

Ze wzoru wynika, że kontrast prążków dla równoenergetycznego podziału wiązek

$$C = |\gamma_{11}| = \text{sinc} \frac{\pi \beta_0^2 m_0}{2} \quad (3.57)$$

A więc wraz ze wzrostem wymiarów źródła światła $2\beta_0$ dla danego rzędu interferencji m_0 następuje spadek kontrastu prążków. Zachowanie kontrastu w przedziale $C \geq 0,9$ narzuca warunek na wymiar źródła światła

$$\beta_0 \leq \frac{1}{\sqrt{2m_0}} \quad (3.58)$$

Ponieważ dla dowolnego punktu M źródła przyrost rzędu interferencji wynikający ze wzrostu jego wymiarów zgodnie z (3.55) wynosi $\Delta m = \beta_M^2 m_0/2$ oznacza to, że warunek (3.58) jest równoznaczny z $\Delta m_{\max} \leq 1/4$.

Równanie interferencji dla równoenergetycznego podziału i kołowego źródła światła zgodnie z równaniem (3.36a) przyjmie teraz postać

$$I_A = 2I_0 \left\{ 1 + \text{sinc} \frac{\pi \beta_0^2 m_0}{2} \cos \left[2\pi m_0 \left(1 - \frac{\beta_0^2}{4} \right) \right] \right\} \quad (3.59)$$

Położenie dowolnego prążka ustalone przez ekstremalne wartości kosinusa, poza $m_0 = 0$, zależy od średnicy źródła światła. Stan interferencji jaki się ustali w punkcie A nie będzie odpowiadał wyznaczonemu rzędowi dla środka źródła światła, ale dla punktów M leżących na promieniu widzianym z punktu, w którym zachodzi interferencja pod kątem $\beta = \beta_0/\sqrt{2}$.

Dla innych kształtów źródła światła niż kołowy lub różnych w nim rozkładów intensywności, zależności byłyby bardziej złożone i dla prostoty jako warunek ograniczający wymiar źródła światła przyjmuje się zwykle maksymalną zmianę rzędu interferencji dla dowolnego punktu źródła światła względem jego środka (punkt o minimalnym rzędzie interferencji). Dla optymalnych warunków obserwacji nie powinny one przekraczać $1/4$. Dla małych kątów β_0 lub małych rzędów m_0 wpływ wymiarów źródła na położenie prążków można pominąć.

3.2.4. Lokalizacja prążków

Niech będą dwa źródła wtórne E'_1 i E'_2 (rys. 3.14) usytuowane w ustalony sposób w przestrzeni. Gdyby były one punktowe i świeciły światłem monochromatycznym, to w całym obszarze, do którego wysyłana jest przez źródła energia powstałby zmienny w przestrzeni rozkład intensywności. Jego maksima przypadałyby w punktach, dla których rząd interferencji m jest liczbą całkowitą, to znaczy zgodnie z zależnością (3.31) tam, gdzie różnica dróg optycznych

$$|n(r_2 - r_1)| = 2m \frac{\lambda_0}{2} \quad m = 0, 1, 2 \dots \quad (3.60a)$$

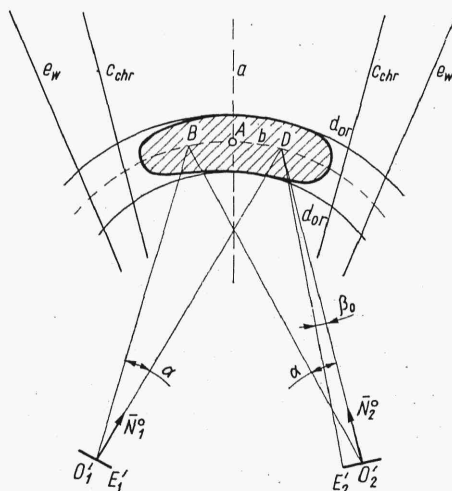
jest parzystą wielokrotnością połowy długości fali.

Dla $m = 1/2, 3/2, 5/2, \dots$ zachodzi warunek minimalnej intensywności. Wprowadzając oznaczenie $m = K + 1/2$, gdzie $K = 0, 1, 2 \dots$ otrzymuje się

$$|n(r_2 - r_1)| = (2K + 1) \frac{\lambda_0}{2} \quad K = 0, 1, 2 \dots \quad (3.60b)$$

Najmniejsza intensywność występuje w punktach, dla których różnica dróg optycznych jest nieparzystą wielokrotnością połowy długości fali.

Dla źródła monochromatycznego i punktowego prążki powstają w dowolnym obszarze pola interferencyjnego i mówi się wtedy o prążkach niezlokalizowanych.



Rys. 3.14

Jeżeli teraz źródła wtórne są punktowe (O'_1 i O'_2), ale obarczone pewnym chromatyzmem, wówczas prążki jasne i ciemne spełniają również równania (3.60), gdzie przez λ_0 rozumie się średnią długość fali zależną od rozkładu energii promieniowania w widmie źródła, ale ich intensywności są funkcją rzędu interferencji. Dla małych ich wartości zjawisko przebiega dokładnie jak przy świetle monochromatycznym, natomiast wraz ze wzrostem rzędu ogólnie stopniowo maleje różnica między ekstremalnymi wartościami intensywności, a więc maleje kontrast prążków. Płaszczyzna a (rys. 3.14) przechodząca przez środek odcinka $O'_1 O'_2$ i prostopadła do niego jest miejscem geometrycznym zerowych rzędów interferencji ($r_1 = r_2$). W pobliżu tej płaszczyzny punktowe źródło światła O'_1 i O'_2 dają prążki o maksymalnym kontraście. Wraz ze wzrostem odległości od tej płaszczyzny kontrast prążków ogólnie maleje, osiągając poza pewnym obszarem wartość zerową. Granice tego obszaru zależą od możliwości wyznaczenia różnicy intensywności (kontrastu) przez odbiornik tam zainstalowany i niech będą one w płaszczyźnie rysunku oznaczone liniami c_{chr} . W ogólnym przypadku są to powierzchnie, ponieważ zjawisko ma charakter przestrzenny. Ograniczono się przy tym tylko do punktów leżących dostatecznie daleko od źródła, tak aby kąt między wektorami interferującymi zgodnie z przyjętymi założeniami był mały.

Niech teraz z kolei źródła promieniujące światło monochromatyczne mają skończone wymiary. Równania (3.60) dla źródła o kształcie kołowym odpowiednio dla prążka jasnego i ciemnego przyjmą postać

$$|n(r_2 - r_1)| \left(1 - \frac{\beta_0^2}{4}\right) = 2m \frac{\lambda_0}{2} \quad m = 0, 1, 2 \dots \quad (3.61a)$$

$$n(r_2 - r_1) \left(1 - \frac{\beta_0^2}{4}\right) = (2K + 1) \frac{\lambda_0}{2} \quad K = 0, 1, 2 \dots \quad (3.61b)$$

gdzie $2\beta_0$ — kątowy wymiar źródła mierzony z punktu, w którym rozważana jest interferencja. Najwyższy kontrast prążków jest w punktach, które leżą na przecięciu się promieni jednakowo zorientowanych względem źródeł i ponadto dla małych rzędów interferencji. Punkt D leży na przecięciu się prostopadłych do płaszczyzny źródła, a więc zbiór punktów B , dla których proste O'_1B i O'_2B tworzą te same kąty z prostopadłymi O'_1D i O'_2D oraz z płaszczyzną przechodzącą przez $O'_1O'_2$ i D daje pewną powierzchnię, która w przecięciu z płaszczyzną rysunku pozostawia linię b . Wraz ze wzrostem odległości od tej powierzchni zgodnie ze wzorem (3.53) kontrast prążków szybko maleje. Niech linie d_{or} oznaczają granice, między którymi kontrast wynikający z orientacji promieni $C_{or} \neq 0$. Ponadto zgodnie z zależnością (3.57) kontrast prążków maleje wraz ze wzrostem odległości od płaszczyzny zerowych rzędów interferencji (płaszczyzny a). Niech linie e_w wyznaczają miejsca, w których dla drugiego składnika wpływu skończonych wymiarów źródła jest spełnione $C_w \neq 0$. Między liniami c_{chr} , d_w i e_w znajduje się obszar, w którym niezależnie $C_{chr} \neq 0$, $C_{or} \neq 0$ i $C_w \neq 0$. Te czynniki nawzajem się nakładają, linią grubą objęte są punkty, w których łączny kontrast $C \neq 0$ przy danych wymiarach źródła, jego chromatyzmie oraz założonej możliwości rejestrowania kontrastu. Najwyższy kontrast występuje w punkcie A przecięcia się linii b i a ($C = 1$ dla równoenergetycznego podziału $\psi = 1$). W miarę oddalania się od tego punktu wartość C maleje osiągając poza obszarem zakreskowanym wartość 0. Prążki są więc zlokalizowane.

Wraz ze wzrostem wymiarów źródła światła, lub chromatyzmu źródła, obszar zakreskowany będzie się zmniejszał. Przy dostatecznie małych wymiarach i wysokiej monochromatyczności źródła obszar ten może być znaczny i zwykle wtedy już się mówi o prążkach niezlokalizowanych. Granica podziału na prążki zlokalizowane i niezlokalizowane jest więc czysto umowna. Poza tym źródło może być o małych rozmiarach i dużym chromatyzmie (lub odwrotnie) i wzajemne położenie linii c_{chr} i e_w na rysunku 3.14 jest przypadkowe.

Jeżeli nastąpi obrót jednego z wtórnych źródeł światła, to zależnie od kierunku obrotu linia b może się zbliżyć lub oddalić od E'_1 i E'_2 . A więc przez zmianę wzajemnego usytuowania tych źródeł następuje zmiana lokalizacji prążków. Ponadto dla danych wymiarów liniowych źródła np. wzrost odległości linii b powoduje zmniejszanie kąta β_0 pod jakim widać źródło światła z pola interferencji, a tym samym jest wtedy dopuszczalna większa różnica rzędów interferencji wynikająca ze skończonych wymiarów źródła (powiększa się obszar między liniami e_w). W granicy dla równoległych źródeł wtórnych linia b jest w nieskończoności i kąt $\beta_0 = 0$. Odległość między liniami e_w jest nieskończenie wielka i wymiar źródła nie ma wpływu na kontrast prążków. Źródło światła może być dowolnie wielkie. Mówi się wtedy o *prążkach zlokalizowanych w nieskończoności*, lub *prążkach jednakowego nachylenia*. Dla pozostałych obszarów lokalizacji mówi się o *prążkach zlokalizowanych w skończonej odległości* lub *prążkach równej grubości*). Trudno określić wyraźną granicę między tymi pojęciami. Dla dostatecznie odległej linii b praktycznie można uważać, że znajduje się ona nieskończenie daleko i kąt β_0 jest bliski zeru. Wraz ze zbli-

3.2.5. Interferencja w płytkach

AB są przyporządkowane dwa promienie BC i GH nawzajem równoległe, które można rozpatrywać jako pozorne wychodzące z dwóch źródeł wtórnych E'_1 i E'_2 .¹⁾ Pierwsze źródło powstaje jako obraz zwierciadlany dany przez pierwszą powierzchnię, drugi przez załamanie na pierwszej, odbicie na drugiej i ponowne załamanie na pierwszej powierzchni²⁾. Prążki zlokalizowane są w nieskończoności i kontrast ich nie zależy od wymiarów źródła światła. Powstanie prążków w p. F w wyniku interferencji promieni ABF i $ARJKF$ jest również możliwe, lecz tylko przy odpowiednio małym źródle światła z uwagi na wpływ różnicy kątów $\Delta\alpha$ (p. 3.2.4) na ich kontrast. Tu i dalej ze względów energetycznych zakłada się, że wymia-

Maksymalny kontrast prążków wynosi wtedy $C = \frac{2\sqrt{\psi}}{1+\psi} = 0,09$. Z tej samej przy-

²⁾ Aczkolwiek wprowadzenie wtórnych obrazów ułatwia rozumowanie jednak nie jest ściśle, ponieważ do wyznaczenia obrazów bierze się zredukowaną grubość płytki, natomiast przy interferencji istotna jest różnica dróg optycznych. Dlatego tu i dalej przy określaniu położenia prążka brana jest tylko różnica dróg optycznych.