyźnie obrazu wystarczy zsumować w przypadku oświetlenia niekoherentnego intensywności plamek dyfrakcyjnych poszczególnych punktów przedmiotu. Ograniczając się do badania układów, w których zmiany kształtów plamek dyfrakcyjnych ze zmianą położenia punktu w płaszczyźnie przedmiotu zachodzą dostatecznie wolno (to znaczy kiedy obszar płaszczyzny obrazu, w którym spełniony jest warunek izoplanatyzmu jest znacznie większy od powierzchni znaczących wartości intensywności plamki dyfrakcyjnej) wówczas wpływ plamek leżących poza tym obszarem na rozkład intensywności w rozpatrywanym obszarze jest pomijalnie mały. Wyznaczając wtedy lokalny rozkład intensywności formalnie sumowanie można rozciągnąć i na obszary nie spełniające tego warunku. Dla każdego punktu przed-

miotu o współrzędnych x, y rozkład intensywności w płaszczyźnie obrazu można wyznaczyć z równania (3.121). Rozkład intensywności $P'(x', y')$ w płaszczyźnie obrazu dla całego przedmiotu, w którym intensywność jest opisana przez funkcję $P(x, y)$ wyniesie

$$P'(x', y') = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} P(x, y) D_0(x' - x, y' - y) dx dy \quad (3.136)$$

gdzie $D_0(x', y')$ — rozkład intensywności w obrazie punktu znajdującego się na osi o jednostkowej intensywności. Dla wygody zapisu tak dobrano skalę współrzędnych x', y' , aby było spełnione $\beta = 1$.

Zgodnie więc z rozważaniami p. 8.3.2 dla oświetlenia niekoherentnego rozkład intensywności w płaszczyźnie obrazu jest splotem rozkładu intensywności w płaszczyźnie przedmiotu i plamki dyfrakcyjnej (w obrazie punktu), tzn. $P' = P \otimes D_0$.

Niech przedmiotem będzie na przykład półprosta pokrywająca się z dodatnią częścią osi x , tzn.

$$P(x, y) = 1 \quad \text{dla } y = 0 \text{ i } x \geq 0$$

W pozostałym obszarze

$$P(x, y) = 0$$

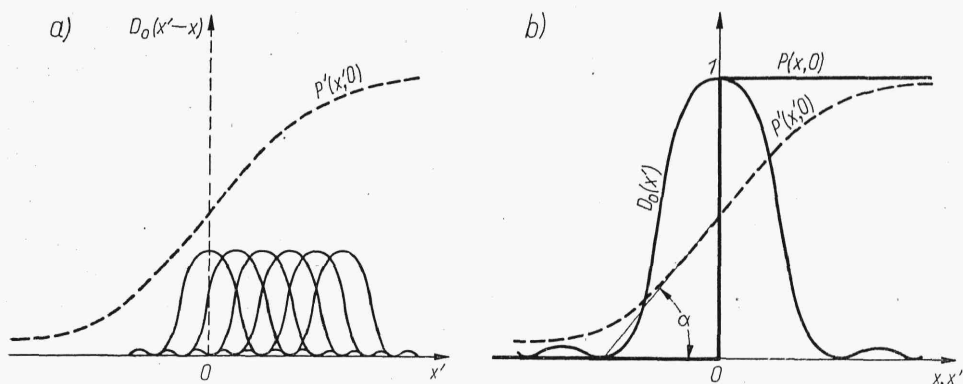
Wtedy zgodnie z wyrażeniem (3.136) będzie

$$P'(x', y') = \int_0^{\infty} D_0(x' - x, y') dx$$

Jeżeli interesuje nas rozkład intensywności tylko na osi x' , wówczas

$$P'(x', 0) = \int_0^{\infty} D_0(x' - x) dx \quad (3.137)$$

Na rys. 3.69a przedstawiono w sposób poglądowy sumowanie według zależności (3.137) przy zadanym kształcie plamki dyfrakcyjnej. Dzielic



Rys. 3.69

półprostą $x > 0$ na nieskończenie małe odcinki, każdemu z nich w płaszczyźnie obrazu można przyporządkować plamkę dyfrakcyjną. Środki tych plamek rozmieszczone byłyby na półprostej $x' > 0$. Suma intensywności wszystkich plamek w poszczególnych punktach płaszczyzny obrazu

x' , y' pozwoli wyznaczyć rozkład intensywności w obrazie półprostej. Na rys. 3.69a linią ciągłą zaznaczono przekroje plamek dyfrakcyjnych na osi x' odpowiadające odcinkom półprostej przedmiotu. Linią przerywaną zaznaczono sumaryczną intensywność wynikającą z dodania liniowych gęstości intensywności w poszczególnych punktach osi x' . Dla porównania na rys. 3.69b pokazano za pomocą linii cienkiej plamkę dyfrakcyjną dla układu bezaberracyjnego i źrenicy kołowej (plamka *Airy*), zaś linią grubą — rozkład intensywności płaszczyzny przedmiotu dla osi x , natomiast linią przerywaną — rozkład intensywności w obrazie półprostej na osi x' . Intensywności trzech krzywych są znormowane przez przyrównanie ich maksymalnych wartości do 1.

W miejsce skokowej zmiany intensywności w płaszczyźnie przedmiotu powstaje w płaszczyźnie obrazu rozkład ciągły zmieniający się w pewnym przedziale od wartości zerowych do maksimum intensywności. Przedział ten jest tym większy (tym mniejszy jest kąt α , rys. 3.69b), im na większym obszarze rozpostarta jest plamka dyfrakcyjna, to znaczy im mniejsza jest średnica źrenicy wejściowej układu. Na zmniejszenie kąta α w przypadku układu aberracyjnego ma wpływ również wzrost jego aberracji i za miarę jakości układu optycznego przyjmowana jest często wartość kąta α w punkcie o maksymalnym spadku intensywności. Wygodniej jest wtedy stosować przedmiot w postaci półpłaszczyzny, przy czym charakter zmiany intensywności w obrazie jej krawędzi jest podobny do rozkładu wyznaczonego dla końca linii.

Zależność (3.136) wskazuje na proces tworzenia się obrazu dla dowolnego przedmiotu i dowolnego układu o znanej plamce dyfrakcyjnej. Jednak, aby znaleźć obraz trzeba zadać układ i przedmiot. Wyznaczenie rozkładu intensywności dla konkretnych układów i przedmiotów nie pozwala uogólnić przekształcenia na dowolne układy i przedmioty. Dopiero zastosowanie analizy harmonicznej, będącej tematem uzupełnienia zamieszczonego na końcu niniejszej książki, stwarza możliwość sformułowania ogólnych praw przekształcenia dawanego przez układ i prostą interpretację mechanizmu jego działania. Umożliwia ona poza tym, opisanie za pomocą tego samego aparatu pojęć procesów zachodzących w układach optycznych i odbiornikach analizujących obraz. Jest to tym ważniejsze, że coraz powszechniejsze staje się łączenie układów optycznych z elektronicznymi. Wprowadzenie przekształcenia *Fouriera* do optyki zostało zresztą spowodowane koniecznością oceny przeniesionych informacji o obrazie w poszczególnych ogniwach kanału telewizyjnego.

Jeżeli zadany jest przedmiot $P(x, y)$ to wygodnie jest go przedstawić zgodnie z przekształceniem *Fouriera* (8.13) jako nieskończoną sumę funkcji harmonicznych w postaci

$$P(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} p(\tilde{x}, \tilde{y}) \exp[2\pi i(\tilde{x}x + \tilde{y}y)] d\tilde{x} d\tilde{y}$$

gdzie \tilde{x} , \tilde{y} — są częstościami dla osi x i y .

Pod pojęciem częstości rozumie się tu liczbę okresów funkcji harmonicznej na jednostkę długości. Pojęcie to jest równoważne pojęciu częstotliwości, z tym że dla wygody w niniejszej książce częstotliwość stosowana jest wyłącznie do charakteryzowania funkcji zmiennych w czasie, natomiast częstość — zmiennych w przestrzeni. Bliższe wyjaśnienia dotyczące analizy harmonicznej podano w rozdz. 8.

Zgodnie z symboliką przyjętą w tamtym rozdziale można to zapisać krótko za pomocą odwrotnego przekształcenia *Fouriera*

$$P(x, y) = F^*[p(\tilde{x}, \tilde{y})]$$

Podobnie dla rozkładu intensywności w płaszczyźnie obrazu, ponieważ z warunku normującego $\beta = 1$ częstości w przestrzeni przedmiotowej odpowiadają częstościom w przestrzeni obrazowej

$$P'(x', y') = F^*[p'(\tilde{x}, \tilde{y})]$$

Z własności odwrotności przekształcenia *Fouriera* (8.13) będzie

$$p'(\tilde{x}, \tilde{y}) = F[P'(x', y')]$$

$$p(\tilde{x}, \tilde{y}) = F[P(x, y)]$$

Ponieważ zgodnie z równaniem (3.136) rozkład intensywności w obrazie jest splotem rozkładów intensywności w przedmiocie i plamce dyfrakcyjnej obrazu punktu, to znaczy $P' = P \otimes D_0$, to

$$p'(\tilde{x}, \tilde{y}) = F[P \otimes D_0]$$

Biorąc pod uwagę wzór (8.24b) wynika stąd natychmiast

$$\boxed{p'(\tilde{x}, \tilde{y}) = p(\tilde{x}, \tilde{y}) d(\tilde{x}, \tilde{y})} \quad (3.138)$$

$$\text{gdzie } d(\tilde{x}, \tilde{y}) = F[D_0(x', y')] \quad (3.139)$$

Przekształcenie Fouriera rozkładu intensywności obrazu równe jest iloczynowi przekształcenia Fouriera rozkładu intensywności przedmiotu przez przekształcenie Fouriera rozkładu intensywności obrazu pojedynczego punktu.

Jeżeli znana jest gęstość amplitudy $p(\tilde{x}, \tilde{y})$ składowej harmonicznej rozkładu intensywności przedmiotu o częstości \tilde{x}, \tilde{y} to w obrazie będzie tym większa gęstość amplitudy $p'(\tilde{x}, \tilde{y})$ rozkładu intensywności o tej samej częstości, im większa składowa $d(\tilde{x}, \tilde{y})$ o tej częstości znajduje się w plamce dyfrakcyjnej obrazu punktu. Żadne informacje o częstościach nie zostaną przesłane z przedmiotu do obrazu, jeżeli nie są one reprezentowane w plamce dyfrakcyjnej. Funkcja d , będąca przekształceniem *Fouriera* rozkładu intensywności w obrazie punktu, opisuje własność filtrujące układu, wskazuje które częstości przedmiotu i w jaki sposób zostaną przeniesione do obrazu. Dlatego też funkcja ta nazywa się *funkcją przenoszenia układu*. Naturalnie w obrazie mogą znaleźć się tylko te częstości, które znajdują się w przedmiocie. Oznacza to, że jeżeli rozkład intensywności w przedmiocie jest sinusoidą o pewnej amplitudzie, to w obrazie będzie również sinusoidą o tej samej częstości dla $\beta = 1$, ale innej amplitudzie zależnej od d . Układ optyczny jest więc filtrem liniowym.

Wygodnie jest znormować funkcję przenoszenia przez $d_n(0, 0) = 1$, to znaczy

$$d_n(\tilde{x}, \tilde{y}) = \frac{d(\tilde{x}, \tilde{y})}{d(0, 0)} \quad (3.140)$$

Funkcja przenoszenia d_n wskazuje, jak harmoniczne intensywności o częstości \tilde{x}, \tilde{y} przenoszone są przez układ w porównaniu z częstością $\tilde{x} = \tilde{y} = 0$. Wartość $d(0, 0)$ można znaleźć z zależności energetycznych (rozdz. 2).

Wyznaczenie funkcji przenoszenia na podstawie analizy harmonicznej plamki dyfrakcyjnej wymaga dość złożonych obliczeń. Okaże się jednak,

że uwzględniając zależność (3.84) rozkładu amplitud w płaszczyźnie obrazu od funkcji źrenicy można sprowadzić analizę harmoniczną do wyznaczenia tzw. *funkcji autokorelacji*, która dla układów bezaberracyjnych przyjmuje prostą interpretację geometryczną. Z definicji przekształcenia *Fouriera* oraz biorąc pod uwagę wyrażenia (3.139) i (3.86) można napisać

$$d(\tilde{x}, \tilde{y}) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} T T^* \exp[-2\pi i(x' \tilde{x} + y' \tilde{y})] dx' dy' \quad (3.141)$$

Uwzględniając zależności (3.84) i (3.81), po zmianie kolejności całkowania oraz ponieważ z rys. 3.37 $\zeta' = u_{\zeta}' r_0$ i $\eta' = u_{\eta}' r_0$ z pominięciem stałej $\lambda^2 A r_0^2$ przed całką pozostanie

$$d(\tilde{x}, \tilde{y}) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} V(u_{\zeta}', u_{\eta}') du_{\zeta}' du_{\eta}' \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} T^* \exp \left\{ -2\pi i \left[\frac{x'}{\lambda} (u_{\zeta}' + \lambda \tilde{x}) + \frac{y'}{\lambda} (u_{\eta}' + \lambda \tilde{y}) \right] \right\} d\left(\frac{x'}{\lambda}\right) d\left(\frac{y'}{\lambda}\right)$$

Z prawa odwrotności przekształcenia *Fouriera* dla wyrażenia (3.84) także z pominięciem stałej będzie spełnione

$$V(u_{\zeta}', u_{\eta}') = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} T(x', y') \exp \left[2\pi i \left(u_{\zeta}' \frac{x'}{\lambda} + u_{\eta}' \frac{y'}{\lambda} \right) \right] d\left(\frac{x'}{\lambda}\right) d\left(\frac{y'}{\lambda}\right)$$

a więc również

$$V^*(u_{\zeta}', u_{\eta}') = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} T^*(x', y') \exp \left[-2\pi i \left(u_{\zeta}' \frac{x'}{\lambda} + u_{\eta}' \frac{y'}{\lambda} \right) \right] d\left(\frac{x'}{\lambda}\right) d\left(\frac{y'}{\lambda}\right)$$

i wtedy

$$d(\tilde{x}, \tilde{y}) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} V(u_{\zeta}', u_{\eta}') V^*(u_{\zeta}' + \lambda \tilde{x}, u_{\eta}' + \lambda \tilde{y}) du_{\zeta}' du_{\eta}' \quad (3.142)$$

lub ostatecznie z równania (3.140) dla znormowanej funkcji przenoszenia

$$d_n(\tilde{x}, \tilde{y}) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} V(u_{\zeta}', u_{\eta}') V^*(u_{\zeta}' + \lambda \tilde{x}, u_{\eta}' + \lambda \tilde{y}) du_{\zeta}' du_{\eta}'}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} V V^* du_{\zeta}' du_{\eta}'} \quad (3.143)$$

gdzie $V(u_{\zeta}', u_{\eta}')$ — zgodnie ze wzorem (3.83a) jest funkcją źrenicy opisanej za pomocą współrzędnych u_{ζ}', u_{η}' płaszczyzny źrenicy (rys. 3.37) wyrażonych w mierze kątowej ($\zeta' = u_{\zeta}' r_0$, $\eta' = u_{\eta}' r_0$).

Zależność

$$K(x, y) \stackrel{\text{df}}{=} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} G(x', y') H^*(x + x', y + y') dx' dy' \quad (3.144)$$

nazywana jest z definicji funkcją wzajemnej korelacji funkcji G i H . Jeżeli $G = H$, wówczas $K(x, y)$ nazywa się *funkcją autokorelacji*.

A więc funkcja przenoszenia układu $d(\tilde{x}, \tilde{y})$ dla oświetlenia niekoherentnego jest równa funkcji autokorelacji funkcji źrenicy $V(u_{\zeta}', u_{\eta}')$.

Ponieważ $V(u'_\xi, u'_\eta)$ jest w ogólnym przypadku funkcją zespoloną, to funkcja przenoszenia zgodnie z wyrażeniem (3.143) może być również zespolona i wtedy

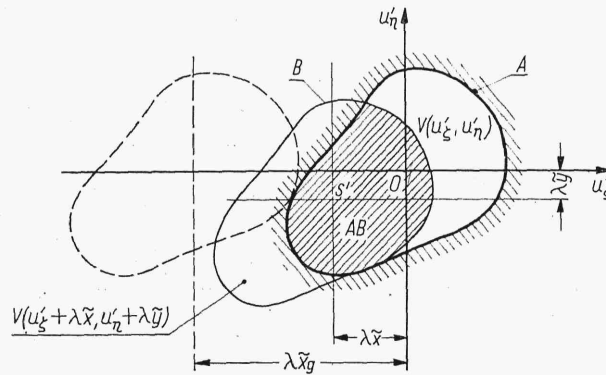
$$d_n(\tilde{x}, \tilde{y}) = |d_n(\tilde{x}, \tilde{y})| \exp[-i\Theta(\tilde{x}, \tilde{y})] \quad (3.145)$$

gdzie moduł funkcji przenoszenia nazywany *funkcją przenoszenia kontrastu* określa przenoszenie amplitudy harmonicznej rozkładu intensywności o częstotliwości \tilde{x}, \tilde{y} , natomiast argument $\Theta(\tilde{x}, \tilde{y})$ — przesunięcie fazy harmonicznej o tej częstotliwości.

Dla układu bezaberracyjnego funkcją źrenicy jest funkcja rzeczywista, a więc $V^* = V$ i wtedy $\Theta = 0$ oraz

$$d_n(\tilde{x}, \tilde{y}) = |d_n(\tilde{x}, \tilde{y})| = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} V(u'_\xi, u'_\eta) V(u'_\xi + \lambda\tilde{x}, u'_\eta + \lambda\tilde{y}) du'_\xi du'_\eta}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} V^2 du'_\xi du'_\eta} \quad (3.146)$$

Niech przykładowo źrenicą układu bezaberracyjnego będzie przysłona w kształcie A (rys. 3.70), której kontur zaznaczony jest linią ciągłą z kres-



Rys. 3.70

kowanym obrzeżem. Jeżeli współczynnik przepuszczania układu τ jest stały w obszarze źrenicy i ponadto punkty płaszczyzny przedmiotu nie mają kierunkowej charakterystyki promieniowania, to w całym obszarze źrenicy funkcja źrenicy jest stała $V(u'_\xi, u'_\eta) = V_0$. Dla punktów o współrzędnych u'_ξ, u'_η leżących poza przysłoną $V(u'_\xi, u'_\eta) = 0$. Funkcja $V(u'_\xi + \lambda\tilde{x}, u'_\eta + \lambda\tilde{y})$ będąca tą samą funkcją źrenicy, ma wartości stałe (V_0) i niezerowe dla tego samego zbioru punktów, z tym że jego środek O jest przesunięty do punktu $S'(u'_\xi = -\lambda\tilde{x}, u'_\eta = -\lambda\tilde{y})$. Powierzchnia B , poza którą $V(u'_\xi + \lambda\tilde{x}, u'_\eta + \lambda\tilde{y}) = 0$ obramowano linią ciągłą. Iloczyn funkcji $V(u'_\xi, u'_\eta) V(u'_\xi + \lambda\tilde{x}, u'_\eta + \lambda\tilde{y})$ ma wartości niezerowe i równe V_0^2 tylko dla wspólnego obszaru powierzchni A i B , oznaczonego na rysunku przez AB i wyróżnionego przez zakreskowanie. Zgodnie z wyrażeniem (3.146)

$$d_n(\tilde{x}, \tilde{y}) = \frac{V_0^2 \int_{AB} du'_\xi du'_\eta}{V_0^2 \int_A du'_\xi du'_\eta} = \frac{S_{AB}}{S_A} \quad (3.147)$$

gdzie: S_{AB} jest powierzchnią wspólnego obszaru AB , a S_A — powierzchnią źrenicy.

Dla układu bezaberracyjnego i współczynnika przepuszczania układu niezależnego od współrzędnych w źrenicy funkcja przenoszenia dla częstości \tilde{x}, \tilde{y} równa jest więc znormowanej powierzchni obszaru wspólnego dwóch przesuniętych względem siebie źrenic, przy czym przesunięcie obu kształtów odpowiednio w kierunku dwóch osi wynosi $\lambda\tilde{x}$ i $\lambda\tilde{y}$. Wraz ze wzrostem częstości wspólne pole S_{AB} będzie malało i dla częstości przekraczających pewne wartości \tilde{x}_g i \tilde{y}_g , nazywane częstościami granicznymi, funkcja przenoszenia $d_n(\tilde{x}, \tilde{y})$ jest równa zero. Układ optyczny więc jest przy oświetleniu niekoherentnym filtrem przenoszącym niskie częstości.

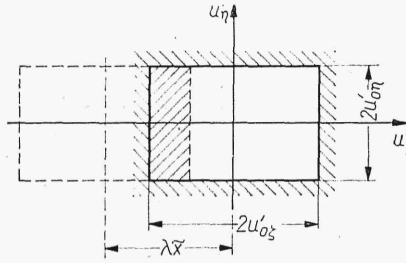
Rozpatrując w szczególnym przypadku rozkład intensywności przedmiotu $P(x, y)$, który nie zależy od współrzędnej y (jednokierunkowa struktura przedmiotu), tzn. $P(x, y) = P(x)$ wówczas dla każdego x jest $\tilde{y} = 0$ i zgodnie ze wzorem (3.138)

$$p'(\tilde{x}, 0) = p(\tilde{x}, 0) d(\tilde{x}, 0)$$

przy czym przez $d(\tilde{x}, 0)$ rozumie się tu przekształcenie Fouriera rozkładu intensywności w obrazie linii. Rozkład ten można wyznaczyć z zależności (3.136) przyjmując, że linia jest zbiorem punktów. Przykładowo niech dla linii przechodzącej przez punkt o współrzędnej x , $P(x) = 1$, wówczas

$$P'_l(x') = \int_{-\infty}^{\infty} D_0(x' - x, y'') dy'' \quad (3.148)$$

gdzie oznaczono $y' - y = y''$, wtedy $d(\tilde{x}, 0) = F[P'_l(x')]$.



Rys. 3.71

Dla źrenicy o kształcie prostokątnym (rys. 3.71) i przy stałej intensywności przedmiotu w kierunku osi y zgodnie z (3.147) otrzymuje się

$$d_n(\tilde{x}, 0) = 1 - \frac{\lambda\tilde{x}}{2u'_{0x}} \quad (3.149a)$$

Częstość graniczna

$$\tilde{x}_g = \frac{2u'_{0x}}{\lambda} \quad (3.149b)$$

Dla $\tilde{x} > \tilde{x}_g$ $d_n(\tilde{x}, 0) = 0$.

Dla źrenicy o kształcie kołowym (rys. 3.72)

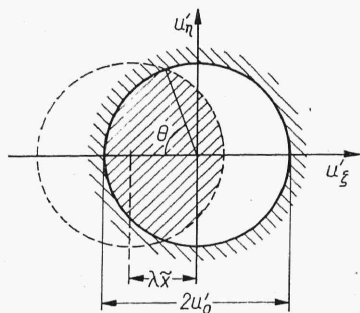
$$d_n(\tilde{x}, 0) = \frac{2\Theta}{\pi} (1 - \text{sinc } 2\Theta) \quad (3.150a)$$

gdzie $\cos \Theta = \frac{\lambda\tilde{x}}{2u'_0}$

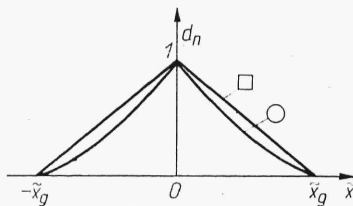
Częstość graniczna

$$\tilde{x}_g = \frac{2u'_0}{\lambda} \quad (3.150b)$$

Ilustrację graficzną funkcji przenoszenia dla źrenicy o kształcie prostokątnym i kołowym podano na rys. 3.73.

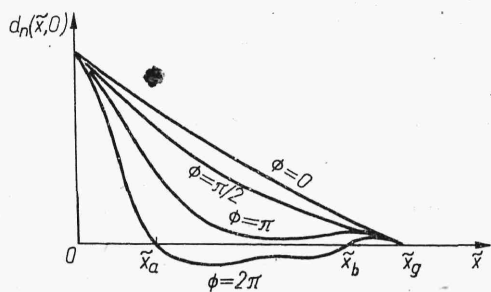


Rys. 3.72

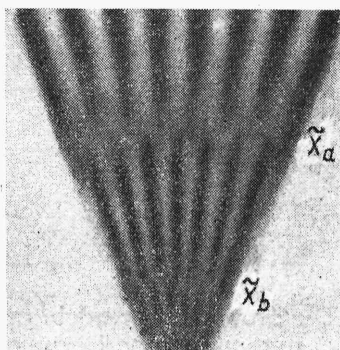


Rys. 3.73

W przypadku przeogniskowania lub układu aberracyjnego funkcja źrenicy $V(u'_\xi, u'_\eta)$ jest zespolona i funkcja przenoszenia z uwagi na wpływ czynnika fazowego funkcji źrenicy nie ma wtedy tak prostej interpretacji geometrycznej. Istnieje wtedy konieczność numerycznego wyznaczenia jej wartości. Dla przykładu na rys. 3.74 podana jest funkcja przenoszenia



Rys. 3.74



Rys. 3.75

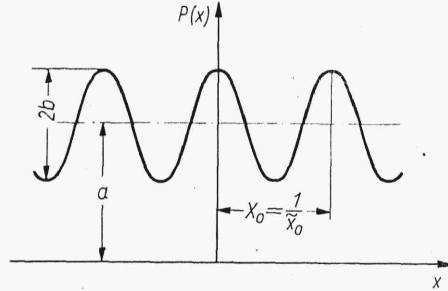
układu bezaberracyjnego o źrenicy kołowej dla różnych wartości Φ przeogniskowania. Z uwagi na symetrię wykres podany jest tylko dla częstości dodatnich. Przy przeogniskowaniu, podobnie jak i przy wpływie aberracji, największy spadek wartości d_n zachodzi dla częstości pośrednich między częstością graniczną i zerową. Dla $\Phi = 2\pi$ w obszarze częstości $(\tilde{x}_a, \tilde{x}_b)$ $\Theta(\tilde{x}) = \pi$. Jeżeli argument Θ przyjmuje tylko wartości 0 i π najwygodniej jest go uwzględnić przez wprowadzenie ujemnych wartości modułu funkcji przenoszenia. Występuje wtedy odwrócenie kontrastu pokazane na rys. 3.75 dla obrazu przedmiotu złożonego z układu linii zbieżnych, który jest równoważny testowi o zmiennej częstości wraz ze zmianą odległości rozpatrywanego przekroju od środka zbieżności. Charakterystyczne częstości \tilde{x}_a i \tilde{x}_b są na zdjęciu zaznaczone.

Jeżeli Θ jest złożoną funkcją częstości, jak to jest w przypadku wpływu aberracji pozaosiowych, wówczas jednocześnie powinny być podany moduł funkcji przenoszenia i jej argument w funkcji częstości.

Dla ilustracji roli jaką spełnia funkcja przenoszenia niech przedmiotem (rys. 3.76) będzie rozkład intensywności o postaci

$$P(x) = a + b \cos(2\pi \tilde{x}_0 x)$$

spełnionej dla każdego x .



Rys. 3.76

Kontrast przedmiotu

$$C_p = \frac{P_{max} - P_{min}}{P_{max} + P_{min}} = \frac{b}{a}$$

Ale $\cos x = \frac{1}{2} [\exp(-ix) + \exp(ix)]$ i wtedy

$$P(x) = a + \frac{b}{2} \exp(-2\pi i \tilde{x}_0 x) + \frac{b}{2} \exp(2\pi i \tilde{x}_0 x)$$

Ponieważ zależność ta jest spełniona dla każdego x , to funkcja $P(x)$ ma trzy harmoniczne o amplitudach a , $b/2$, $b/2$ i odpowiednio częstościach $\tilde{x} = 0$, $\tilde{x} = \tilde{x}_0$, $\tilde{x} = -\tilde{x}_0$.

Zgodnie z równaniem (3.138) rozkładem intensywności w płaszczyźnie obrazu będzie

$$P'(x') = a d(0) + \frac{b}{2} d(\tilde{x}_0) \exp(-2\pi i \tilde{x}_0 x') + \frac{b}{2} d(-\tilde{x}_0) \exp(+2\pi i \tilde{x}_0 x')$$

przy czym dla prostoty przez $d(\tilde{x})$ oznaczono $d(\tilde{x}, 0)$.

Uwzględniając zależność (3.140) oraz ponieważ $d_n(-\tilde{x}_0) = d_n(\tilde{x}_0)$ (rys. 3.73) otrzymuje się

$$P'(x') = d(0) [a + b d_n(\tilde{x}_0) \cos(2\pi \tilde{x}_0 x')]$$

Ekstremalne wartości rozkładu intensywności w płaszczyźnie obrazu

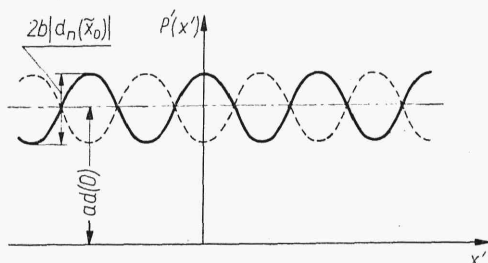
$$P'_{\min}{}'(x') = d(0) [a \pm b |d_n(\tilde{x}_0)|]$$

i stąd kontrast obrazu

$$C_0(\tilde{x}_0) = \frac{b}{a} |d_n(\tilde{x}_0)| = C_p(\tilde{x}_0) |d_n(\tilde{x}_0)| \quad (3.151)$$

Dla danej częstości kontrast C_0 w płaszczyźnie obrazu jest równy iloczynowi kontrastu C_p przedmiotu przez moduł funkcji przenoszenia. Stąd

wyływa geneza pojęcia funkcji przenoszenia kontrastu. Na rys. 3.77 linią ciągłą zaznaczono przykładowy rozkład intensywności w płaszczyźnie obrazu dla $\Theta(\tilde{x}_0) = 0$, a linią przerywaną — dla $\Theta(\tilde{x}_0) = \pi$.



Rys. 3.77 [15]

Własności filtrujące układu optycznego dla światła niekoherentnego, chociaż ograniczające możliwości przenoszenia informacji przez układ, mogą być wykorzystane do eliminowania zbędnych informacji w obrazie. Wykonując na przykład powiększoną reprodukcję ilustracji z książki, w jej obrazie widoczna byłaby siatka punktów poligraficznych, które można usunąć dobierając odpowiednio mały otwór względny obiektywu lub — co jest wygodniejsze ze względów energetycznych — zaburzając w sposób



Rys. 3.78 [15]

przypadkowy fazę w źrenicy przez wstawienie przez obiektyw płytki szklanej z przypadkowo naniesionymi małymi elementami zmieniającymi fazę fali o π . Można wykazać, że z punktu widzenia funkcji przenoszenia taki zabieg jest równoważny zmniejszeniu średnicy źrenicy układu. Ilustrację i jej zdjęcie z odfiltrowanymi informacjami pokazano na rys. 3.78.

Oświetlenie koherentne

W przypadku oświetlenia koherentnego wszystkie punkty płaszczyzny przedmiotu świecą światłem wzajemnie koherentnym i w równaniu (3.120) dla dowolnej kombinacji dwóch punktów przedmiotu $|\gamma_{12}| = 1$. Dla oświe-

tlenia koherentnego nie można jednak zapisać tak prostych zależności wiążących rozkłady intensywności płaszczyzny przedmiotu i obrazu, jak to było w świetle niekoherentnym. Pełne analogie natomiast można znaleźć dla funkcji amplitudowo-fazowych. Między promieniowaniem emitowanym przez poszczególne punkty przedmiotu zachowane są stałe zależności fazowe i w płaszczyźnie obrazu można sumować rozkłady amplitud i faz pochodzące od wszystkich punktów przedmiotu, podobnie jak to było z rozkładami intensywności dla światła niekoherentnego.

Zgodnie z wyrażeniem (3.84) niech przez $T_0(x', y')$ będzie opisany rozkład amplitud i faz w obrazie pojedynczego punktu, który leży w początku układu i ma jednostkową amplitudę i fazę zerową. Jeżeli rozważania zostaną ograniczone do obszarów spełniających warunek izoplanatyzmu, wówczas dla punktu $S(x, y)$ rozkład amplitud i faz w płaszczyźnie obrazu można zapisać przez

$$H'_s(x', y') = H_s(x, y) T_0(x' - x, y' - y)$$

gdzie $H_s(x, y)$ jest czynnikiem opisującym amplitudę i fazę w punkcie S . Współrzędne płaszczyzny przedmiotu i obrazu są znormowane za pomocą warunku $\beta = 1$.

Dla nieskończonego zbioru punktów

$$H'(x', y') = \int \int_{-\infty}^{\infty} H(x, y) T_0(x' - x, y' - y) dx dy \quad (3.152)$$

Jest to wyrażenie analogiczne do (3.136) z tym tylko, że odnosi się do amplitud i faz. Dla oświetlenia koherentnego rozkład amplitud i faz $H'(x', y')$ w obrazie jest wyrażony przez splot rozkładów amplitud i faz $H(x, y)$ w przedmiocie i w plamce dyfrakcyjnej obrazu punktu (T_0). Znając $H'(x', y')$ z zależności $P' = H'H'^*$ można wyznaczyć rozkład intensywności $P'(x', y')$ w płaszczyźnie obrazu.

Biorąc przekształcenie Fouriera wyrażenia (3.152) podobnie jak dla (3.136) zgodnie z (8.24b), otrzymamy

$$\boxed{h'(\tilde{x}, \tilde{y}) = h(\tilde{x}, \tilde{y}) t(\tilde{x}, \tilde{y})} \quad (3.153)$$

gdzie

$$\begin{aligned} h'(\tilde{x}, \tilde{y}) &= F[H'(x', y')]; & h(\tilde{x}, \tilde{y}) &= F[H(x, y)] \\ t(\tilde{x}, \tilde{y}) &= F[T_0(x', y')] \end{aligned}$$

Dla oświetlenia koherentnego przekształcenie Fouriera funkcji amplitudowo-fazowej obrazu $h'(\tilde{x}, \tilde{y})$ równe jest iloczynowi przekształceń Fouriera funkcji amplitudowo-fazowej przedmiotu $h(\tilde{x}, \tilde{y})$ i obrazu pojedynczego punktu $t(\tilde{x}, \tilde{y})$.

A więc w świetle koherentnym układ jest również filtrem liniowym, ale opisującym przenoszenie harmonicznych funkcji amplitudowo-fazowej. Tym większa będzie składowa harmoniczna o częstości \tilde{x}, \tilde{y} funkcji amplitudowo-fazowej w obrazie, im większe będą składowe o tych częstościach w funkcjach amplitudowo-fazowych przedmiotu i plamki dyfrakcyjnej. Stąd funkcja $t(\tilde{x}, \tilde{y})$, będąca przekształceniem Fouriera funkcji amplitudowo-fazowej obrazu pojedynczego punktu, nazywana jest *funkcją przenoszenia dla światła koherentnego*.

W celu wyznaczenia $t(\tilde{x}, \tilde{y})$ z twierdzenia o odwrotności przekształcenia *Fouriera* otrzymuje się

$$T_0(x', y') = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} t(\tilde{x}, \tilde{y}) \exp[2\pi i (x' \tilde{x} + y' \tilde{y})] d\tilde{x} d\tilde{y}$$

Zgodnie z zależnością (3.84) i z uwagi na wyrażenie (3.81)

$$T_0(x', y') = A \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} V(u'_\xi, u'_\eta) \exp \left[-2\pi i \left(x' \frac{u'_\xi}{\lambda} + y' \frac{u'_\eta}{\lambda} \right) \right] d \left(\frac{u'_\xi}{\lambda} \right) d \left(\frac{u'_\eta}{\lambda} \right)$$

gdzie A — stała.

Z porównania wynika

$$t(\tilde{x}, \tilde{y}) = AV(u'_\xi = -\lambda\tilde{x}, u'_\eta = -\lambda\tilde{y}) \quad (3.154)$$

lub podobnie jak dla światła niekoherentnego przez znormowanie $t(0,0)=1$

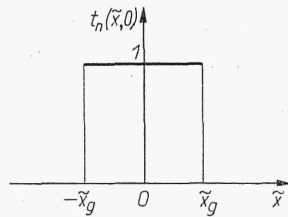
$$t_n(\tilde{x}, \tilde{y}) = \frac{t(\tilde{x}, \tilde{y})}{t(0, 0)} = \frac{V(u'_\xi, u'_\eta)}{V(0, 0)} \quad (3.155)$$

A więc funkcja przenoszenia w świetle koherentnym dla harmonicznej funkcji amplitudowo-fazowej o częstości \tilde{x}, \tilde{y} jest równa funkcji źrenicy o współrzędnych

$$u'_\xi = -\lambda\tilde{x} \quad u'_\eta = -\lambda\tilde{y} \quad (3.156)$$

Jeżeli źrenica układu ma kształt kołowy wówczas $V=0$ dla kątów aperturowych $u' = \sqrt{u'^2_\xi + u'^2_\eta} > u'_0$ gdzie u'_0 maksymalny kąt aperturowy. Oznacza to, że żadne informacje o częstościach \tilde{x}, \tilde{y} spełniających zależność $\tilde{x}^2 + \tilde{y}^2 > (u'_0/\lambda)^2$ nie znajdują się w obrazie. Gdyby przedmiot miał tylko zmienny rozkład amplitud i faz w kierunku osi $x(\tilde{y}=0)$ wówczas graniczną częstość \tilde{x}_g przenoszoną przez układ można byłoby wyznaczyć ze wzoru $\tilde{x}_g = u'_0/\lambda$.

Dla układów bezaberracyjnych funkcja źrenicy V jest rzeczywista, a więc funkcja przenoszenia t_n również. Jeżeli ponadto przepuszczalność układu jest niezależna od współrzędnych źrenicy, wtedy V ma wartość stałą w całej źrenicy i wówczas funkcja przenoszenia dla dowolnego kie-



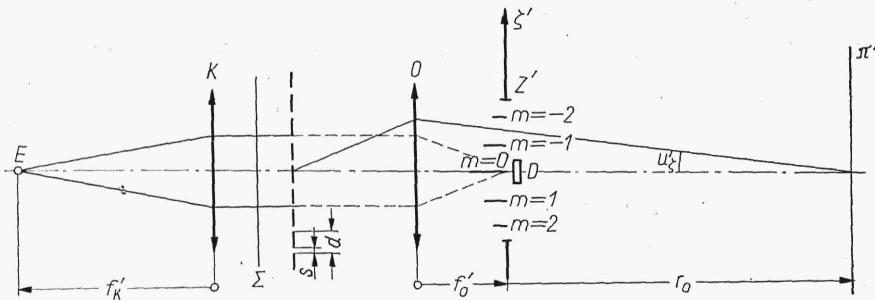
Rys. 3.79

runku zmian amplitud i faz jest funkcją prostokątną (rys. 3.79). Wszystkie informacje o częstościach $|\tilde{x}| < \tilde{x}_g$ zostaną przeniesione jednakowo przez układ. Układ optyczny dla oświetlenia koherentnego jest filtrem odcinającym wyższe częstości od \tilde{x}_g .

Należy tu tylko podkreślić, że wyniki otrzymane dla oświetlenia koherentnego i niekoherentnego, a więc również i kształty funkcji przeno-

szenia są ze sobą nieporównywalne, ponieważ dotyczą innych wielkości fizycznych. Funkcja przenoszenia dla oświetlenia niekoherentnego opisuje przenoszenie harmonicznych intensywności, natomiast dla oświetlenia koherentnego — harmonicznych amplitud i faz.

Z dotychczasowych rozważań nad funkcją przenoszenia w świetle koherentnym wynika, że informacje o harmonicznych amplitudy i fazy przedmiotu o częstości \tilde{x}, \tilde{y} tylko wtedy znajdą się w płaszczyźnie obrazu, jeżeli funkcja źrenicy w punkcie o współrzędnych $u'_\xi = -\lambda\tilde{x}$, $u'_\eta = -\lambda\tilde{y}$ ma wartości niezerowe. A więc każdemu punktowi płaszczyzny źrenicy przyporządkowana jest określona częstość i oznacza to, że w płaszczyźnie źrenicy znajduje się widmo rozkładu amplitud i faz płaszczyzny przedmiotu. Ustalenie kształtu i wymiarów źrenicy układu decyduje o możliwości przenoszenia różnych częstości rozkładu amplitud i faz przedmiotu do płaszczyzny obrazu. Poza naturalnym obcięciem wyższych częstości wynikającym z ograniczonych wymiarów źrenicy układu, można przyśłaniać pewne części źrenicy i tym samym eliminować w obrazie informacje o dowolnych częstościach.



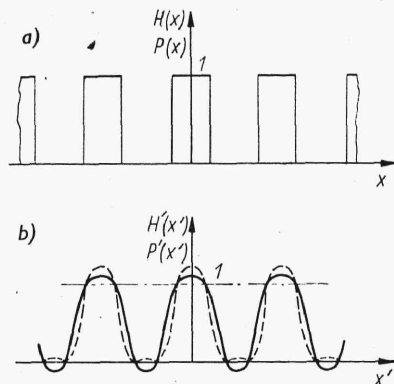
Rys. 3.80

Niech dla przykładu przedmiotem będzie siatka dyfrakcyjna amplitudowa, złożona z układu wąskich szczelin przepuszczających światło i oświetlona za pomocą kondensora K (rys. 3.80) punktowym źródłem światła E realizującym warunki oświetlenia koherentnego. Dla pozbycia się wpływu fazy źródło umieszczone jest w ognisku przedmiotowym kondensora i na przedmiot pada fala płaska Σ . Wtedy przysłona aperturowa obiektywu 0, za pomocą którego odwzorowany jest obraz siatki w płaszczyźnie π' , powinna pokrywać się z rzeczywistym obrazem źródła E i stąd źrenica wyjściowa Z' obiektywu znajduje się w jego płaszczyźnie ogniskowej obrazowej.

Rozkład intensywności przedmiotu jest funkcją prostokątną periodyczną, co pociąga za sobą również taki sam rozkład amplitud. Jeżeli pole widzenia obiektywu i długość siatki dyfrakcyjnej są nieporównywalnie większe od stałej siatki d , wówczas widmo częstości rozkładu amplitud jest dyskretne opisane zależnością (8.10), przy czym $d = X_0$. Prostokątny rozkład amplitud o okresie X_0 jest równoważny sumie rozkładów harmonicznych o częstościach $m\tilde{x}_0$ ($m = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$), gdzie $\tilde{x}_0 = 1/X_0$. Zgodnie z równaniem (3.156) w płaszczyźnie źrenicy powstanie widmo harmonicznych w punktach o współrzędnych $u'_\xi = -\lambda m\tilde{x}_0$ ($m = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$). Rozkład intensywności w widmie, który może być również wyznaczony z zależności (3.144) wyprowadzony dla siatki dyfrakcyjnej przy założeniu, że θ' jest małe, pokazany jest symbolicznie w układzie w pła-

szczyźnie źrenicy. Jeżeli funkcja źrenicy układu jest stała i niezerowa w nieograniczonym obszarze (średnica przysłony aperturowej nieskończenie wielka), wówczas wszystkie harmoniczne rozkładu amplitud przedmiotu znajdują się w obrazie i rozkład amplitud w obrazie będzie taki sam jak w przedmiocie. Jeżeli natomiast średnica źrenicy będzie tak mała, że funkcja V ma tylko wartości niezerowe dla częstości $\tilde{x} = m\tilde{x}_0 = 0$, to w obrazie tylko ta częstość będzie reprezentowana i żadna informacja o periodycznej strukturze nie dotrze do obrazu. W przypadku, gdy przeniesione zostaną harmoniczne $m = 0$ i $m = \pm 1$, rozkład amplitud i faz w płaszczyźnie obrazu zgodnie z zależnością (8.10) ma postać

$$H'(x') = H_0 \left[1 + 2 \operatorname{sinc} \frac{\pi s}{d} \cos(2\pi \tilde{x}_0 x') \right]$$



Rys. 3.81

Na rys. 3.81 został dla porównania naniesiony rozkład amplitud w siatce dyfrakcyjnej (rys. 3.81a) i jej obrazie (rys. 3.81b). Linia przerywaną zaznaczono rozkład intensywności $P'(x') = H'H'^* = H'^2$ ponieważ H' jest funkcją rzeczywistą. Jeżeli rozkład amplitud w przedmiocie $H(x)$ znormowany jest przez 1, to pokrywa się on z rozkładem intensywności $P(x)$. Obraz będzie już miał strukturę periodyczną, ale nie będzie wiernie odwzorowywał rozkładu intensywności w przedmiocie. Wraz ze wzrostem średnicy źrenicy, kiedy do rozkładu amplitud w obrazie będą dochodziły również harmoniczne o wyższych częstościach obraz stanie się coraz bardziej podobny do przedmiotu.

Przez odpowiednie zabiegi nad widmem przedmiotu w płaszczyźnie źrenicy można w sposób zamierzony zniekształcić informacje o przedmiocie. Np. dla tak dobranej średnicy źrenicy, aby w obrazie mogły znaleźć się harmoniczne $m = 0, \pm 1, \pm 2$, przez przesłonięcie można usunąć harmoniczne $m = \pm 1$ i wtedy w obrazie powstanie struktura o dwa razy większej częstości niż w przedmiocie. Jest to słynne *doświadczenie Abbego*, który w ten sposób udowodnił, że w mikroskopie rozkład intensywności w płaszczyźnie obrazu można wyznaczyć dwoma etapami, po pierwsze przez znalezienie zaburzenia w płaszczyźnie źrenicy układu, po drugie uważając to zaburzenie za wtórne źródło światła przez wyznaczenie intensywności w płaszczyźnie obrazu.

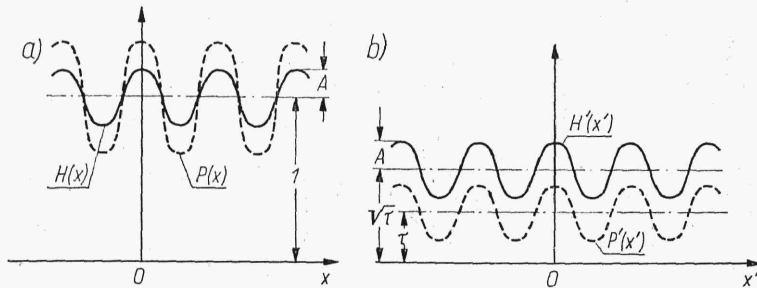
Zabiegi nad widmem w płaszczyźnie źrenicy mają również istotne zastosowanie praktyczne. Można przykładowo zwiększyć kontrast w obrazie

danego przedmiotu. Niech dla prostoty przedmiot będzie o stałej fazie i nieograniczonym rozkładzie periodycznym amplitud w postaci

$$H(x) = 1 + A \cos(2\pi \tilde{x}_0 x)$$

Funkcja $H(x)$ zaznaczona jest na rys. 3.82a linią ciągłą, przy czym $A < 1$. Rozkład intensywności przedmiotu $P(x) = H^2(x)$ oznaczony jest linią przerywaną. $H(x)$ można również przedstawić dla każdego x w postaci

$$H(x) = \exp[-2\pi i (\tilde{x} = 0)x] + \frac{A}{2} \exp[-2\pi i \tilde{x}_0 x] + \frac{A}{2} \exp[-2\pi i (-\tilde{x}_0)x]$$

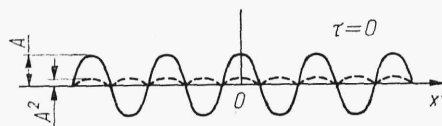


Rys. 3.82

Oznacza to, że widmo przedmiotu jest reprezentowane przez harmoniczne o częstościach $\tilde{x} = 0$ i $\tilde{x} = \pm \tilde{x}_0$ oraz odpowiednio amplitudach 1 i $A/2$. Jeżeli układ jest bezaberracyjny i ma dostatecznie dużą średnicę żrenicy, aby można było przenieść częstości $\pm \tilde{x}_0$, to w płaszczyźnie obrazu zostanie odtworzony taki sam rozkład amplitud, a więc i intensywności, co i w płaszczyźnie przedmiotu. Wstawiając w środku żrenicy element D (rys. 3.80) absorbujący energię składowej o częstości $\tilde{x} = 0$, przy równoczesnym zachowaniu tej samej fazy, wówczas w obrazie powstanie rozkład amplitud

$$\begin{aligned} H'(x') &= \sqrt{\tau} + \frac{A}{2} \exp[-2\pi i \tilde{x}_0 x'] + \frac{A}{2} \exp[-2\pi i (-\tilde{x}_0)x'] = \\ &= \sqrt{\tau} + A \cos(2\pi \tilde{x}_0 x') \end{aligned}$$

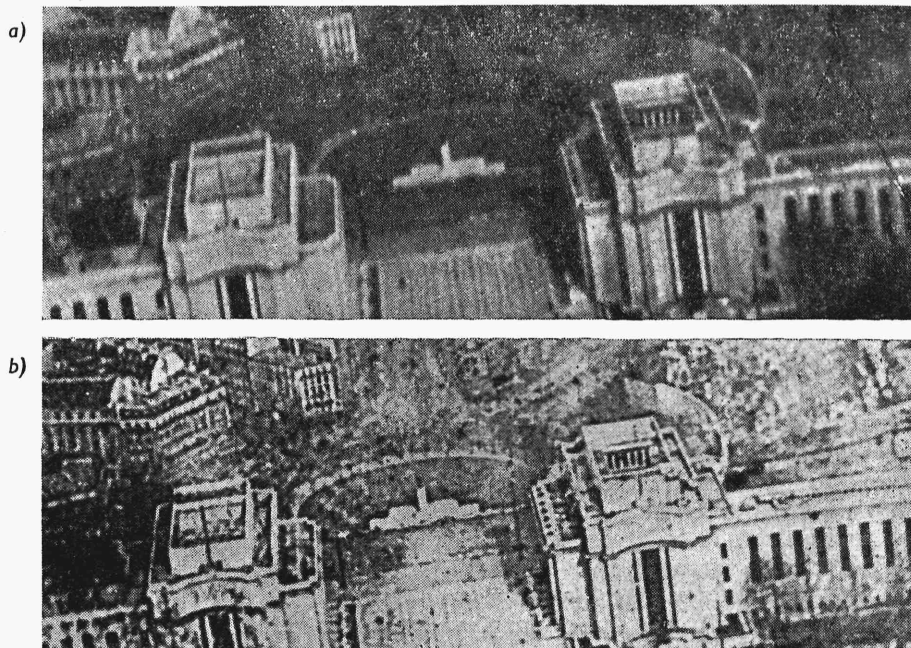
gdzie $0 \leq \tau \leq 1$ współczynnik przepuszczania elementu zdefiniowany przez stosunek energii wychodzącej z elementu do energii nań padającej. Na rys. 3.82b narysowano linią ciągłą rozkład amplitud $H'(x')$ w obrazie po częściowym odfiltrowaniu częstości zerowej, przy zachowaniu warunku $\sqrt{\tau} > A$. Za pomocą linii przerywanej oznaczono rozkład intensywności. Zmalała ogólna intensywność obrazu, lecz wzrósł jego kontrast. Uwydatniły się zmiany intensywności w obrazie w porównaniu ze zmianami intensywności w przedmiocie. Przy zwiększeniu absorpcji (zmniejszeniu τ), wtedy gdy $\sqrt{\tau} < A$, zostają zniekształcone informacje o przedmiocie. Przykładowo na rys. 3.83 podany jest rozkład amplitud i intensywności w obra-



Rys. 3.83

zie tego samego przedmiotu, jeżeli $\tau = 0$. Rozkład intensywności w obrazie ma dwa razy większą częstość, niż w płaszczyźnie przedmiotu.

Na rys. 3.84 pokazany jest przykład zastosowania techniki filtrowania niskich częstości do usuwania tła z błędnie naświetlonych negatywów. Fotografia (rys. 3.84a) przedstawia rozkład intensywności w pozytywie przed filtrowaniem, a fotografia (rys. 3.84b) po zabiegu filtrowania. Metoda filtrowania częstości zerowych nosi nazwę *kontrastu amplitudowego*.



Rys. 3.84 [15]

Jeżeli przedmiot jest nieabsorpcyjny, tylko wprowadza zaburzenie fazowe, wówczas dla dostatecznie dużej średnicy źrenicy układu rozkład faz płaszczyzny przedmiotu zostanie odtworzony w płaszczyźnie obrazu. Ale zarówno w przedmiocie jak i w obrazie nie można stwierdzić metodą prześwietlania istniejącej deformacji, ponieważ każdy odbiornik reaguje na zmianę energii, a więc na zmianę amplitudy. Przykładem *przedmiotu fazowego* jest kropla cieczy przezroczystej o współczynniku załamania n_k znajdującej się w ośrodku również przezroczystym o współczynniku n bliskim n_k (rys. 3.85). Padająca fala płaska Σ z uwagi na $n_k \neq n$ zostaje odpowiednio zniekształcona, ale rozkład amplitud na fali Σ' pozostaje stały.

Jeżeli fala Σ' zostanie opisana za pomocą równania

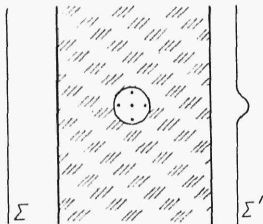
$$H(x, y) = H_0 \exp[i\varphi(x, y)] \quad (3.157)$$

gdzie H_0 — amplituda niezależna od współrzędnych x, y płaszczyzny przedmiotu, zaś φ — funkcja opisująca zmianę fazy, to zaburzenie w płaszczyźnie obrazu dla nieskończenie dużej źrenicy również będzie miało postać

$$H'(x', y') = H_0 \exp[i\varphi(x', y')]$$

Rozkład intensywności w płaszczyźnie obrazu $P'(x', y') = H'H'^* = H_0'^2$ jest stały.

Stosując technikę odpowiedniego filtrowania częstości można zamienić rozkład faz w przedmiocie na rozkład amplitud w obrazie i w ten sposób uzyskać informację o zmianie faz. Metoda ta znana jest w technice pod nazwą *kontrastu fazowego*.



Rys. 3.85

Niech dla prostoty faza przedmiotu zależy tylko od współrzędnej x i będzie funkcją harmoniczną o postaci

$$\varphi(x) = B \cos(2\pi \tilde{x}_0 x) \quad (3.158)$$

gdzie B stała wskazująca na wielkość zmiany fazy.

Jeżeli B jest dostatecznie małe, tak że $B^2 \ll 1$, to zgodnie z zależnością (3.157) rozwijając funkcję $\exp[i\varphi(x)]$ w szereg potęgowy i zatrzymując się tylko na wyrazach znaczących pozostanie

$$H(x) = H_0[1 + i\varphi(x)]$$

Dla dostatecznie długiego przedmiotu można przyjąć, że człon H_0 reprezentuje sobą harmoniczną o częstości 0, natomiast $H_0\varphi(x)$ zgodnie z równaniem (3.158) harmoniczną o częstościach \tilde{x}_0 i $-\tilde{x}_0$. Wstawiając w środku żrenicy, podobnie jak przy kontraście amplitudowym, element częściej absorbuje harmoniczną o częstości 0 oraz dodatkowo przesuwając jej fazę o δ względem pozostałych harmonicznym, w płaszczyźnie obrazu powstanie zaburzenie o postaci

$$H'(x') = H_0[\sqrt{\tau} \exp(i\delta) + i\varphi(x')]$$

Wtedy rozkład intensywności dla $H_0 = 1$

$$P'(x') = H'(x')H'^*(x') = \tau + 2\sqrt{\tau}\varphi(x')\sin\delta + \varphi^2(x') \quad (3.159)$$

gdzie τ — współczynnik przepuszczania elementu.

Niech najpierw $\tau = 0$, tzn. harmoniczna funkcji amplitudowo-fazowej przedmiotu o częstości 0 nie dociera do płaszczyzny obrazu. Wówczas zgodnie z równaniem (3.158)

$$P'(x') = \varphi^2(x') = B^2 \cos^2(2\pi \tilde{x}_0 x')$$

Zmiana fazy w przedmiocie została zamieniona na zmianę intensywności w płaszczyźnie obrazu. W tym przypadku nie zależy ona od znaku φ , a więc nie można rozróżnić kierunku zmiany fazy, poza tym, z uwagi na małe wartości φ intensywność w płaszczyźnie obrazu jest mała. W praktycznych zastosowaniach pewną odmianą eliminowania zerowych częstości jest technika ciemnego pola w mikroskopii oraz metoda cieniowa stosowana przy badaniach przepływów powietrza w tunelach aerodynamicznych.

Niech teraz $\tau \neq 0$. Ponieważ φ jest małe, to zwykle $B^2 \ll \tau$ i wtedy z wyrażenia (3.159)

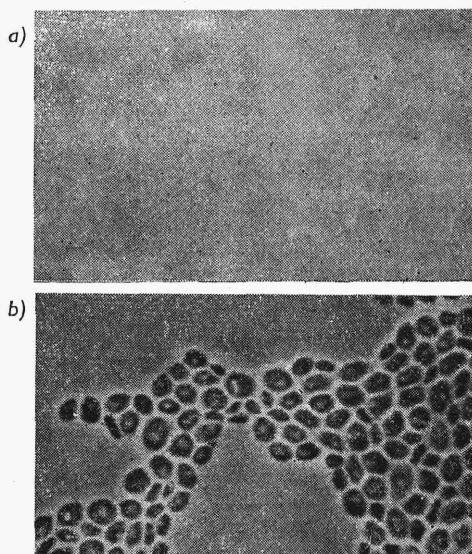
$$P'(x') = \tau + 2\sqrt{\tau}\varphi(x')\sin\delta \quad (3.160)$$

Zgodnie z równaniem (3.158) ekstremalne wartości intensywności w płaszczyźnie obrazowej

$$P'(x')_{\max}^{\min} = \tau \pm 2\sqrt{\tau}B\sin\delta$$

skąd kontrast obrazu

$$C = \frac{P'_{\max} - P'_{\min}}{P'_{\max} + P'_{\min}} = \frac{2|B\sin\delta|}{\sqrt{\tau}} \quad (3.161)$$



Rys. 3.86

Dla małych wartości zmian fazy w przedmiocie kontrast obrazu jest największy wtedy, gdy $\sin\delta = \pm 1$, a więc kiedy element absorbujący nazywany *płytką fazową* ma przesunięcie fazowe $\delta = \pi/2 + m\pi$ ($m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$). Realizacja praktyczna badań metodą kontrastu fazowego w mikroskopii omówiona została w p. 5.3.4. Na rys. 3.86 dla ilustracji przedstawiony jest obraz preparatu biologicznego obserwowany w jasnym polu (rys. 3.86a) i metodą kontrastu fazowego (rys. 3.86b).

3.4. Zjawisko absorpcji i odbicia w metalach

W poprzednich punktach opisano zjawiska występujące przy rozchodzeniu się fal elektromagnetycznych w ośrodkach nieprzewodzących (dielektrykach), dla których współczynnik przewodnictwa elektrycznego $\sigma = 0$. Przechodząc do ośrodków metalowych ($\sigma \neq 0$), podobnie zresztą jak i anizotropowych (p. 3.5), rozwiązanie problemu poszukiwane będzie w sposób formalny, przez założenie, że równanie opisujące rozchodzenie