

Florian Ratajczyk

Instrumenty optyczne



Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej
Wrocław 2002

Recenzent
Jerzy NOWAK

Opracowanie redakcyjne
Aleksandra WAWRZYŃKOWSKA

Projekt okładki
Zofia i Dariusz GODLEWSCY

© Copyright by Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej, Wrocław 2002

OFICyna WYDAWNICZA POLITECHNIKI WROCLAWSKIEJ
Wybrzeże Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław

ISBN 83-7085-629-2

Ark. wyd. 14,5. Ark. druk. 12⁷/₈. Papier offset. kl. III, 80 g, B1.
Drukarnia Oficyny Wydawniczej Politechniki Wrocławskiej. Zam. nr 658/2002.

Spis rzeczy

Od autora	5
1. Niektóre podstawowe pojęcia dotyczące przyrządów optycznych	6
1.1. Przysłony i promienie charakterystyczne	6
1.2. Powiększenia	9
1.3. Głębia ostrości	9
1.4. Elementy falowej teorii odwzorowania	10
1.5. Zdolność rozdzielcza	15
1.6. Aberracje geometryczne trzeciego rzędu	19
2. Elementy przyrządów optycznych	38
2.1. Zwierciadła	38
2.2. Pryzmaty odbiciowe	44
2.3. Płytki płasko-równoległe	53
2.4. Kliny optyczne	55
2.5. Pryzmaty spektralne	57
2.6. Siatki dyfrakcyjne	62
2.7. Soczewki i zespoły soczewek	67
3. Podstawowe przyrządy optyczne	81
3.1. Oko	81
3.2. Lupa i okular przyrządowy	84
3.3. Aparaty fotograficzne	87
3.4. Projektory	98
3.5. Kolimatory	100
4. Mikroskopy	102
4.1. Wiadomości ogólne	102
4.2. Mikroskop stereoskopowy	119
4.3. Mikroskop projekcyjny	120
4.4. Mikroskop interferencyjny	121
4.5. Mikroskop polaryzacyjny ortoskopowy	123

4.6. Mikroskop polaryzacyjny konoskopowy	125
4.7. Mikroskop polaryzacyjno-interferencyjny	127
4.8. Mikroskop z kontrastem amplitudowo-fazowym	130
4.9. Mikroskop cieniowy	137
4.10. Mikroskop warsztatowy	139
4.11. Mikroskop autokolimacyjny	140
4.12. Wzierniki obrazowodowe	142
5. Lunety i przyrządy lunetowe	144
5.1. Luneta Keplera	144
5.2. Luneta Galileusza	147
5.3. Lornety	149
5.4. Luneta celownicza	151
5.5. Luneta geodezyjna	153
5.6. Niwelator	154
5.7. Teodolit	160
5.8. Dalmierze	164
5.9. Luneta autokolimacyjna	166
5.10. Optimetr	169
5.11. Luneta autorefleksyjna	169
5.12. Luneta aliniometryczna	170
5.13. Peryskopy i wzierniki soczewkowe	173
5.14. Teleskopy	175
6. Inne przyrządy optyczne	181
6.1. Dioptryczny	181
6.2. Cienioskop	183
6.3. Goniometr-spektrometr	188
6.4. Refraktometr Pulfricha	191
6.5. Interferometry	192
6.6. Przyrządy polaryzacyjne	202
Literatura	206

Od autora

Książka ta jest podręcznikiem akademickim. Określenia *instrumenty optyczne* używa się tutaj zamiennie z określeniem *przyrządy optyczne*. Opisano fizyczne podstawy działania instrumentów optycznych, a nie instrumentów stosowanych w optyce, i to jedynie w takim zakresie, by treść książki wypełniła z niewielkim nadmiarem 30 godzin wykładu bez ćwiczeń. Jest to monografia, ale monografia niepełna. Kompromis, jak zwykle, prowadzi do rozterki – co pominąć, aby zmieścić się w narzuconej objętości. Pominęto więc fotometrię i kolorymetrię, bo przyrządy fotometryczne i kolorymetryczne są w zasadzie przyrządami elektronicznymi, z małym udziałem optyki. Z żalem pominięto też znaczną liczbę ciekawych optycznych układów pomiarowych budowanych na ogół na ławach lub stołach optycznych, a nie w postaci zwartej. Chodzi tu przede wszystkim o automatyczne rozpoznawanie obrazów oraz o techniki filtrowania ich częstości przestrzennych.

Instrumenty optyczne są w tym podręczniku reprezentowane przez nielicznych ich przedstawicieli. Książka pozwoli więc zrozumieć, jak działają instrumenty optyczne, ale w żadnym przypadku nie jest ani ich kompletnym przeglądem, ani tym bardziej katalogiem.

1. Niektóre podstawowe pojęcia dotyczące przyrządów optycznych

1.1. Przysłony i promienie charakterystyczne

W każdym przyrządzie optycznym, a nawet pojedynczych soczewkach znajdują się przysłony, a więc otwory ograniczające pęki promieni tworzących obraz. W przyrządach optycznych są jeszcze przysłony ograniczające pole widzenia. Temat przysłon jest omówiony wyczerpująco w pracy [12], więc tutaj, w telegraficznym skrócie, przypomniano jedynie ważniejsze określenia.

Przysłona (diagrama) aperturowa Pa – rzeczywista przysłona Pa (rys. 1.1a) najbardziej ograniczająca pęk promieni aperturowych, tzn. wychodzących z osiowego punktu przedmiotu y . Inaczej: przysłona, która znajduje się w przestrzeni przedmiotowej, albo ten jej obraz w przestrzeni przedmiotowej (rys. 1.1b), jeżeli znajduje się ona gdzie indziej, które widać pod najmniejszym kątem u z osiowego punktu przedmiotu. Analogicznie można powiedzieć: ta przysłona, która znajduje się w przestrzeni obrazowej, albo ten jej obraz w przestrzeni obrazowej, jeżeli znajduje się ona gdzie indziej, które widać pod najmniejszym kątem u' z osiowego punktu obrazu y' .

Żrenice – obrazy przysłony aperturowej Pa w przestrzeni przedmiotowej (żrenica wejściowa Zwe) oraz obrazowej (żrenica wyjściowa Zwy).

Żrenica wejściowa Zwe – obraz przysłony aperturowej w przestrzeni przedmiotowej, utworzony przez tę część układu, która znajduje się między przysłoną a przedmiotem. Jeżeli przysłona aperturowa mieści się w przestrzeni przedmiotowej jest ona równocześnie przysłoną aperturową i żrenicą wejściową.

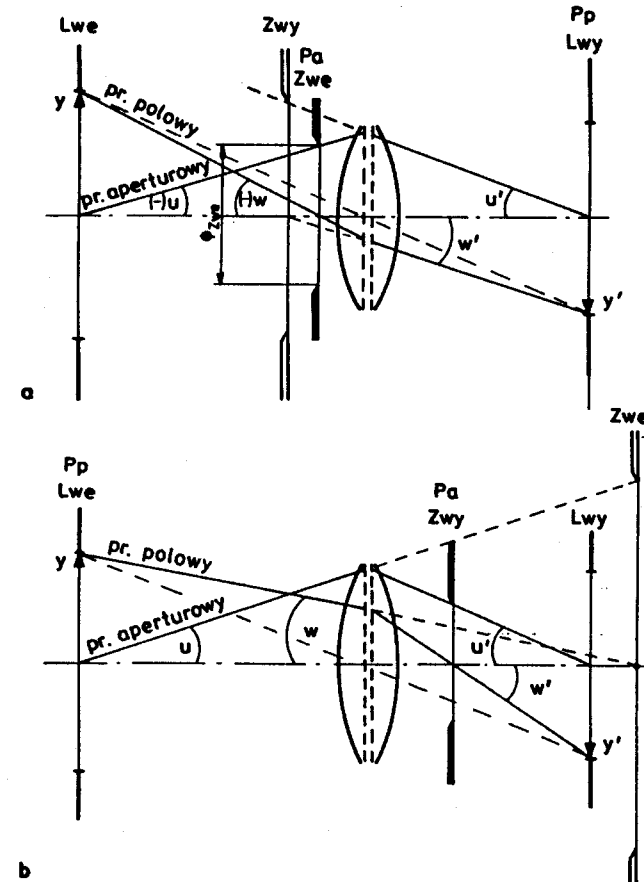
Żrenica wyjściowa Zwy – obraz przysłony aperturowej w przestrzeni obrazowej utworzony przez tę część układu, która znajduje się między przysłoną a obrazem. Jeżeli przysłona aperturowa mieści się w przestrzeni obrazowej, jest ona równocześnie przysłoną aperturową i żrenicą wyjściową.

Liczba otworowa – iloraz ogniskowej obrazowej przez średnicę żrenicy wejściowej.

$$M = f' / \phi_{Zwe}$$

Otwór względny – odwrotność liczby otworowej zapisana w formie 1:M, np. 1:2,8.

Przysłona polowa (Pp) – rzeczywista przysłona najbardziej ograniczająca pole widzenia.



Rys. 1.1. a) Układ optyczny z przysłoną aperturową Pa w przestrzeni przedmiotowej i przysłoną polową Pp w przestrzeni obrazowej; b) układ optyczny z przysłoną aperturową Pa w przestrzeni obrazowej i przysłoną polową Pp w przestrzeni przedmiotowej. Zwe – żrenica wejściowa, Zwy – żrenica wyjściowa, Lwe – luka wejściowa, Lwy – luka wyjściowa, y i y' – wielkość przedmiotu i obrazu, u i u' – kąty aperturowe odpowiednio w przestrzeni przedmiotowej i obrazowej, w i w' – kąty polowe odpowiednio w przestrzeni przedmiotowej i obrazowej

Luka wejściowa (Lwe) – ta przysłona, która znajduje się w przestrzeni przedmiotowej albo jeżeli jest gdzie indziej, jej obraz w przestrzeni przedmiotowej, utworzony

przez tę część układu, która znajduje się między przysłoną a przedmiotem, które ze środka źrenicy wejściowej widać pod najmniejszym kątem w .

Luka wyjściowa (Lwy) – ta przysłona, która znajduje się w przestrzeni obrazowej albo jeżeli jest gdzie indziej, ten obraz przysłony w przestrzeni obrazowej utworzony przez tę część układu, która znajduje się między przysłoną a obrazem, które ze środka źrenicy wyjściowej widać pod najmniejszym kątem w' .

Promienie charakterystyczne – spośród nieskończenie wielu promieni wychodzących z każdego punktu przedmiotu wyróżnia się niektóre promienie charakterystyczne, a mianowicie:

Promień aperturowy – promień przechodzący przez osiowe punkty przedmiotu i jego obrazów (rys. 1.1a i b).

Skrajny promień aperturowy – promień przechodzący przez osiowe punkty przedmiotu i jego obrazów (rys. 1.1a i b) oraz przez krawędzie przysłony aperturowej i obydwu źrenic.

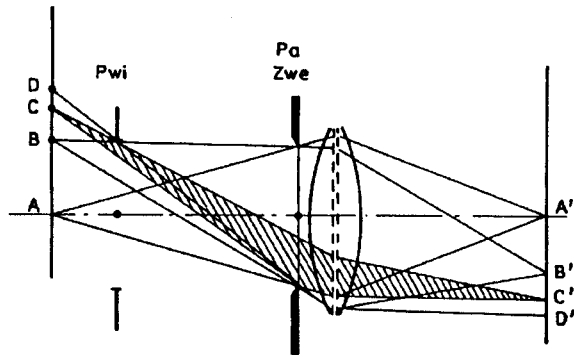
Promień główny – promień przechodzący przez środek przysłony aperturowej (i przez środki źrenic).

Promień polowy – promień wychodzący z brzoza pola widzenia i przechodzący przez środek źrenicy wejściowej. Inaczej mówiąc, jest to skrajny promień główny.

Kąt polowy – kąty w i w' zawarte między osią optyczną układu a promieniem polowym.

Kąt aperturowy – kąty u i u' zawarte między osią optyczną układu, a promieniem aperturowym.

Kąty u i u' oraz w i w' (rys. 1.1) między promieniem światła a osią optyczną są dodatnie, gdy oś trzeba obracać do pokrycia z promieniem w kierunku zgodnym z kierunkiem obrotu wskazówek zegara.



Rys. 1.2. Działanie przysłony winietującej:
 Pwi , A , B , C , D – punkty w płaszczyźnie przedmiotowej,
 A' , B' , C' , D' – punkty w płaszczyźnie obrazowej

Przysłona winietująca – każda rzeczywista przysłona Pwi układu optycznego ograniczająca pęk promieni wychodzących z nieosiowego punktu przedmiotu (rys. 1.2). Przysłoną winietującą jest np. przysłona połowa, jeśli nie mieści się w płaszczyźnie przedmiotu lub któregośkolwiek jego obrazu. W wyniku winietowania występuje narastający spadek jasności obrazów B' , C' i D' punktów B , C i D leżących coraz dalej od osi. W opisanym przypadku ma miejsce obcinanie czynnej części źrenicy wejściowej i wyjściowej przez diafragmy winietujące.

1.2. Powiększenia

Użytkownikom instrumentów optycznych jak również tym, którzy budują układy optyczne z gotowych zespołów wystarczy znajomość dwóch rodzajów powiększenia: poprzecznego i wizualnego. Pozostałe, a więc podłużne i kątowe, są potrzebne konstruktorom obliczającym układy optyczne od podstaw.

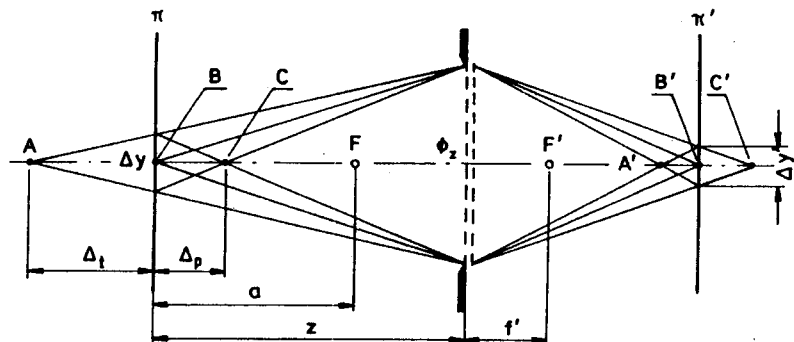
Powiększenie poprzeczne – iloraz długości y' obrazu (rys. 1.1a i b), prostopadłego do osi optycznej przez odpowiadającą jej długość y przedmiotu, oczywiście, z uwzględnieniem ich znaków: $\beta = y'/y$.

Powiększenie wizualne – iloraz tangensa kąta w' , pod którym widać obraz obserwowany wizualnie przez przyrząd optyczny, przez tangens kąta widzenia w przedmiotu bezpośredniego.

$$\Gamma = \frac{\operatorname{tg} w'}{\operatorname{tg} w}$$

1.3. Głębia ostrości

Głębia ostrości jest sumą odległości $\Delta_l + \Delta_p$ (rys. 1.3) od płaszczyzny przedmiotowej π układu optycznego nastawionego na jej ostre odwzorowanie w płaszczyźnie π' , gdzie przedmioty z obszaru Δ_l i Δ_p też wydają się ostro odwzorowane. W rzeczywistości punkt A leżący na początku odcinka Δ_l , jak i punkt C leżący na końcu odcinka Δ_p i punkty pośrednie są w płaszczyźnie obrazowej π' odwzorowane nieostro. Głębia ostrości ma więc sens czysto praktyczny i jest związana z dopuszczoną przez użytkownika nieostrością odwzorowania (średnicą krążków rozmycia $\Delta y'$) punktów A i C , a ta z kolei zależy od tego, ile razy będzie powiększony obraz powstający w płaszczyźnie π' zanim trafi na receptor oraz od rozdzielczości receptora. Przykład: oko, oglądając fotografię z odległości dobrego widzenia, nie zauważa nieostrości 0,1 mm.



Rys. 1.3. π i π' – sprzężone płaszczyzny przedmiotu i obrazu, Δ_t i Δ_p – odległości składowe głębi ostrości, $\Delta y'$ – średnica krążka rozmycia nieostrości obrazów A' i C' , ϕ_z – średnica źrenicy wyjściowej, z – odległość przedmiotowa płaszczyzny ostrości, a – odległość płaszczyzny przedmiotowej od ogniska przedmiotowego

Jeżeli fotografia jest czterokrotnym powiększeniem negatywu, to nieostrość $\Delta y'$ negatywu nie może przekraczać 0,025 mm. Oba przedziały Δ_t i Δ_p głębi ostrości określają wzory:

$$\Delta_p = \frac{z}{\frac{\Phi_z f'}{\Delta y' a} + 1} \quad \text{oraz} \quad \Delta_t = \frac{z}{\frac{\Phi_z f'}{\Delta y' a} - 1}, \quad (1.1)$$

gdzie:

- z – odległość przedmiotowa płaszczyzny π ,
- Φ_z – średnica źrenicy wyjściowej,
- f' – ogniskowa obrazowa,
- a – odległość płaszczyzny π od ogniska przedmiotowego F .

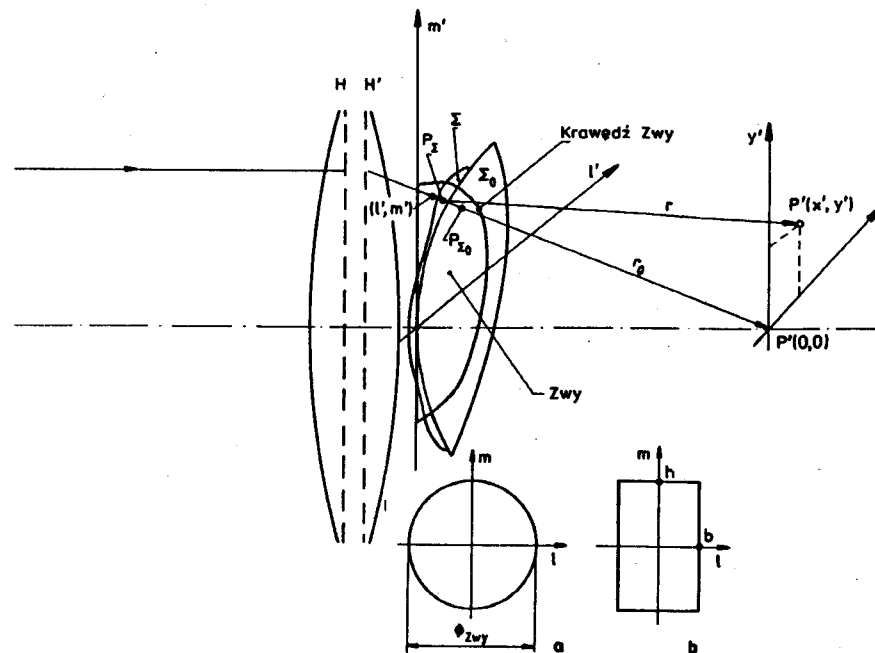
Powyższy opis głębi ostrości nie jest pełny, ale wystarcza do zastosowania go w większości przypadków, np. w aparacie fotograficznym. Bardziej złożony opis, stosowany np. w mikroskopii, spotkamy w rozdziale 4.

1.4. Elementy falowej teorii odwzorowania

Dyfrakcyjny obraz odległego punktu

Podstawy optyki dyfrakcyjnej są omówione w wielu podręcznikach. Tutaj przedstawiono jedynie dyfrakcyjne odwzorowanie odległego punktu i to w ograniczonym przypadku stałej amplitudy rzeczywistej w źrenicy wyjściowej. Dany jest aberracyjny

układ optyczny tworzący w punkcie $P'(0,0)$ geometryczny obraz odległego punktu P leżącego poza rysunkiem 1.4. Obraz punktu jest dyfrakcyjny, rozciągnięty, a jednym z jego punktów jest $P'(x', y')$. Powierzchnia Σ oznacza rzeczywistą powierzchnię fazową fali emitowanej przez punkt P i mieszczącej się w źrenicy wyjściowej Z_{wy} układu optycznego HH' . Tylko część tej fali przechodzi przez źrenicę wyjściową. Ze źrenicą wyjściową jest związany układ kartezjański l', m' . Powierzchnią odniesienia jest sfera Gaussa Σ_0 o promieniu r_0 , której wierzchołek styka się na osi optycznej z płaszczyzną źrenicy wyjściowej (w punkcie 0,0, a środek krzywizny z punktem $P'(0,0)$). Przedłużenie dowolnie wybranego promienia r_0 przebija sferę odniesienia w punkcie P_{Σ_0} , rzeczywistą powierzchnię falową w punkcie P_{Σ} , a źrenicę wyjściową w punkcie l', m' . Odcinek $P_{\Sigma} P_{\Sigma_0} = V(l', m')$ nazywa się aberracją falową w punkcie l', m' . Aberrację falową wyraża się tradycyjnie wielokrotnością długości fali λ .



Rys. 1.4. Powierzchnia fazowa Σ_0 fali bezaberracyjnej oraz Σ fali aberracyjnej zmierzających po przejściu przez źrenicę wyjściową Z_{wy} układu optycznego HH' do punktu obrazowego $P'(0,0)$. $P'(x', y')$ – punkt obrazu dyfrakcyjnego w płaszczyźnie Gaussa x', y' . l', m' – współrzędne płaszczyzny źrenicy wyjściowej. Odcinek $P_{\Sigma} P_{\Sigma_0}$ – aberracja falowa; a) kołowa źrenica wyjściowa, b) prostokątna źrenica wyjściowa

Z teorii dyfrakcji [4] wynika, że amplitudę fali świetlnej w punkcie $P'(x', y')$ płaszczyzny obrazowej opisuje wzór

$$E(x', y') = C \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{ikV(l', m')} e^{i\frac{k}{r_0}(x'l' + y'm')} dl' dm', \quad (1.2)$$

gdzie:

- l', m' – współrzędne kartezjańskie płaszczyzny źrenicy wyjściowej,
- r_0 – promień sfery Gaussa,
- $V(l', m')$ – aberracja falowa,
- $E(x', y')$ – funkcja amplitudowo-fazowa w punkcie $P'(x', y')$,
- C – wielkość stała, zespolona, różna od zera tylko w obszarze źrenicy wyjściowej

$$CC^* = \frac{2\phi}{r_0^2 \lambda^2 S'} \sqrt{\frac{\mu\mu_0}{\epsilon\epsilon_0}} = \frac{E_m^2}{r_0^2 \lambda^2},$$

lub inaczej:

$$C = \frac{E_0(0,0)}{S'},$$

- ϕ – strumień energii fali tworzącej obraz P' ,
- S' – powierzchnia źrenicy wyjściowej,
- ϵ – względna przenikalność elektryczna ośrodka,
- ϵ_0 – przenikalność elektryczna próżni,
- μ – względna przenikalność magnetyczna ośrodka,
- μ_0 – przenikalność magnetyczna próżni,
- E_m – amplituda rzeczywista pola elektrycznego fali elektromagnetycznej w źrenicy wyjściowej,
- $E_0(0,0)$ – funkcja amplitudowo-fazowa w punkcie $(0,0)$ źrenicy wyjściowej. Indeks 0 przy E oznacza brak aberracji falowych.

W praktyce wygodniej jest używać bezwymiarowych współrzędnych w płaszczyznach źrenicowej i obrazowej, dzieląc współrzędne źrenicowe przez dowolną długość a , którą może być np. promień kołowej źrenicy wyjściowej albo promień okręgu opisanego na prostokątnej źrenicy wyjściowej. Jeśli więc podstawimy:

$$l = \frac{l'}{a}, \quad m = \frac{m'}{a}, \quad x = \frac{ax'}{r_0\lambda}, \quad y = \frac{ay'}{r_0\lambda}, \quad S = \frac{S'}{a^2},$$

to otrzymamy

$$E(x, y) = \frac{E_0(0,0)}{S} \iint_S e^{ikV(l,m)} e^{-2\pi i(xl + ym)} dldm. \quad (1.3)$$

Jak widać, rozkład amplitudy $E(x, y)$ w płaszczyźnie obrazowej jest transformata Fouriera funkcji amplitudowo-fazowej $E_0(0,0)e^{ikV(l,m)}$ w źrenicy wyjściowej.

Rozkład natężenia światła rozumianego jako średnia czasowa wektora Poyntinga otrzymuje się z definicyjnego wzoru

$$I(x, y) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon\epsilon_0}{\mu\mu_0}} E(x, y) E^*(x, y), \quad (1.4)$$

co po podstawieniach można napisać jako

$$I(x, y) = \frac{I_0(0,0)}{S^2} \left[\iint_S e^{ikV(l,m)} e^{-2\pi i(xl + ym)} dldm \times \iint_S e^{-ikV(l,m)} e^{2\pi i(xl + ym)} dldm \right], \quad (1.5)$$

gdzie $I_0(0,0) = \frac{\phi S'}{r_0^2 \lambda^2}$.

Funkcja (1.5) opisuje rozkład natężenia światła w obrazie punktu, czyli w tzw. plamce dyfrakcyjnej. Zakładając, że układ optyczny jest bezaberracyjny i że nie jest apodyzowany, tzn. fala ma w źrenicy wyjściowej stałą amplitudę rzeczywistą, można stwierdzić, że kształt plamki dyfrakcyjnej zależy od obszaru całkowania (kształtu i wielkości źrenicy wyjściowej).

Oto dwa przykłady bezaberracyjnych plamek dyfrakcyjnych:

Kołowa źrenica wyjściowa

W przypadku kołowej źrenicy wyjściowej (rys. 1.4a) rozwiązaniem równania (1.5) jest funkcja

$$\frac{I_0(r)}{I_0(0,0)} = \left(\frac{2J_1(\rho)}{\rho} \right)^2, \quad (1.6)$$

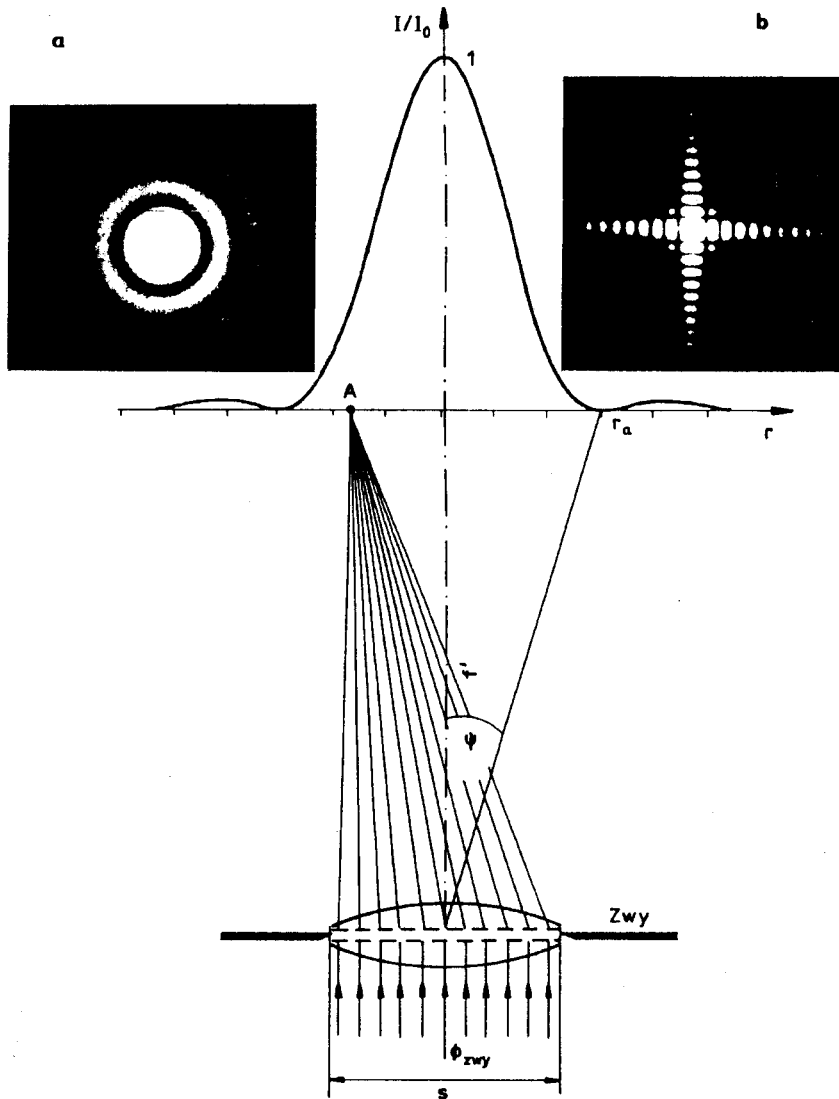
gdzie:

$J_1(\rho)$ – funkcja Bessela I rodzaju, pierwszego rzędu wartości unormowanego promienia ρ w płaszczyźnie obrazowej,

$\rho = \frac{\pi\phi_{Zwy} r}{r_0\lambda}$, r – promień biegnący w płaszczyźnie obrazowej ($r = \sqrt{x^2 + y^2}$).

Średnica tarczy plamki Airy'ego

Plamką Airy'ego nazywa się obraz dyfrakcyjny punktu, utworzony w przypadku kołowej przysłony aperturowej (rys. 1.5). W jego centrum leży tarcza (dysk) o pro-



Rys. 1.5. Strumień światła z odległego punktu wychodzi ze źrenicy wyjściowej Z_{wy} obiektywu HH' , który skupia go w swojej płaszczyźnie ogniskowej w punkcie A . I/I_0 – względne natężenie światła w obrazie dyfrakcyjnym punktu, r_a – promień tarczy Airy'ego; a) fotografia obrazu dyfrakcyjnego punktu w przypadku kołowej przysłony aperturowej, b) fotografia obrazu dyfrakcyjnego punktu w przypadku prostokątnej przysłony aperturowej

mieniu ρ , dla którego wartość funkcji Bessela po raz pierwszy osiąga zero. Ma to miejsce dla $\rho = 3,832$. Przyjmując dalej $r_0 = f'$, mamy

$$3,832 = \frac{\pi \phi_{Zwy} r_a}{f \lambda},$$

a stąd bezpośrednio promień tarczy plamki Airy'ego wynosi

$$r_a = 1,22 f' \frac{\lambda}{\phi_{Zwy}}. \quad (1.7)$$

Prostokątna źrenica wyjściowa

W przypadku prostokątnej źrenicy wyjściowej o szerokości $2b'$ i wysokości $2h'$ wzór (1.5) określający rozkład natężenia światła w obrazie dyfrakcyjnym punktu przyjmuje postać

$$\frac{I_0(x, y)}{I_0(0,0)} = \text{sinc}^2(2\pi x b) \text{sinc}^2(2\pi y h), \quad (1.8)$$

gdzie

$$x = \frac{ax'}{f\lambda}, \quad b = \frac{b'}{a}, \quad y = \frac{ay'}{f\lambda}, \quad h = \frac{h'}{a}.$$

Funkcja sinc ma minima dla wartości argumentu $m\pi$ ($m=1, 2, 3, \dots$). Lokalizacja minimów natężenia światła w kierunku osi x występuje więc dla wartości

$$x'_{\min} = mf' \frac{\lambda}{2b'},$$

gdzie $2b'$ – rzeczywista szerokość prostokątnej źrenicy wyjściowej.

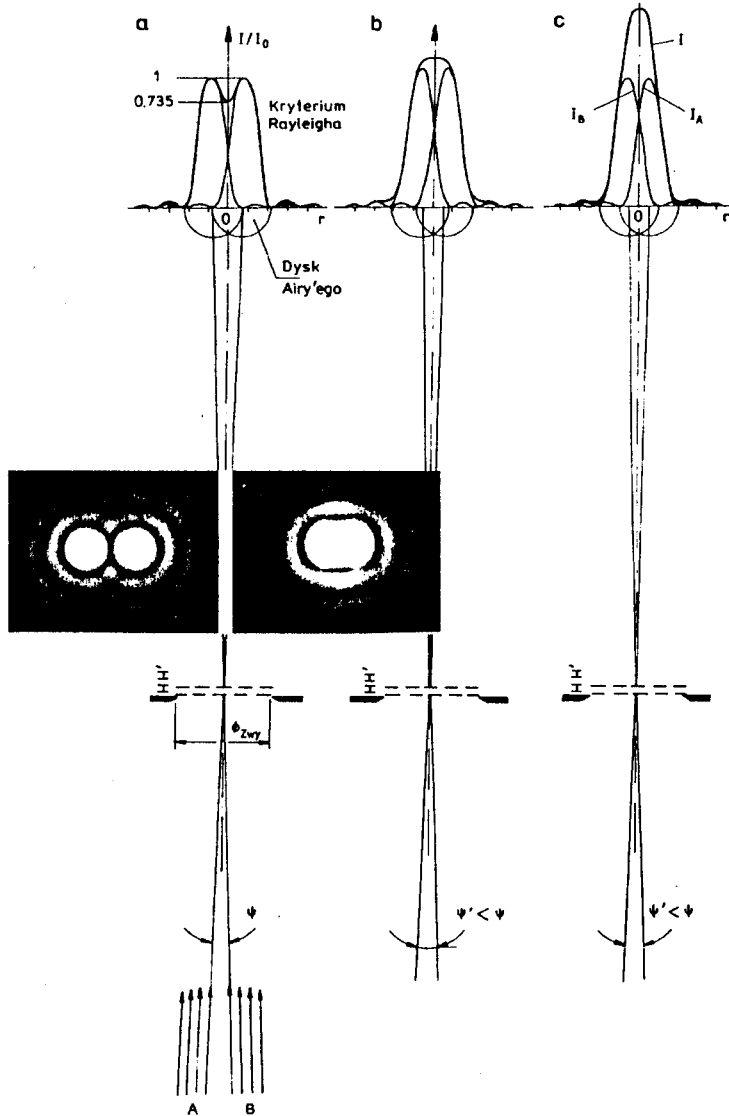
Analogicznie lokalizacja minimów natężenia światła w kierunku osi y występuje dla wartości

$$y'_{\min} = mf' \frac{\lambda}{2h'},$$

gdzie $2h'$ – rzeczywista wysokość prostokątnej źrenicy wyjściowej.

1.5. Zdolność rozdzielcza

Zdolność rozdzielczą przyrządów optycznych ograniczają głównie dyfrakcja światła na przysłonie aperturowej oraz aberracje. W przypadku bardzo małych aberracji



Rys. 1.6. a) Odległość kątowa ψ punktów przedmiotowych A i B jest równa kątowej zdolności rozdzielczej oka. Fotografie przedstawiają dwa obrazy dyfrakcyjne dwóch punktów we wzajemnej odległości kątowej większej (lewy) i równej (prawy) zdolności rozdzielczej oka. b) Odległość kątowa punktów przedmiotowych spełnia kryterium Sparrowa. c) Odległość kątowa ψ' punktów przedmiotowych A i B jest mniejsza od kątowej zdolności rozdzielczej jakiegokolwiek receptora

cji (tzw. przyrządy ograniczone dyfrakcyjnie) obrazem odległego punktu utworzonym przez przyrząd optyczny z kołową przysłoną aperturową nie jest punkt, ale jego obraz dyfrakcyjny, zwany plamką Airy'ego, złożony z jasnej tarczy (dysku), otoczonej słabymi pierścieniami (rys. 1.5a). Na zdolność rozdzielczą takiego przyrządu wpływa przede wszystkim średnica $2r_a$ tarczy Airy'ego, bo w niej skupia się 83,78% strumienia światła tworzącego obraz. Promień r_a tarczy Airy'ego w przypadku kołowej przysłony aperturowej określa wzór (1.7):

$$r_a = 1,22 f \frac{\lambda}{\phi_{Zwy}}$$

Gdy nakładają się na siebie obrazy dwóch punktów A i B , wtedy w przypadku wzajemnej koherencji fal emitowanych przez te punkty sumują się ich amplitudy, a w przypadku braku koherencji – ich natężenia. Za Rayleighem przyjmuje się, że oko może zinterpretować nałożone na siebie obrazy dyfrakcyjne dwóch punktów emitujących wzajemnie niekoherentne wiązki światła (rys. 1.6a) jako obrazy dwóch punktów, jeżeli natężenie światła wzdłuż odcinka łączącego środki obu dysków Airy'ego ma minimum, w którym natężenie światła wynosi nie więcej niż 0,735 wartości maksymalnej. Warunek ten jest spełniony wtedy, gdy środek tarczy plamki Airy'ego obrazu jednego z punktów leży na krawędzi tarczy Airy'ego punktu drugiego. Mniejszych różnic jasności oko nie dostrzega. Mogą je jednak wykryć przyrządy elektroniczne. Skrajnym przypadkiem możliwości rozdzielania jest warunek Sparrowa spełniony wtedy, gdy obrazy punktów leżą tak blisko siebie, że wzdłuż odcinka łączącego środki obu dysków Airy'ego nie ma ekstremum (rys. 1.6b). Jeżeli odległość kątowa ψ' obu świecących punktów przedmiotowych jest jeszcze mniejsza, to rozkład sumarycznego natężenia jest taki jak na rys. 1.6c i żaden receptor nie zobaczy dwóch punktów, ale tylko jeden. Nie jest to koniec komplikacji; przysłony w przyrządach nie zawsze są kołowe, stosowane receptory mogą mieć różne rozdzielczości, a wzajemna koherencja wiązek tworzących punkty często nie jest znana.

Kątowa zdolność rozdzielcza

Kątowa zdolność rozdzielcza znajduje najczęściej zastosowanie do określenia zdolności rozdzielczej przyrządów lunetowych. Oznacza ona kąt połowy $\psi = 2w$ zawarty między dwoma promieniami głównymi wchodzącymi do przyrządu optycznego i emitowanymi przez dwa punkty, których obrazy są jeszcze identyfikowane jako rozdzielone. Proste przekształcenie wzoru (1.7) prowadzi do wniosku, że w przypadku kryterium Rayleigha dla kołowej przysłony aperturowej i braku koherencji kątowa zdolność rozdzielcza wyrażona w radianach wynosi

$$\psi = 1,22 \frac{\lambda}{\phi_{Zwy}} \quad (1.9)$$

Jeżeli oba punkty wysyłają wiązki wzajemnie koherentne, to

$$\psi = 1,64 \frac{\lambda}{\phi_{Zwy}}. \quad (1.10)$$

W przypadku kryterium Sparrowa, dla otworu kołowego i niekoherentnych wiązek światła

$$\psi = 0,955 \frac{\lambda}{\phi_{Zwy}}. \quad (1.11)$$

Wzór (1.9), dla szczególnego przypadku gdy kąt rozdzielczości wyraża się w sekundach a światło jest monochromatyczne o długości fali 556 nm, ma szczególnie prostą i praktyczną postać:

$$\psi = \frac{140'' \text{ mm}}{\phi_{Zwy}}. \quad (1.12)$$

Zdolność rozdzielcza liniowa

W wielu przyrządach odwzorowujących, zdolność rozdzielczą określa się największą ilością rozdzielnie widocznych obrazów wzajemnie równoległych linii jaką przyrząd może utworzyć na jednym milimetrze swojej płaszczyzny obrazowej albo najmniejszą odległością wzajemnie równoległych linii mieszczących się w płaszczyźnie przedmiotowej.

Ilość linii na milimetrze w płaszczyźnie obrazowej

Jest to typowy sposób określania zdolności rozdzielczej aparatów fotograficznych i projekcyjnych oraz przyrządów pokrewnych. Przyjmując założenie, że poszczególne linie przedmiotowe emitują światło wzajemnie niekoherentne i monochromatyczne ($\lambda = 556 \text{ nm}$), a rozdzielczość limituje warunek Rayleigha, stwierdzimy, że punkty leżące na bliskich sobie krawędziach linii przedmiotowych będą w płaszczyźnie obrazowej rozdzielone, jeżeli ich odległość l' nie będzie mniejsza niż r_a (1.7), czyli w skrajnym przypadku

$$l' = r_a = 1,22 f' \frac{\lambda}{\phi_{Zwy}}. \quad (1.13)$$

Ilość N linii rozdzielanych na jednym milimetrze płaszczyzny obrazowej jest odwrotnością l' , więc po elementarnych przeliczeniach otrzymuje się praktyczny wzór:

$$N = \frac{1}{l'} = 1475 \frac{\phi_{Zwy}}{f'} \text{ mm}^{-1}. \quad (1.14)$$

Wzajemna odległość rozdzielanych linii w płaszczyźnie przedmiotowej

Ten sposób określania zdolności rozdzielczej jest typowy dla mikroskopów i endoskopów. Z warunku sinusów wiadomo, że odległość dwóch punktów (krawędzi linii) w płaszczyźnie przedmiotowej można wyrazić przez odległość ich obrazów prostym wzorem

$$l = \frac{l' u'}{n \sin u}.$$

Przyjęto tu założenie, że obrazowy kąt aperturowy u' jest wystarczająco mały, by przyjąć przybliżenie $\sin u' \approx u'$. Po zastąpieniu l' przez (1.13) i dokonaniu prostych przekształceń otrzymuje się dla światła monochromatycznego

$$l = \frac{0,61 \lambda}{n \sin u}, \quad (1.15)$$

gdzie:

- n – współczynnik załamania przestrzeni przedmiotowej,
- u – przedmiotowy kąt aperturowy,
- l – długość fali światła.

1.6. Aberracje geometryczne trzeciego rzędu

Obraz optyczny nigdy nie jest wiernym odwzorowaniem przedmiotu. Składają się na to przynajmniej trzy następujące przyczyny:

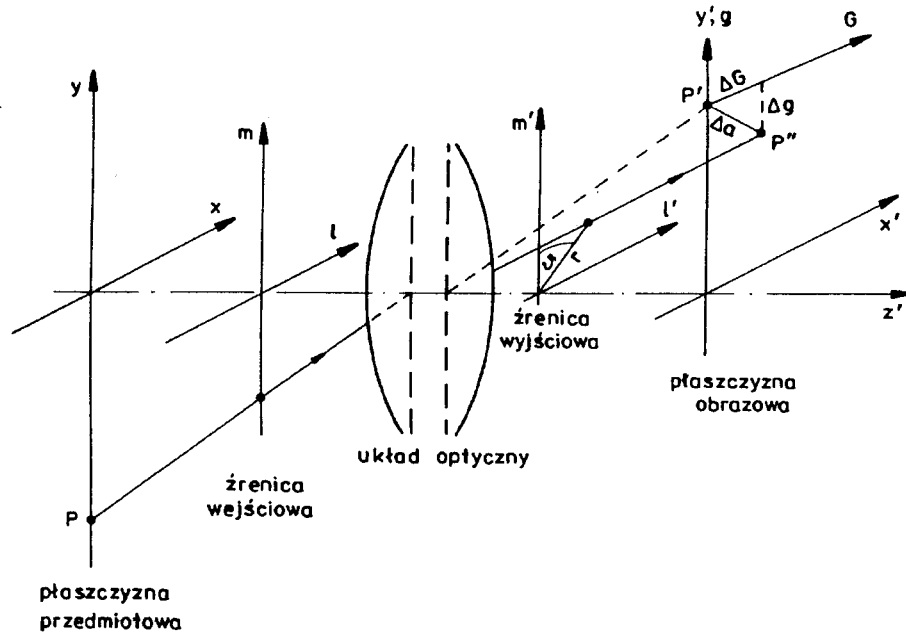
1. Dyfrakcja światła na przysłonie aperturowej. Jak już powiedziano wcześniej, obrazem punktu nie jest punkt, ale jego obraz dyfrakcyjny w postaci dysku otoczonego pierścieniami. Ta ziarnistość sprawia, że w obrazie nie ma informacji o drobnej strukturze przedmiotu.

2. Filtracja optyczna. Przedmiot można traktować jak strukturę uginającą światło. Aby otrzymać wiernie odwzorowanie, należałoby doprowadzić do wzajemnego nałożenia się w płaszczyźnie obrazu wszystkich fal ugiętych. Nie jest to możliwe, bo przysłony układu odfiltrują fale o dużych kątach ugięcia.

3. Aberracje geometryczne. Nie wszystkie promienie wychodzące z przedmiotu spotykają się po odwzorowaniu w jednym punkcie obrazowym. Jeżeli nawet taki przypadek miałby miejsce, to punkt obrazowy nie musi leżeć tam, gdzie powinien, gdyby układ był doskonały.

Założmy, że dany jest układ optyczny tworzący odwzorowanie punktu P (rys. 1.7). Gdyby układ był doskonały, wtedy obrazem punktu P byłby punkt P' . Układ jest jednak aberracyjny, więc obraz powstaje w punkcie P'' , odległym w płaszczyźnie obrazowej x', y' o Δa od P' . Odcinek Δa w układzie leżącym w płaszczyźnie obrazowej

z początkiem w P' ma współrzędne ΔG i Δg . Promień przebija źrenicę wyjściową w punkcie o współrzędnych (l', m') .



Rys. 1.7. Układ optyczny niedoskonały. Doskonałym obrazem punktu P jest P' , a niedoskonałym P'' . Odległość Δa od P' do P'' nazywa się aberracją geometryczną układu optycznego. Układ współrzędnych G, g ma początek w P' . W tym układzie P'' ma współrzędne $(\Delta G, \Delta g)$. Układ x, y – płaszczyzna przedmiotowa, układ x', y' – płaszczyzna obrazu doskonałego, układ l, m – płaszczyzna źrenicy wejściowej, układ l', m' – płaszczyzna źrenicy wyjściowej, r, θ – współrzędne biegunowe źrenicy wyjściowej

P'' wcale nie musi oznaczać pojedynczego punktu, ale w ogólnym przypadku jest reprezentantem pewnej funkcji. Znaczy to, że w płaszczyźnie obrazowej zamiast punktowego obrazu punktu P może pojawić się zbiór punktów P'' będący aberracyjnym obrazem punktu P . W teorii aberracji składowe ΔG i Δg aberracji Δa określają następujące wyrażenia:

$$\begin{aligned}\Delta G &= Al'(m'^2 + l'^2) + Bym'l' + Dy^2l', \\ \Delta g &= Am'(m'^2 + l'^2) + By(3m'^2 + l'^2) + (2C + D)y^2m' + Ey^3, \\ \Delta a &= \sqrt{\Delta G^2 + \Delta g^2},\end{aligned}\quad (1.16)$$

gdzie y jest odległością punktu przedmiotowego P od osi optycznej. Człon zawierający parametr A określa aberrację sferyczną, B – komę, C i D – astygmatyzm i krzywiznę pola, E – dystorsję.

Wzór (1.16) jest przybliżony. Opuszczono w nim wyrażenia, w których występują wykładniki potęgi większe od 3. Stąd występująca w tytule rozdziału nazwa „aberracje trzeciego rzędu”. Wzór (1.16) opisuje aberracje światła monochromatycznego. Gdy odwzorowanie odbywa się w świetle heterochromatycznym, wtedy powstają nowe rodzaje aberracji, które będą omówione w dalszej części pracy.

Aberracja sferyczna

Aberrację sferyczną określa wzór:

$$\begin{aligned}\Delta G &= Al'(l'^2 + m'^2), \\ \Delta g &= Am'(l'^2 + m'^2).\end{aligned}$$

Znacznie łatwiej się go interpretuje, gdy współrzędne kartezjańskie źrenicy wyjściowej zamieni się na biegunowe: $m' = r \cos \theta$, $l' = r \sin \theta$. Wartość aberracji w płaszczyźnie obrazowej wynosi wtedy:

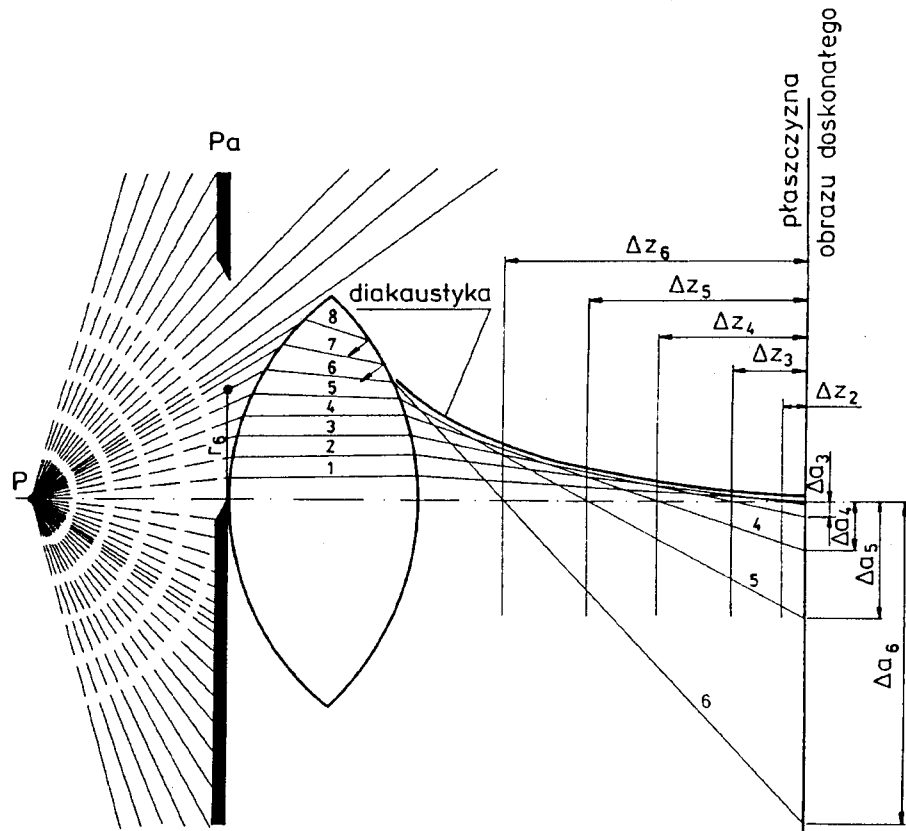
$$\Delta a = \sqrt{\Delta G^2 + \Delta g^2} = Ar^3. \quad (1.17)$$

Wnioski

We wzorze powyższym nie występuje wysokość przedmiotu y . Aberracja sferyczna jest więc taka sama dla punktu przedmiotowego na osi optycznej jak dla punktu poza osią.

Wszystkie promienie, które są rozłożone w źrenicy wyjściowej na okręgu o promieniu r (na symulacji komputerowej, rys. 1.8 np. promień r_0), mieszczą się w płaszczyźnie obrazowej na okręgu o promieniu Δa (na rys. Δa_0) proporcjonalnym do trzeciej potęgi r . Największą wartość Δa nazywa się aberracją sferyczną poprzeczną.

Rozkład gęstości strumienia energii padającej na płaszczyznę obrazową jest największy w pobliżu osi i silnie maleje z wartością aberracji Δa . Na rysunku 1.8 widać, że zagęszczenie promieni w pobliżu osi jest największe i silnie maleje w miarę oddalania się od niej. Z tego też powodu lepiej umieścić ekran w płaszczyźnie obrazu doskonałego, którą wyznacza punkt przecięcia osi przez promień biegnący nieskończenie blisko niej, niż np. w miejscu, gdzie krążek rozmycia obrazu punktu P jest najmniejszy, bo natężenie oświetlenia jest tam w całej plamie aberracyjnej prawie jednokowe. Odległość punktu przecięcia danego promienia z osią od płaszczyzny obrazu doskonałego nazywa się jego aberracją podłużną Δz . Największa wartość Δz (na rys. 1.8, Δz_0) jest aberracją sferyczną podłużną. Gdyby układ optyczny był wolny od aberracji sferycznej, tzn. gdyby $A = 0$, wtedy wszystkie promienie – niezależnie od tego,



Rys. 1.8. Symulacja komputerowa aberracji sferycznej podłużnej i poprzecznej soczewki:
 P – punkt przedmiotowy, r_i ($i = 1, 2, \dots, 6$) – wysokość padania promienia na płaszczyznę przysłony aperturowej Pa , Δz_i – aberracje podłużne poszczególnych promieni, Δa_i – aberracje poprzeczne

w jakiej odległości r od osi przecinają źrenicę wyjściową – zbiegałyby się w jednym punkcie obrazu doskonałego. Zbiór punktów wzajemnego przecięcia się sąsiednich promieni w przestrzeni obrazowej tworzy diakaustykę. Jej odpowiednikiem przy odbiciu promieni od zwierciadła jest katakaustyka. Na rysunku 1.8 średnicę przysłony aperturowej Pa wybrano celowo zbyt dużą. W konsekwencji promienie padają również poza soczewkę, a niektóre (7. i 8.), jakże weszły do soczewki, ulegają w niej całkowitemu wewnętrznemu odbiciu. Jedne i drugie tworzyłyby w instrumentach optycznych szkodliwe światło rozproszone.

Koma

Wprowadzenie do wzorów

$$\Delta G = Bym'l',$$

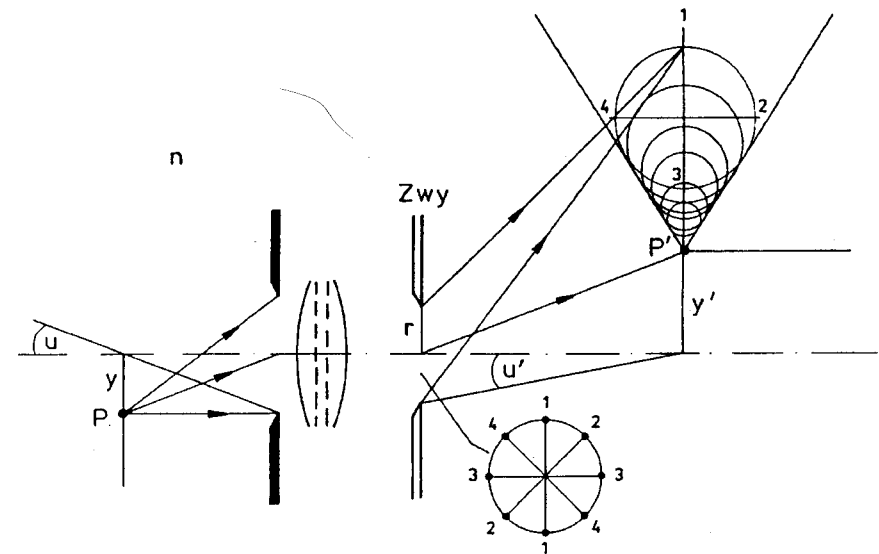
$$\Delta g = By(3m'^2 + l'^2)$$

współrzędnych biegunowych płaszczyzny źrenicy wyjściowej pozwala przedstawić komę w bardziej czytelnej postaci

$$(\Delta g - 2Br^2y)^2 - \Delta G^2 = (Br^2y)^2. \quad (1.18)$$

Wnioski

- Gdy punkt przedmiotowy P mieści się na osi y (rys. 1.9), wtedy koma jest zbiorem okręgów rozmieszczonych wzdłuż osi y' płaszczyzny obrazu doskonałego.

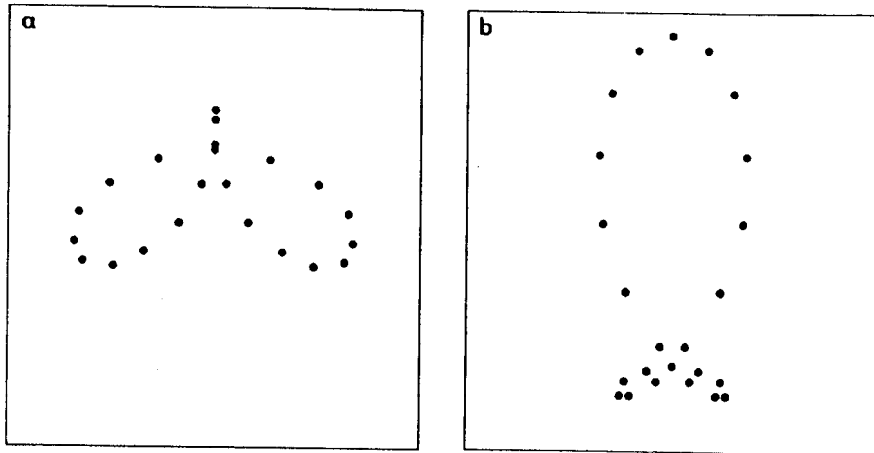


Rys. 1.9. Obraz punktu utworzony przez kołową wiązkę światła w układzie optycznym z komą. Punkty 1, 2, 3, 4 przebiecia płaszczyzny źrenicy wyjściowej Z_{wy} przez promienie odpowiadają analogicznie numerowanym punktom przebiecia w stożku komy w płaszczyźnie obrazowej P'

- Jeden okrąg tworzą promienie, które wychodząc z punktu P odległego o y od osi, przechodzą przez źrenicę wyjściową w jednakowej odległości r od osi układu optycznego.

- Promienie okręgów w komic rosną z kwadratem odległości r . Zbiór wszystkich okręgów dla danej wartości y , ale różnych wartości r tworzy stożek o rozwartości 60° , zwany koma.

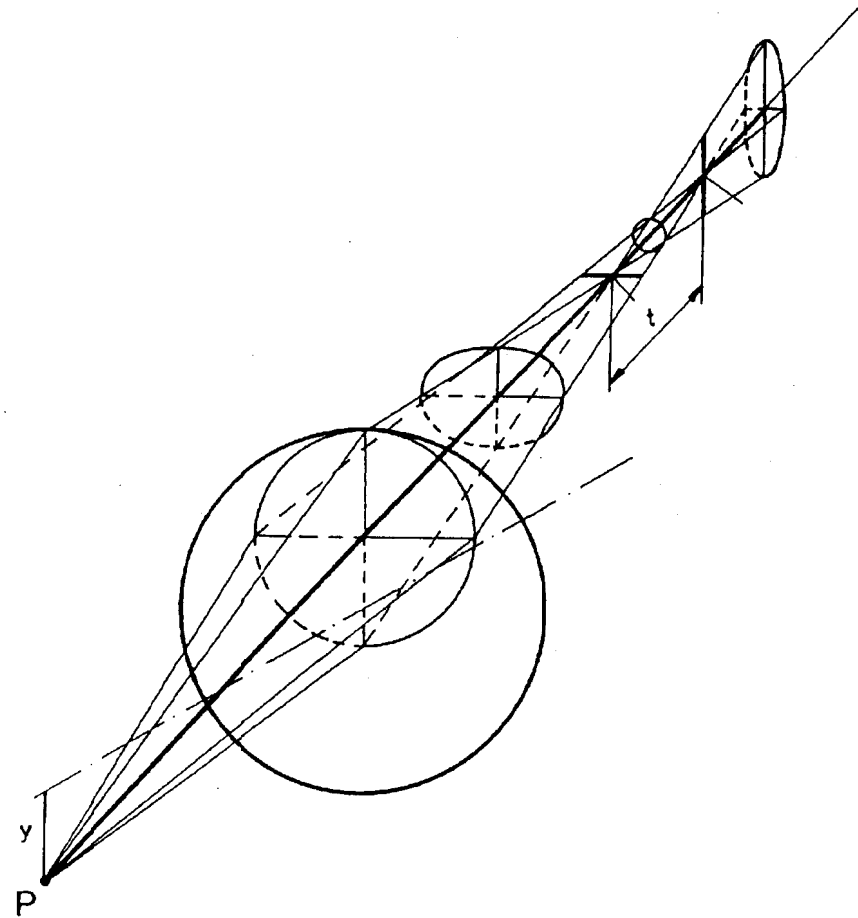
- Gdy przedmiot P oddala się od osi, koma rośnie, bo proporcjonalnie do y rosną promienie okręgów i zarazem ich odległości od obrazu doskonałego. Na rysunku 1.9 płaszczyzna obrazowa jest narysowana w kładzie. Pokazano na niej, gdzie w płaszczyźnie obrazowej padają numerowane promienie rozmieszczone w źrenicy wyjściowej na wspólnym okręgu. Koma występuje na ogół razem z aberracją sferyczną. Na rysunkach 1.10a i b pokazano, jak w takim przypadku, w sąsiedztwie płaszczyzny obrazowej, deformują się okręgi wypełniające stożek komy. Układy optyczne wolne od aberracji sferycznej i komy nazywają się aplanatami. Układy aplanatyczne spełniają cytowany już wcześniej warunek sinusów Abbego $yn \sin u = y'n' \sin u'$.



Rys. 1.10. Zniekształcenie okręgów pokazanych na rys. 1.9 w obrazie P' punktu P w dwóch różnych płaszczyznach obrazowych a i b , utworzonych przez układ optyczny z koma i aberracją sferyczną

Astygmatyzm i krzywizna pola

Astygmatyzm jest spowodowany inną zdolnością zbierającą układu optycznego w płaszczyźnie przechodzącej przez punkt przedmiotowy P i oś optyczną (płaszczyzna meridionalna), niż w płaszczyźnie do niej prostopadłej (płaszczyzna sagitalna) (rys. 1.11). W przestrzeni obrazowej kołowa wiązka światła przekształca się więc najpierw w eliptyczną, następnie w odcinek (obraz meridionalny punktu P), potem znowu w wiązkę eliptyczną, w odcinek prostopadły do poprzedniego (obraz sagitalny) i ostatecznie znowu w wiązkę eliptyczną. Miarą astygmatyzmu jest wzajemna odległość t obu tych odcinków.



Rys. 1.11. Astygmatyzm powstaje wtedy, gdy zdolność skupiająca układu w płaszczyźnie przechodzącej przez promień główny i oś optyczną, oraz w płaszczyźnie prostopadłej do niej, są różne. Miarą astygmatyzmu jest odległość t dwóch odcinków będących astygmatycznymi obrazami punktu P

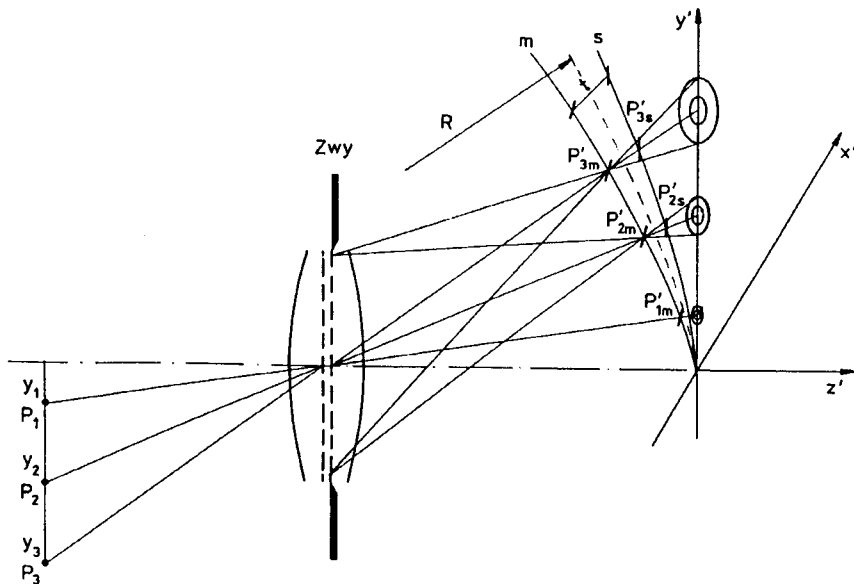
Astygmatyzm i krzywiznę pola opisują te człony wzoru (1.16), które zawierają parametry C i D : $\Delta g = Dy^2 l'$ oraz $\Delta g = (2C + D)y^2 m'$. Po zastąpieniu m' i l' współrzędnymi biegunowymi otrzymuje się równanie elipsy:

$$\frac{\Delta g^2}{[(2C + D)y^2 r]^2} + \frac{\Delta G^2}{(Dy^2 r)^2} = 1. \quad (1.19)$$

Wnioski

Promienie pochodzące od poszczególnych punktów przedmiotowych P_i (rys. 1.12) tworzą w płaszczyźnie obrazu doskonałego x', y' elipsy rosnące z kwadratem odległości y_i punktu przedmiotowego P_i od osi optycznej. Obrazy punktów leżących na osi optycznej ($y = 0$) są wolne od astygmatyzmu. Każdy zbiór promieni, które wychodzą z tego samego punktu przedmiotowego P_i i przechodzą przez źrenicę wyjściową w tej samej odległości r od osi, tworzy w płaszczyźnie obrazowej jedną elipsę. Wszystkie elipsy dla różnych wartości r tworzą rodzinę mającą wspólny środek.

W sytuacji pokazanej na rys. 1.12 można sobie wyobrazić, że każdą rodzinę elips utworzonych przez promienie wychodzące z tego samego punktu P_i poprzedzają przed płaszczyzną obrazu doskonałego dwa astygmatyczne odcinki m i s (meridionalny i sagitalny) odległe od siebie o t . Przyjmuje się, że powierzchnią optymalnego odwzorowania jest powierzchnia przechodząca przez połowy odcinków t . Można ją aproksymować powierzchnią sferyczną o promieniu R (krzywizna pola). W omawianym, ogólnym przypadku występuje równocześnie astygmatyzm i krzywizna pola. Układy optyczne ze skorygowanym astygmatyzmem nazywa się anastygmatami.



Rys. 1.12. Astygmatyzm z krzywizną pola. Obrazy meridionalne $P'_{1m}, P'_{2m}, P'_{3m}$ i sagitalne $P'_{1s}, P'_{2s}, P'_{3s}$ punktów P_1, P_2, P_3 są odwzorowane na dwóch parabolach aproksymowanych wspólną sferą o promieniu R . Plamy rozmycia obrazów poszczególnych punktów w płaszczyźnie obrazu doskonałego są elipsami

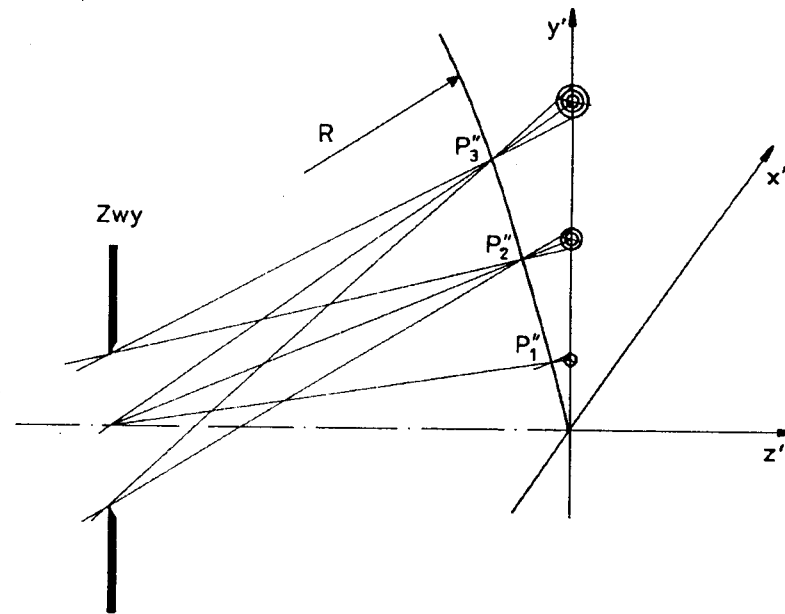
Astygmatyzm poosiowy

Astygmatyzm poosiowy nie jest aberracją (w sensie błędu odwzorowania), ale astygmatyzmem celowo wprowadzonym do układu optycznego. Poosiowy, bo – w przeciwieństwie do opisanego wyżej – występuje również w odwzorowaniu punktów leżących na osi optycznej. Otrzymuje się go przez wprowadzenie do układu optycznego powierzchni torycznej. Przykładem mogą być tzw. cylindryczne szkła okularowe (powierzchnia cylindryczna jest szczególnym przypadkiem powierzchni torycznej), których astygmatyzm służy do skompensowania astygmatyzmu oka.

Krzywizna pola

Załóżmy, że we wzorze (1.16) $C = 0$. Wtedy aberracja

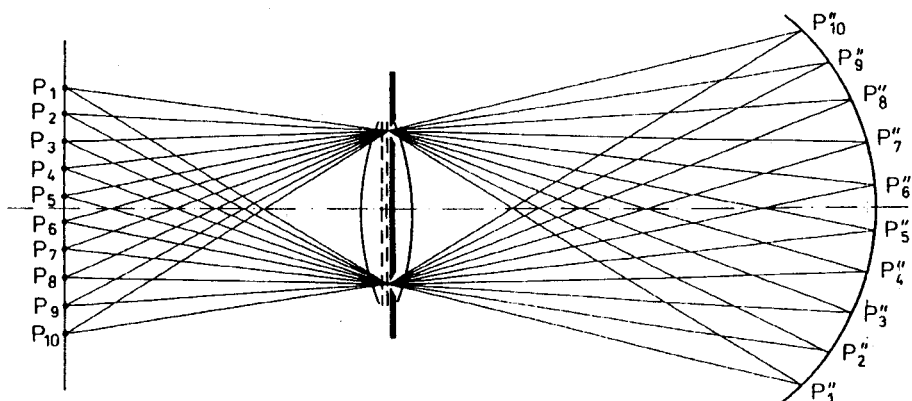
$$\Delta a = \sqrt{\Delta G^2 + \Delta g^2} = Dy^2 r. \quad (1.20)$$



Rys. 1.13. Czysta krzywizna pola. Obrazy P'_1, P'_2, P'_3 punktów P_1, P_2, P_3 nie mają astygmatyzmu, ale nie leżą na powierzchni obrazu doskonałego. Plamy rozmycia są okręgami

Na osi y' powierzchni obrazu doskonałego nie ma elips, ale są okręgi (rys. 1.13). Żaden promień tworzący rodzinę okręgów nie jest poprzedzany astygmatycznymi

odcinkami, ale zbiegają się one w jednym punkcie P''_i , leżącym na sferycznej powierzchni optymalnego odwzorowania o promieniu R . Jest to przypadek czystej krzywizny pola. Miarą krzywizny pola jest właśnie promień R . Przykład czystej krzywizny pola pokazuje symulacja komputerowa na rys. 1.14. Układy optyczne ze skorygowaną krzywizną pola mają w nazwie człon „plan”, np. planachromat.



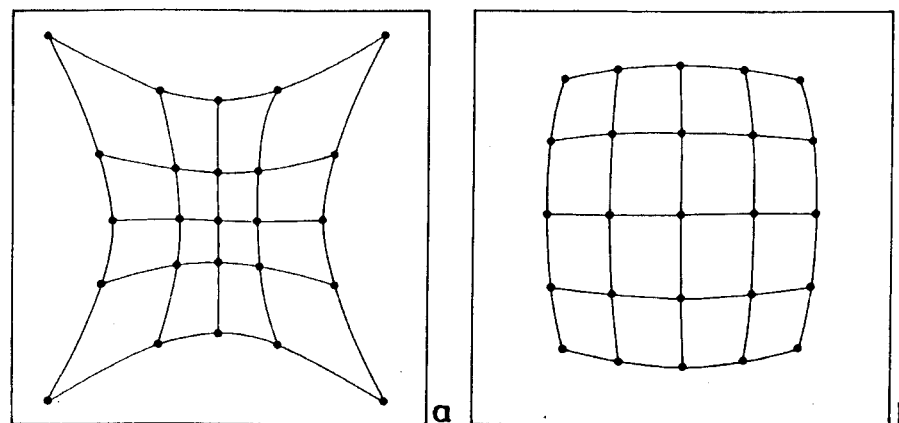
Rys. 1.14. Symulacja komputerowa czystej krzywizny pola. Obrazy P''_i punktów przedmiotowych P_i mieszczą się na powierzchni (w przybliżeniu) sferycznej

Dystorsja

Dystorsję opisuje wzór $\Delta a = Ey^3$. Jeżeli przedmiotem jest siatka, to linie tworzące obraz siatki utworzony przez układ dystorsyjny nie są już wzajemnie prostopadłe, a obraz siatki przypomina poduszkę (rys. 1.15a) lub beczkę (rys. 1.15b). Oba rodzaje dystorsji pokazanej na rysunku 1.15 otrzymano za pomocą symulacji komputerowej tylko poprzez zmianę położenia źrenicy wejściowej układu optycznego. Dystorsja jest spowodowana tym, że dla rosnących wartości y rośnie (poduszka) lub maleje (beczka) lokalne powiększenie poprzeczne układu optycznego. Miarą dystorsji jest więc różnica powiększeń β_y na wysokości y i β_0 na osi układu unormowana do powiększenia na osi:

$$D = \frac{\beta_y - \beta_0}{\beta_0} \quad (1.21)$$

Układy optyczne ze skorygowaną dystorsją nazywają się ortoskopowymi. Szczególnie troskliwie należy korygować dystorsję układów pomiarowych.



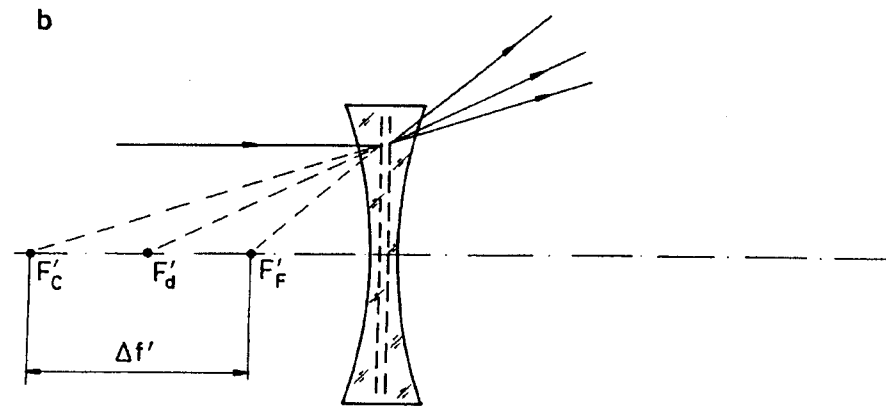
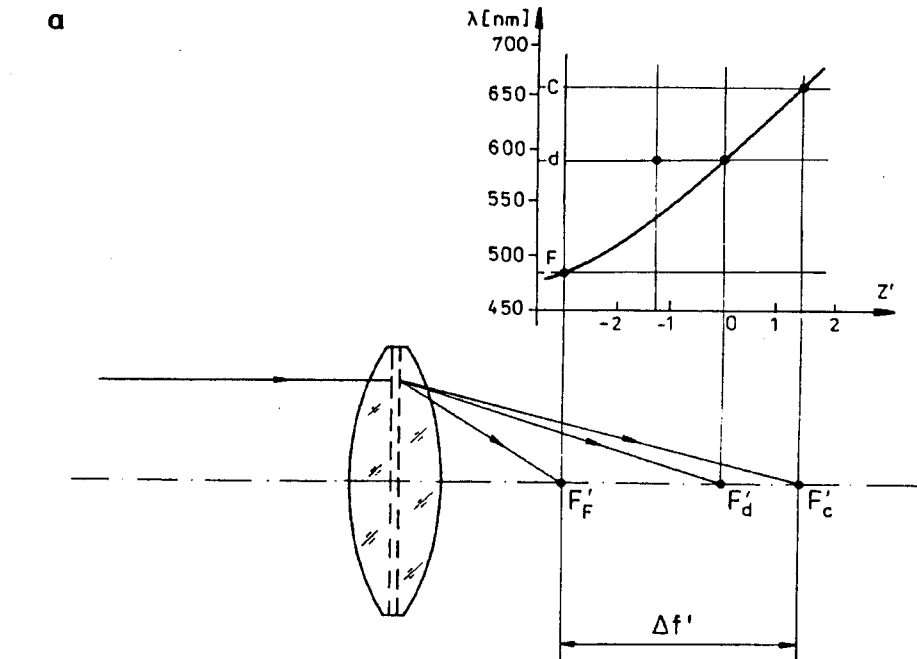
Rys. 1.15. Symulacja komputerowa dystorsji. Obrazem kwadratowej siatki może być:
a) „poduszka” lub b) „beczka”

Aberracja chromaticzna

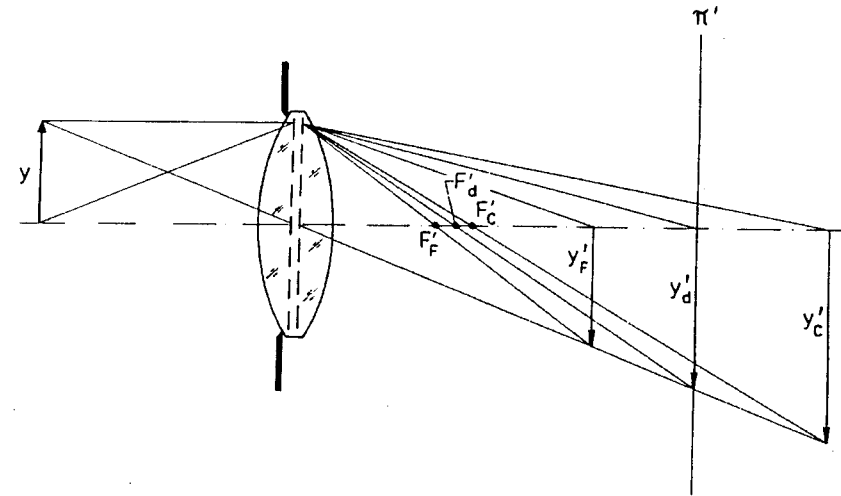
Gdyby istniała soczewka doskonała, która skupia monochromatyczną wiązkę światła w jednym punkcie, wtedy wiązka światła białego nie będzie już w całości skupiana w tym punkcie. Współczynnik załamania szkła, a więc i ogniskowa soczewki, zależą od długości fali, zatem fale o różnej długości będą skupiane w różnych punktach. Przez aberrację chromaticzną podłużną (rys. 1.16) rozumie się wzajemną odległość $\Delta f'$ ognisk F'_F i F'_C dla linii Fraunhofera F i C .

Kolejność ognisk $F'(\lambda)$ soczewki skupiającej (rys. 1.16a) jest odwrotna niż rozpraszającej (rys 1.16b). Wykres aberracji chromaticznej przedstawia położenie ognisk obrazowych na osi z' w zależności od długości fali.

Fale o różnej długości tworzą obrazy leżące w różnych płaszczyznach obrazowych i mające różne powiększenia (rys. 1.17). Jeżeli ekran znajduje się w płaszczyźnie π' obrazu utworzonego przez linię Fraunhofera d , to nakładają się na niego nieostre obrazy utworzone przez fale o innej długości. Korygowanie aberracji chromaticznej zmierza do otrzymania wszystkich tych obrazów w jednej płaszczyźnie. Nie jest to w pełni możliwe. Układy optyczne skorygowane tak, że nakładają się na siebie ostre obrazy utworzone przez dwie zadane długości fali nazywa się achromatami, a układy w których nakładają się na siebie ostre obrazy utworzone przez trzy zadane różne długości fali – apochromatami.



Rys. 1.16. Aberracja chromatyca soczewki
a) skupiającej i b) rozpraszającej



Rys. 1.17. Aberracja chromatyca powiększenia. Obrazy y' przedmiotu y utworzone przez światło o różnej długości fali leżą w różnych miejscach i mają różne wielkości

Obiektyw achromatyczny

Przy achromatyzacji przyrządów wizualnych przyjmujemy warunek równości ogniskowych obrazowych dla zadanych długości fal, najczęściej F i C : $f'_F = f'_C$. Typowym układem achromatycznym (rys. 1.18) jest obiektyw lunety o niewielkim powiększeniu lub obiektyw kolimatora. Obiektywy achromatyczne składają się przynajmniej z dwóch soczewek, z których każda musi być wykonana z innego gatunku szkła o odpowiednio dobranym współczynniku załamania i liczbie Abbego.

Wzory soczewkowe dla linii F i C mają znaną postać:

$$\frac{1}{f'_F} = (n_F - 1) \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_3} \right), \quad \frac{1}{f'_C} = (n_C - 1) \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_3} \right),$$

gdzie:

n_F, n_C – współczynniki załamania soczewki dla linii Fraunhofera F i C ,

r_1, r_3 – promienie krzywizny powierzchni łamiących soczewki.

Po odjęciu stronami, dla soczewki numer I obiektywu achromatycznego mamy:

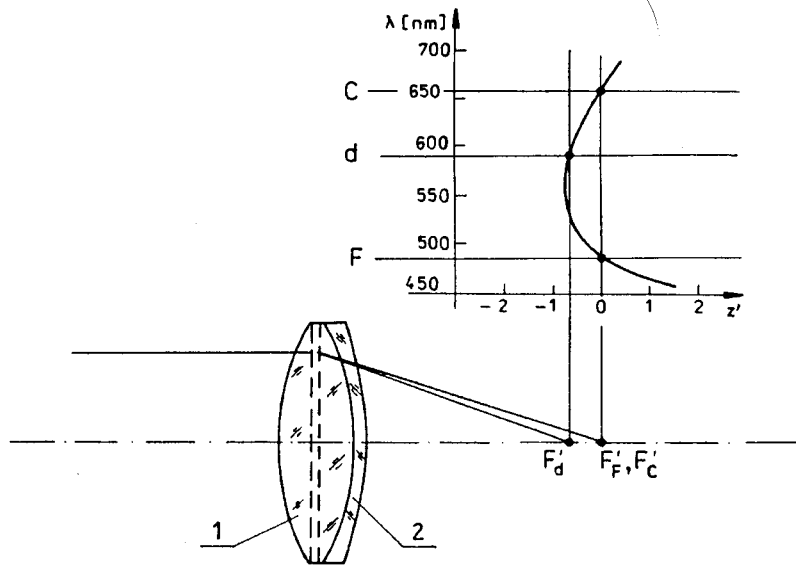
$$\left(\frac{1}{f'_F} - \frac{1}{f'_C} \right)_I = \left[(n_F - n_C) \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_3} \right) \right]_I = \left[\frac{n_F - n_C}{n_d - 1} (n_d - 1) \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_3} \right) \right]_I = \left(\frac{\varphi_d}{v_d} \right)_I,$$

gdzie:

v_d – liczba Abbego;

$$v_d = (n_d - 1) / (n_F - n_C),$$

φ_d – zdolność zbijająca, czyli odwrotność ogniskowej $1/f'_d$ dla linii d Fraunhofera.



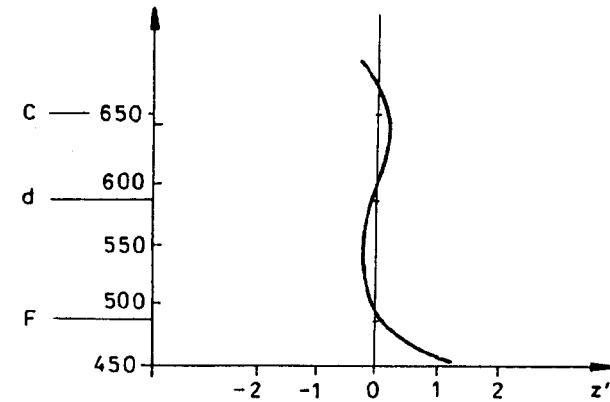
Rys. 1.18. Krzywa korekcji achromatu

Dla drugiej soczewki obiektywu, oznaczonej numerem 2, można analogicznie napisać:

$$\left(\frac{1}{f'_F} - \frac{1}{f'_C} \right)_2 = \left(\frac{\varphi_d}{v_d} \right)_2.$$

Dla soczewek skupiających obie strony mają przeciwne znaki niż w przypadku soczewek rozpraszających. Załóżmy, że indeks 1 oznacza soczewkę skupiającą, a indeks 2 – rozpraszającą. Można tak dobrać soczewkę skupiającą i rozpraszającą, aby lewe strony różniły się tylko znakiem. Po złączeniu tych soczewek (rys. 1.18), co matematycznie oznacza dodanie do siebie stronami powyższych równań, mamy warunek achromatyczności:

$$\left(\frac{\varphi_d}{v_d} \right)_1 + \left(\frac{\varphi_d}{v_d} \right)_2 = 0. \quad (1.22)$$



Rys. 1.19. Krzywa korekcji apochromatu

Na wykresie aberracji chromaticznej (rys. 1.18) widać, że ogniska F'_F i F'_C pokrywają się, a ognisko F'_d leży w ich pobliżu. Nie zawsze dąży się do pokrycia ognisk linii F i C , ale – w zależności od czułości spektralnej receptora – zaleca się koincydencję innych par linii spektralnych. W wielu przyrządach optycznych achromatyzacja dla dwóch linii nie wystarcza. Doskonalszym sposobem korekcji chromaticznej przyrządów jest apochromatyzacja. Obiektywy apochromaticzne składają się przynajmniej z trzech soczewek, z których każda musi być wykonana z innego gatunku szkła o odpowiednio dobranym współczynniku załamania i liczbie Abbe'go. Apochromaty mają w tym samym punkcie ognisko dla trzech różnych barw. Pokazuje to wykres aberracji na rys. 1.19.

Jak już powiedziano, aby skorygować aberracje instrumentów optycznych, ich soczewki i pryzmaty buduje się z różnych gatunków szkła optycznego, a korekcję przeprowadza się dla wielu długości fal świetlnych określonych liniami Fraunhofera oraz niektórymi liniami laserowymi. Długości fal świetlnych przyjętych w optyce do korygowania aberracji zebrano w tab. 1.1.

Większe huty szkła optycznego mają w swoich katalogach około 250 różnych gatunków szkła. Współczynniki załamania światła szkieł optycznych można wyliczyć z dokładnością $\pm 1 \cdot 10^{-5}$, stosując wzór dyspersyjny

$$n^2 = A_0 + A_1 \lambda^2 + A_2 \lambda^{-2} + A_3 \lambda^{-4} + A_4 \lambda^{-6} + A_5 \lambda^{-8}. \quad (1.23)$$

Parametry wielomianu: A_0, A_1, \dots, A_5 są podane w katalogach firm produkujących szkło optyczne. Oprócz różnych właściwości optycznych szkieł optycznych (współczynniki załamania, liczby Abbe'go, dyspersje średnie i cząstkowe, współczynniki przepuszczania światła, stałe elastooptyczne) są tam również podawane ich właściwo-

ści chemiczne, termiczne i mechaniczne. Współczynniki załamania światła dla wybranych linii spektralnych są podawane explicite tak, jak to przytoczono w przykładach zawartych w tabeli 1.2, albo w postaci różnic do współczynnika załamania pewnej wybranej długości fali, najczęściej d lub e . Szkła optyczne dzielą się tradycyjnie na krony i flinty. Do kronów należą te szkła, których $n_d > 1,6$, a $v_d > 50$ oraz te, których $n_d < 1,6$ a $v_d > 55$. Pozostałe są flintami.

Tabela 1.1. Linie laserowe oraz linie Fraunhofera używane do korygowania układów optycznych

Symbol linii	Pierwiastek	Długość fali [nm]	Symbol linii	Pierwiastek	Długość fali [nm]
u_2	Hg	312,6	C'	Cd	643,8469
u_1	Hg	334,1	laser	Kr	647,1
laser	Kr	350,7	C	H	656,2725
laser	Kr	356,4	laser	Cr	694,3
i	Hg	365,0146	r	He	706,5188
h	Hg	404,6561	A'	K	768,2
g	Hg	435,8343	s, i_1	Cs	852,1101
F'	Cd	479,9914	t, i_2	Hg	1013,98
F	H	486,1327	laser	Nd	1060,0
laser	Ar	488,0	i_3	Hg	1128,6
laser	Kr	520,8	i_4	Hg	1395,1
laser	Nd	530,0	i_5	Hg	1529,6
e	Hg	546,0740	i_6	Hg	1813,1
laser	Kr	568,2	i_7	Hg	1970,1
d	He	587,5618	i_8	Hg	2249,3
D	Na	589,2938	i_9	Hg	2325,4
laser	He-Ne	632,8			

Tabela 1.2. Przykłady współczynników załamania szkieł optycznych wzięte z katalogu firmy Spezial-Glas GmbH

Rodzaj szkła	Liczba Abbego v_d	n_t	n_s	n_r	n_c	$n_{c'}$	n_d
		n_e	n_F	$n_{F'}$	n_g	n_h	n_i
Fluorowy kron							
FK6	67,43	1,43852	1,44055	1,44307	1,44425	1,44457	1,44628
		1,44786	1,45087	1,45124	1,45441	1,45732	1,46226
FK50	81,49	1,47934	1,48102	1,48320	1,48424	1,48453	1,48606
		1,48749	1,49021	1,49054	1,49342	1,49606	1,50054

Rodzaj szkła	Liczba Abbego v_d	n_t	n_s	n_r	n_c	$n_{c'}$	n_d
		n_e	n_F	$n_{F'}$	n_g	n_h	n_i
Fosfatowy kron							
PK1	66,92	1,49477	1,49717	1,50011	1,50146	1,50183	1,50378
		1,50558	1,50898	1,50940	1,51298	1,51627	1,52182
PK50	69,70	1,51167	1,51402	1,51691	1,51824	1,51861	1,52054
		1,52232	1,52571	1,52612	1,52968	1,53295	1,53847
Fosfatowy ciężki kron							
PSK2	63,08	1,55825	1,56097	1,56438	1,56597	1,56641	1,56873
		1,57088	1,57498	1,57549	1,57982	1,58382	1,59061
PSK53	63,52	1,60919	1,61192	1,61548	1,61717	1,61764	1,62014
		1,62247	1,62693	1,62749	1,63222	1,63660	1,64407
Borowy kron							
BK1	63,46	1,50075	1,50317	1,50621	1,50763	1,50802	1,51009
		1,51201	1,51566	1,51612	1,51998	1,52355	1,52962
BK7	64,17	1,50731	1,50981	1,51289	1,51432	1,51472	1,51680
		1,51872	1,52238	1,52283	1,52669	1,53024	1,53626
Kron							
K3	58,98	1,50833	1,51082	1,51404	1,51556	1,51598	1,51823
		1,52032	1,52435	1,52485	1,52913	1,53311	1,53992
K11	61,44	1,49073	1,49316	1,49621	1,49764	1,49804	1,50013
		1,50207	1,50578	1,50624	1,51019	1,51385	1,52011
Cynkowy kron							
ZK1	57,98	1,52284	1,52542	1,52877	1,53036	1,53080	1,53315
		1,53534	1,53955	1,54008	1,54457	1,54875	1,55590
ZK2	60,06	1,51104	1,51353	1,51673	1,51824	1,51866	1,52088
		1,52295	1,52691	1,52740	1,53162	1,53552	1,54219
Barowy kron							
BaK2	59,71	1,52980	1,53234	1,53564	1,53721	1,53765	1,53996
		1,54212	1,54625	1,54677	1,55117	1,55525	1,56222
BaK4	56,13	1,55759	1,56038	1,56402	1,56576	1,56625	1,56883
		1,57125	1,57590	1,57648	1,58145	1,58609	1,59407
Barowy ciężki kron							
SK9	55,17	1,60187	1,60483	1,60879	1,61069	1,61122	1,61405
		1,61670	1,62182	1,62246	1,62795	1,63306	1,64185
SK10	56,90	1,61073	1,61369	1,61761	1,61949	1,62001	1,62280
		1,62541	1,63043	1,63106	1,63642	1,64141	1,64996
Kron flint							
KF1	51,1	1,52892	1,53172	1,53544	1,53723	1,53774	1,54041
		1,54293	1,54781	1,54842	1,55371	1,55869	1,56739
KF2	51,0	1,51505	1,51780	1,52144	1,52319	1,52369	1,52630
		1,52876	1,53351	1,53411	1,53925	1,54407	1,55248

Rodzaj szkła	Liczba Abbego v_d	n_t	n_s	n_r	n_C	$n_{C'}$	n_d
		n_e	n_F	$n_{F'}$	n_g	n_h	n_i
Barowy lekki flint							
BaLF1	50,85	1,55060	1,55345	1,55730	1,55916	1,55969	1,56248
		1,56511	1,57022	1,57087	1,57640	1,58161	1,59068
BaLF5	53,63	1,53628	1,53898	1,54258	1,54432	1,54480	1,54739
		1,54982	1,55452	1,55511	1,56018	1,56492	1,57313
Barowy bardzo ciężki kron							
SSK1	53,91	1,60473	1,60775	1,61180	1,61375	1,61430	1,61720
		1,61993	1,62520	1,62586	1,63152	1,63681	1,64595
SSK4	55,14	1,60538	1,60837	1,61235	1,61427	1,61480	1,61765
		1,62032	1,62547	1,62611	1,63163	1,63677	1,64561
Lantanowy kron							
LaK3	53,45	1,67937	1,68279	1,68737	1,68958	1,69021	1,69350
		1,69659	1,70256	1,70331	1,70970	1,71567	1,72591
LaK17	50,48	1,77123	1,77548	1,78107	1,78375	1,78450	1,78847
		1,79219	1,79937	1,80026	1,80796	1,81514	1,82748
Bardzo lekki flint							
LLF1	45,75	1,53540	1,53845	1,54256	1,54457	1,54513	1,54814
		1,55099	1,55655	1,55725	1,56332	1,56910	1,57931
LLF6	48,76	1,51994	1,52279	1,52661	1,52845	1,52897	1,53172
		1,53431	1,53935	1,53999	1,54546	1,55064	1,55972
Barowy flint							
BaF2	49,37	1,55736	1,56029	1,56426	1,56620	1,56674	1,56965
		1,57240	1,57774	1,57841	1,58420	1,58967	1,59925
BaF4	43,93	1,59130	1,59463	1,59925	1,60153	1,60217	1,60562
		1,60889	1,61532	1,61613	1,62318	1,62990	1,64182
Lekki flint							
LF1	42,58	1,55905	1,56234	1,56687	1,56910	1,56973	1,57309
		1,57629	1,58256	1,58335	1,59025	1,59684	1,60858
LF2	40,94	1,57433	1,57779	1,58259	1,58495	1,58562	1,58921
		1,59263	1,59935	1,60020	1,60762	1,61473	1,62746
Flint							
F1	35,70	1,60823	1,61222	1,61790	1,62074	1,62154	1,62588
		1,63004	1,63827	1,63932	1,64851	1,65741	1,67356
F5	38,03	1,58721	1,59093	1,59615	1,59874	1,59948	1,60342
		1,60718	1,61461	1,61556	1,62380	1,63174	1,64604
Barowy ciężki flint							
BaSF5	42,48	1,58852	1,59194	1,59669	1,59902	1,59969	1,60323
		1,60660	1,61323	1,61406	1,62136	1,62833	1,64074
BaSF53	31,99	1,71364	1,71865	1,72591	1,72958	1,73062	1,73627
		1,74172	1,75259	1,75399	1,76629	1,77838	1,80086

Rodzaj szkła	Liczba Abbego v_d	n_t	n_s	n_r	n_C	$n_{C'}$	n_d
		n_e	n_F	$n_{F'}$	n_g	n_h	n_i
Lantanowy ciężki flint							
LaSF1	46,76	1,78426	1,78873	1,79473	1,79763	1,79845	1,80279
		1,80688	1,81480	1,81579	1,82435	1,83239	1,84636
LaSF6	34,92	1,93266	1,93898	1,94796	1,95243	1,95370	1,96052
		1,96704	1,97993	1,98157	1,99586	2,00961	2,03426
Ciężki flint							
SF1	29,51	1,69372	1,69889	1,70647	1,71032	1,71141	1,71736
		1,72311	1,73462	1,73610	1,74916	1,76199	1,78577
SF59	20,36	1,90975	1,91865	1,93221	1,93928	1,94132	1,95250
		1,96349	1,98605	1,98900	2,01559	2,04279	

2. Elementy przyrządów optycznych

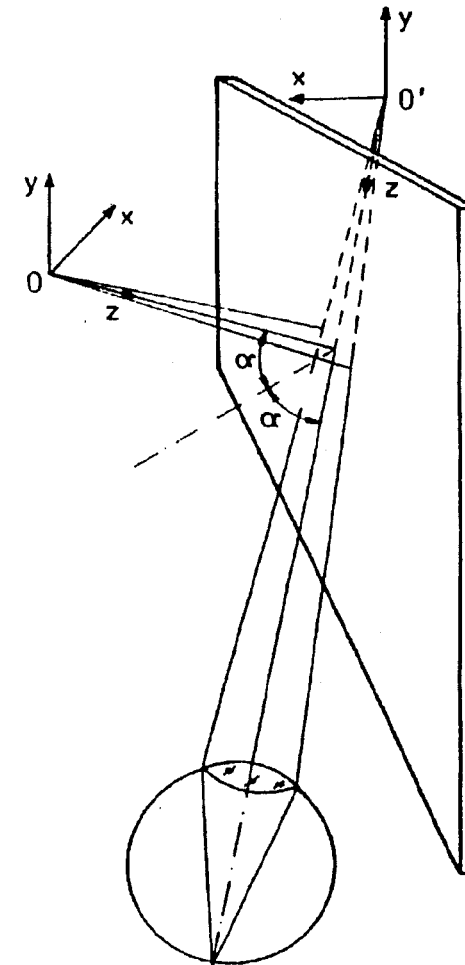
2.1. Zwierciadła

Zwierciadła różnią się kształtem, rodzajem warstw odbijających, sposobem ich wytwarzania oraz wyborem powierzchni odbijającej. Jeżeli powierzchnia odbijająca jest od strony padającego światła (jak na rys. 2.1), zwierciadło nazywa się zewnętrznio odbijającym, jeżeli od drugiej powierzchni – wewnętrznio odbijającym. W zależności od zakresu spektralnego, w jakim światło powinno dobrze odbijać się od powierzchni zwierciadła, na powłoki odbijające stosuje się różne materiały lub ich kombinacje. W zakresie widzialnym stosuje się np. aluminium, srebro, platynę, rod (wysoka odporność termiczna i mechaniczna), w podczerwieni złoto i miedź, w ultrafiolecie nikiel. Bardzo dużą elastyczność w konstrukcji warstw odbijających stwarzają powłoki składające się z wielu nakładanych na siebie warstw dielektrycznych o odpowiednio wyliczonej grubości (rzędu ułamka długości fali) oraz przemienne małym i dużym współczynnikiem załamania (np. kriolit albo fluorek magnezu oraz siarczki cynku). Przykładem mogą być „zimne” lustra, które powinny dobrze i równomiernie odbijać cały zakres widzialny a przepuszczać podczerwień.

Zwierciadła płaskie

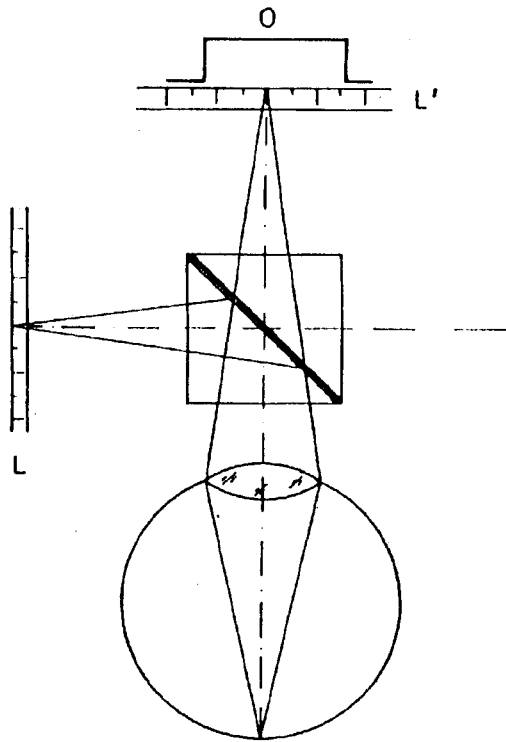
Zwierciadła płaskie służą do zmiany kierunku rozchodzenia się wiązki światła. Rozbieżna wiązka światła wychodząca z punktu O (rys. 2.1) i padająca na zwierciadło pod kątem α do normalnej padania odbija się pod takim samym kątem, zachowując swoją rozbieżność. Oko umieszczone w wiązce odbitej widzi obiekt O w punkcie O' , przy czym prawoskrętny układ współrzędnych x, y, z został zamieniony na lewoskrętny. Inaczej mówiąc, między obiektem O oglądanym bezpośrednio a jego obrazem w lustrze występuje wzajemna zamiana lewej i prawej strony.

Stosowane bywają również zwierciadła półprzepuszczalne. Powierzchnia lustrzana odbija jedynie połowę strumienia światła, resztę przepuszcza. Może być ona naniesiona na płytkę lub, jak to widać na rys. 2.2, na przeciwprostokątną powierzchnię jednego z dwóch prostokątnych pryzmatów równoramiennych tworzących sześcián. Jeżeli



Rys. 2.1. Zwierciadło płaskie

przez tę kostkę światłodzielącą dociera do obserwatora światło pochodzące od obiektu O oraz równocześnie światło odbite, pochodzące od linijki L , w oku nakładają się na siebie obrazy obiektu O i linijki L , co pozwala odczytać długość obiektu O . Zarówno obiekt O , jak i linijka L powinny być jednakowo oddalone od kostki. Jeżeli tak jest, wtedy między obiektem O a urojonym obrazem linijki L' nie ma paralaksy. Inne przykłady wykorzystania zwierciadeł półprzepuszczalnych są podane przy omawianiu niektórych przyrządów optycznych.



Rys. 2.2. Zwierciadło półprzezroczyste; przykład zastosowania w układzie pomiarowym.
O – obiekt, *L* – linijka, *L'* – obraz linijki

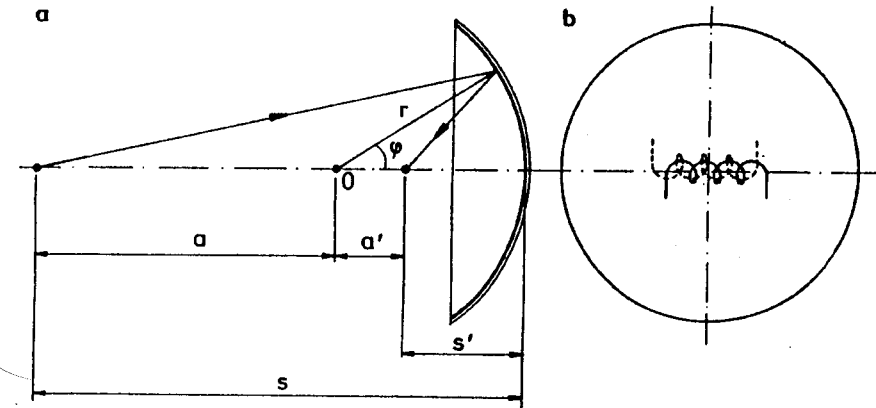
Zwierciadła sferyczne

Tworzenie obrazu przez zwierciadła sferyczne wypukłe oraz wklęsłe było szczegółowo omawiane w szkole średniej. Podano też związek między położeniem przedmiotu i obrazu (rys. 2.3):

$$\frac{1}{s'} + \frac{1}{s} = \frac{1}{f'}; \quad f' = \frac{r}{2}, \quad (2.1)$$

gdzie:

- s* – zbiegowa przedmiotowa (odległość przedmiotu od wierzchołka zwierciadła),
- s'* – zbiegowa obrazowa,
- f'* – ogniskowa zwierciadła,
- r* – promień krzywizny powierzchni odbijającej.



Rys. 2.3. a) Zwierciadło sferyczne i b) przykład jego zastosowania w oświetlaczu

Reguła znaków jest zgodna z układem kartezjańskim umieszczonym w wierzchołku zwierciadła. Znak promienia krzywizny *r* określa położenie środka krzywizny w tym układzie. Należy jednak podkreślić, że wzór (2.1) jest słuszny jedynie w obszarze przyosiowym. Dalej od osi obraz jest obarczony znaczną aberracją sferyczną. Zwierciadła sferyczne są więc stosowane wtedy, gdy nie wymaga się dobrej jakości obrazu, albo gdy obraz tworzą wiązki światła o małych kątach aperturowych jak np. zwierciadła wsteczne samochodów lub zwierciadła ustawiane w oświetlaczach za żarówką, w celu zwiększenia strumienia światła kierowanego do obiektywu (np. rzutnika przezroczystego). Żarówkę umieszcza się wtedy w środku krzywizny zwierciadła, aby obraz włókna powstał w płaszczyźnie włókna rzeczywistego (rys. 2.3b). W obszarze pozaosiowym, dla przedmiotów punktowych leżących na osi, dokładniejszy jest wzór

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{a'} = \frac{-2 \cos \varphi}{r}, \quad (2.2)$$

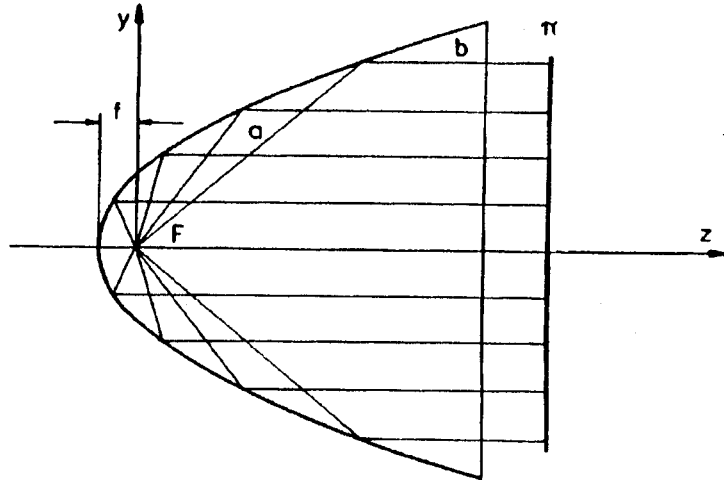
gdzie:

- a* i *a'* – odległości przedmiotu i obrazu od środka sfery zwierciadła,
- φ – kąt, jaki z osią optyczną zwierciadła tworzy promień krzywizny *r* prowadzony ze środka krzywizny zwierciadła do punktu padania promienia na zwierciadło.

Kąt φ jest dodatni, jeżeli oś optyczną należy obracać do pokrycia z promieniem zgodnie z ruchem wskazówek zegara. Reguła znaków *a* i *a'* jest zgodna z układem kartezjańskim umieszczonym w środku krzywizny zwierciadła.

Zwierciadła paraboloidalne

W przypadku zwierciadła paraboloidalnego wszystkie promienie wychodzące z ogniska *F* paraboloidy obrotowej (rys. 2.4) są po odbiciu równoległe do osi parabo-



Rys. 2.4. Zwierciadło paraboloidalne

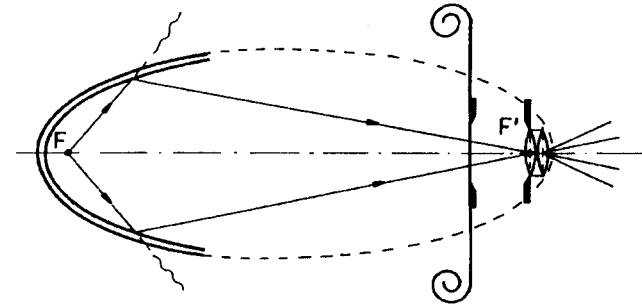
loidy. Suma dróg optycznych: a – od ogniska F do punktu odbicia oraz b – od punktu odbicia do dowolnej płaszczyzny π prostopadłej do osi optycznej jest dla wszystkich promieni jednakowa. Inaczej mówiąc, przy punktowym źródle światła, umieszczonym w ognisku F zwierciadła paraboloidalnego, fala świetlna wychodząca ze zwierciadła jest płaska. Równanie paraboli, której oś pokrywa się z osią optyczną z ma postać:

$$y^2 = 4fz, \quad (2.3)$$

gdzie f jest ogniskową zwierciadła.

Zwierciadła elipsoidalne

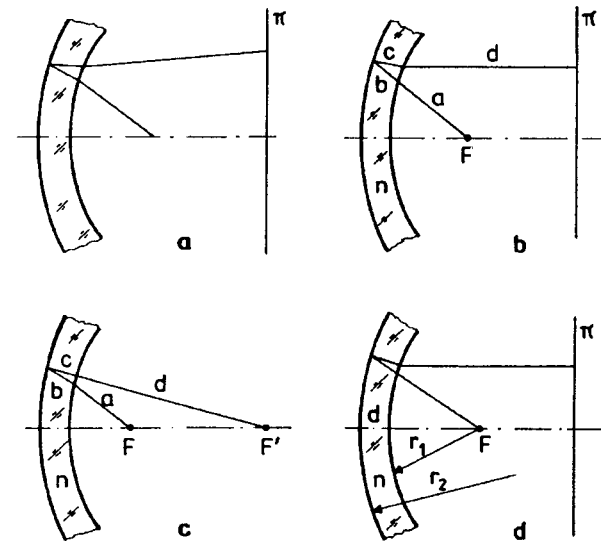
Na dużej osi elipsoidy obrotowej (rys. 2.5) znajdują się dwa sprzężone ze sobą punkty F i F' zwane ogniskami. Każdy z nich jest obrazem drugiego. Wynika to stąd, że elipsoida obrotowa jest miejscem geometrycznym punktów, których suma odległości od obu ognisk jest jednakowa. Na tym samym rysunku pokazano zastosowanie zwierciadła eliptycznego w oświetlaczu projektora filmowego. Strumień światła emitowany z ogniska F skupia się po odbiciu w ognisku F' leżącym w żrenicy wejściowej obiektywu projektora, oświetlając po drodze film. Ze względu na silny strumieniowanie zwierciadło jest tak skonstruowane, aby przepuszczało promieniowanie podczerwone, a odbijało jedynie widzialne (tzw. zimne lustro). Zabezpiecza to film i obiektyw przed uszkodzeniem termicznym.



Rys. 2.5. Zwierciadło eliptyczne i jego wykorzystanie w projektorze filmowym

Zwierciadła Körtęgo

Gdy w zwierciadłach elipsoidalnych lub paraboloidalnych powierzchnią odbijającą jest powierzchnia zewnętrzna, wtedy grubość zwierciadła i załamanie promieni na powierzchni wewnętrznej prowadzą do błędów odwzorowania (rys. 2.6a). Chcąc tego uniknąć, powierzchni odbijającej nadaje się taki kształt, aby – uwzględniając działanie grubości oraz powierzchni wewnętrznej (z reguły sferycznej) – całe zwierciadło działało jak zwierciadło paraboloidalne (rys. 2.6b) lub elipsoidalne (rys. 2.6c). Tak



Rys. 2.6. a) Aberracyjne działanie grubości zwierciadła paraboloidalnego, b) paraboloidalne oraz c) elipsoidalne zwierciadło Körtęgo, d) zwierciadło Mangina

skonstruowane zwierciadła nazywa się paraboloidalnymi lub elipsoidalnymi zwierciadłami Körtego. Podstawą wyliczeń jest zasada równości sumy dróg optycznych wszystkich promieni: $a + n(b + c) + d = \text{const}$, gdzie n jest współczynnikiem załamania szkła, z którego wykonano zwierciadło. Wykonanie asferycznej powierzchni zwierciadeł Körtego jest kosztowne. Paraboliczne zwierciadła Körtego można zastąpić tańszym zwierciadłem Mangina, które jest ograniczone dwiema powierzchniami sferycznymi. Środek promienia krzywizny r_1 wewnętrznej powierzchni zwierciadła Mangina pokrywa się z ogniskiem zwierciadła. Łagodzi to skutki odbicia światła od tej powierzchni. Promień krzywizny r_2 drugiej powierzchni oblicza się ze wzoru:

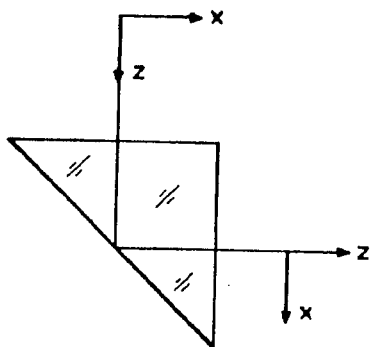
$$r_2 = 2 \frac{nr_1^2 + (2n-1)dr_1 + (n-1)d^2}{(2n-1)r_1 + 2(n-1)d}, \quad (2.4)$$

gdzie d oznacza grubość zwierciadła na osi.

2.2. Pryzmaty odbiciowe

Pryzmat prostokątny jednoodbiciowy

Funkcja tego pryzmatu (rys. 2.7) jest bardzo podobna do funkcji zwierciadła pokazanego na rys. 2.1. Występuje w nim również zamiana lewej i prawej strony.

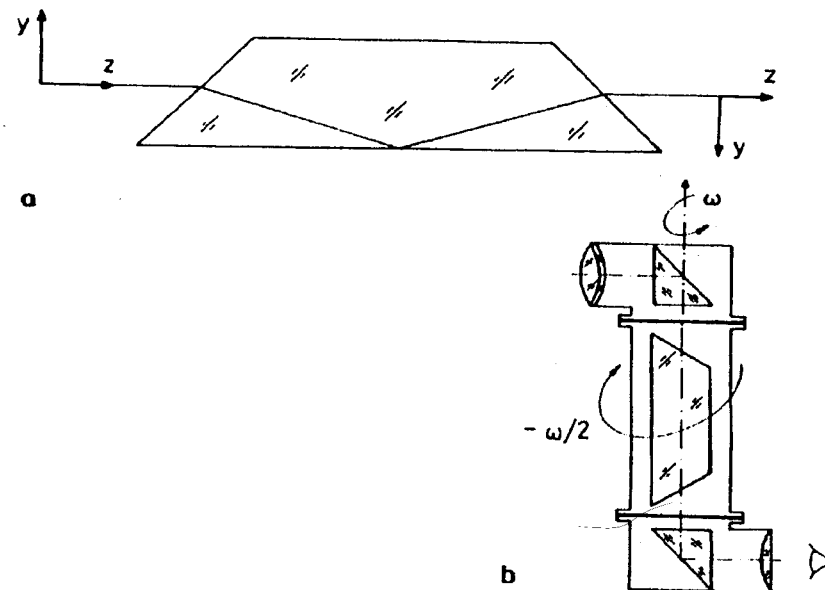


Rys. 2.7. Pryzmat prostokątny jednoodbiciowy

Pryzmat Dovego–Wollastona

Pryzmat Dovego–Wollastona zmienia symetrię obrazu względem przedmiotu. W sytuacji pokazanej na rysunku 2.8a ma miejsce zamiana góra–dół. Jeżeli przy-

zmat obróci się wokół osi z o kąt α , to obraz obraca się o kąt 2α . Przykładem zastosowania tego pryzmatu może być peryskop z panoramicznie obracaną głowicą. Jeżeli głowica obraca się z prędkością kątową ω , a pryzmat Dovego–Wollastona w przeciwnym kierunku z prędkością $-\omega/2$ (rys. 2.8b), to występuje wtedy pełna kompensacja obrotu obrazu i obserwator zawsze widzi obraz prosty. Ze względu na załamanie światła na powierzchniach wejściowej i wyjściowej pryzmat może pracować jedynie w wiązkach wzajemnie równoległych, inaczej wystąpi aberracja chromatyczna.

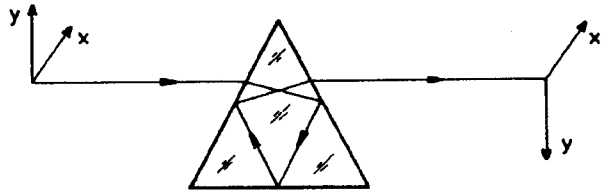


Rys. 2.8. a) Pryzmat Dovego–Wollastona, b) jego zastosowanie w lunecie panoramicznej

Pryzmat delta

Pryzmat delta jest kompaktową wersją pryzmatu Dovego–Wollastona (rys. 2.9). Pryzmat może działać jedynie wtedy, gdy na jego powierzchniach bocznych wystąpi całkowite odbicie wewnętrzne. Z tego powodu wykonuje się go ze szkła o współczynniku załamania n wynoszącym przynajmniej 1,7.

Podstawa pryzmatu jest pokryta warstwą odbijającą. Obrót obrazu jak w pryzmacie Dovego–Wollastona. Pryzmat delta może pracować jedynie w wiązkach wzajemnie równoległych.

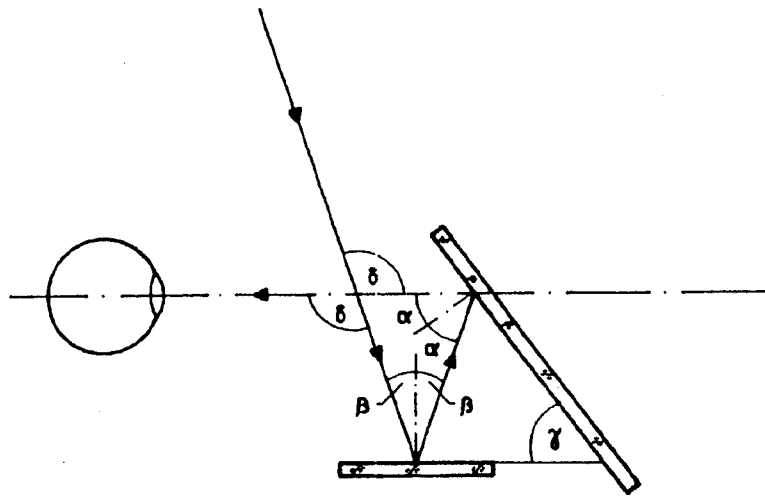


2.9. Pryzmat delta

Sekstant

Sekstant można uważać za uogólniony przypadek pryzmatów dwuodbiciowych. Zasadę jego działania pokazuje rysunek 2.10. Sekstant służy do wyznaczenia kąta δ wzniesienia ciała niebieskiego nad horyzontem. Składa się z dwóch zwierciadeł tak ustawionych, aby światło ciała niebieskiego dochodziło do obserwatora z kierunku horyzontu. Aby to można było zrobić, zwierciadło przesłaniające horyzont musi umożliwić jego obserwację na prześwit lub z boku. Kąt δ , jako zewnętrzny trójkąta, wynosi $\delta = 2\alpha + 2\beta$. Ponadto kąt rozwarcia zwierciadeł $\gamma = \alpha + \beta$, stąd $\delta = 2\gamma$. Układ dwóch zwierciadeł odbijających zmienia kierunek rozchodzenia się światła o kąt dwa razy większy od kąta dwuściennego między tymi zwierciadłami

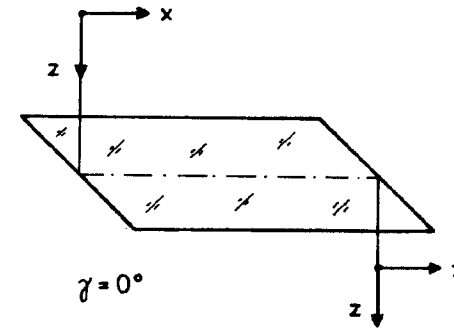
$$\delta = 2\gamma . \tag{2.5}$$



Rys. 2.10. Zasada działania sekstantu

Pryzmat równoległoboczny

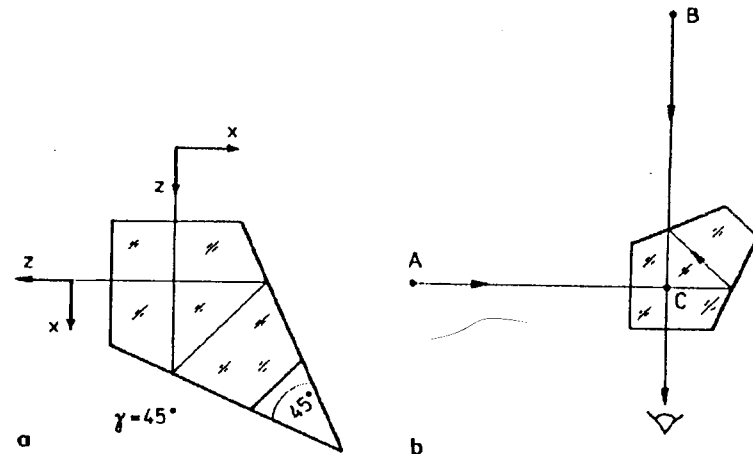
Gdy kąt dwuścienny γ między dwoma zwierciadłami wynosi 0, wtedy nie ma zmiany kierunku biegu światła, a występuje jedynie równoległe przesunięcie promienia (rys. 2.11) i takie też jest zadanie pryzmatu równoległobocznego.



Rys. 2.11. Pryzmat równoległoboczny

Pryzmat pentagonalny

W pryzmacie pentagonalnym kąt γ między zwierciadłami wynosi 45° , a zatem zmiana kierunku δ promienia wynosi 90° (rys. 2.12a). Obraz nie jest odwrócony w stosunku do przedmiotu. Pryzmat pentagonalny bywa znacznie chętniej używany do

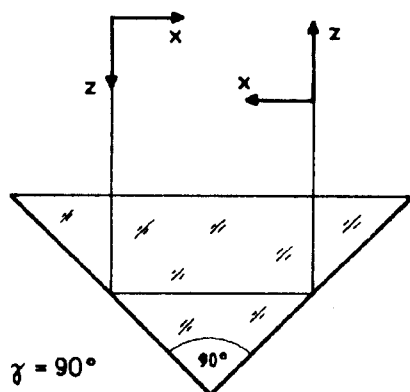


Rys. 2.12. a) Pryzmat pentagonalny, b) jego zastosowanie jako węgielnicy optycznej

zmiany kierunku promienia o 90° niż zwierciadło płaskie lub pryzmat prostokątny, bo kąt odchylenia $\delta = 90^\circ$ nie zależy od niewielkiego obrotu pryzmatu wokół osi prostopadłej do płaszczyzny rysunku. Ta właściwość pozwala łatwo znaleźć taki punkt C (rys. 2.12b), z którego odległość kątowa punktów A i B wynosi 90° . Obserwator musi znaleźć takie miejsce C , aby punkt A oglądany przez pryzmat leżał na linii przechodzącej przez punkty B i C . Punkt B jest obserwowany przez szczelinę nad pryzmatem. Jest to więc jedna z kilku wersji węgielnic optycznych.

Pryzmat prostokątny dwuodbiciowy

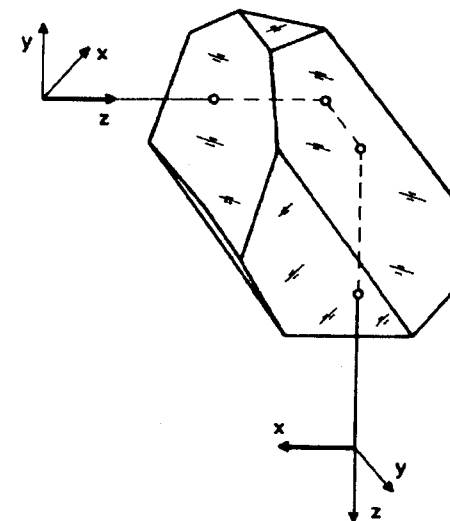
Pryzmat prostokątny dwuodbiciowy powoduje zmianę kierunku promienia o 180° . Jeżeli promień padający leży w płaszczyźnie rysunku (rys. 2.13), to promień wychodzący z pryzmatu jest do niego równoległy. Obraz nie jest odwrócony w stosunku do przedmiotu.



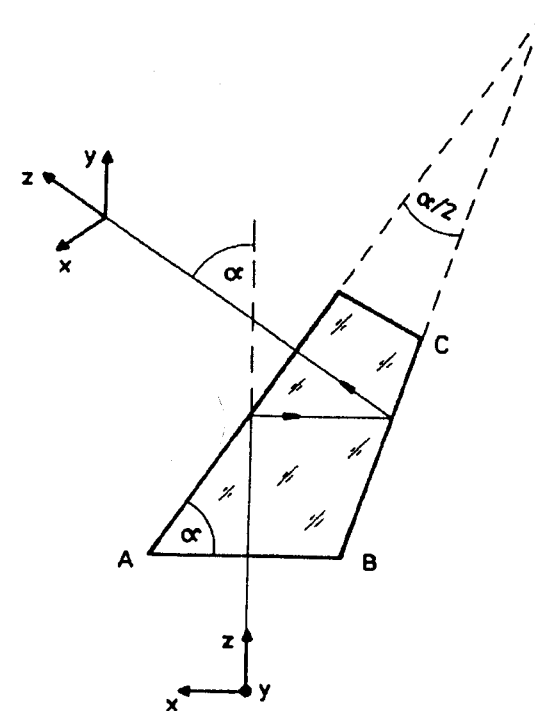
Rys. 2.13. Pryzmat prostokątny dwuodbiciowy

Pryzmat dachowy

Pryzmat dachowy jest kombinacją dwóch pryzmatów: prostokątnego jednoodbiciowego oraz prostokątnego dwuodbiciowego. Na powierzchnię odbijającą pryzmatu prostokątnego jednoodbiciowego jest nałożona powierzchnia wejściowa pryzmatu prostokątnego dwuodbiciowego. Ich płaszczyzny odbicia są wzajemnie prostopadłe (rys. 2.14). Ten „nałożony” pryzmat prostokątny dwuodbiciowy jest wydłużony i przypomina dach – stąd nazwa pryzmatu. Pryzmat dachowy zmienia kierunek biegu światła o 90° oraz obraca obraz o 180° .



Rys. 2.14. Pryzmat dachowy



Rys. 2.15. Pryzmat Bauernfeinda

Pryzmat Bauernfeinda

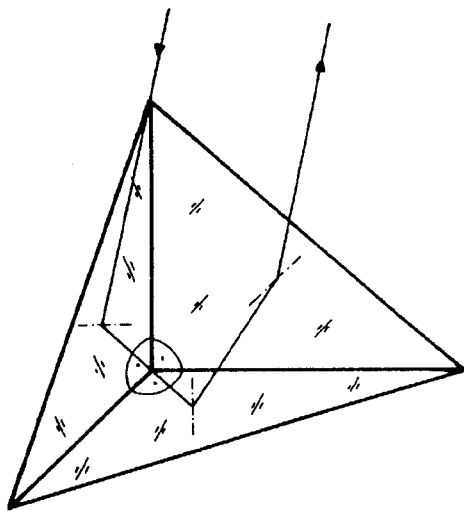
Przyrządy do obserwacji wizualnej powinny być tak konstruowane, aby obserwator patrzący przez przyrząd optyczny mógł przyjmować naturalną, wygodną pozycję ciała taką, jak np. przy biurku podczas pisania lub czytania. Do tego celu jest potrzebne „łamanie” osi optycznej przyrządu. Mikroskopy na przykład powinny być zakończone ukośnie położonym okularzem. Aby odchylić bieg promieni (oś optyczną) o α , należy użyć pryzmat Bauernfeinda (rys. 2.15) o kącie $\alpha/2$ między powierzchniami odbijającymi. Pryzmat Bauernfeinda nie odwraca obrazu.

Pryzmat dachowy Schmidta

Pryzmat dachowy Schmidta, podobnie jak pryzmat Bauernfeinda, służy do „łamania” osi optycznej przyrządu optycznego, potrafi jednak odwracać obraz lewo–prawo. Jest to możliwe dzięki temu, że na powierzchni odbijającej BC (rys. 2.15) pryzmatu Bauernfeinda wykonano powierzchnie dachowe.

Pryzmat narożnikowy

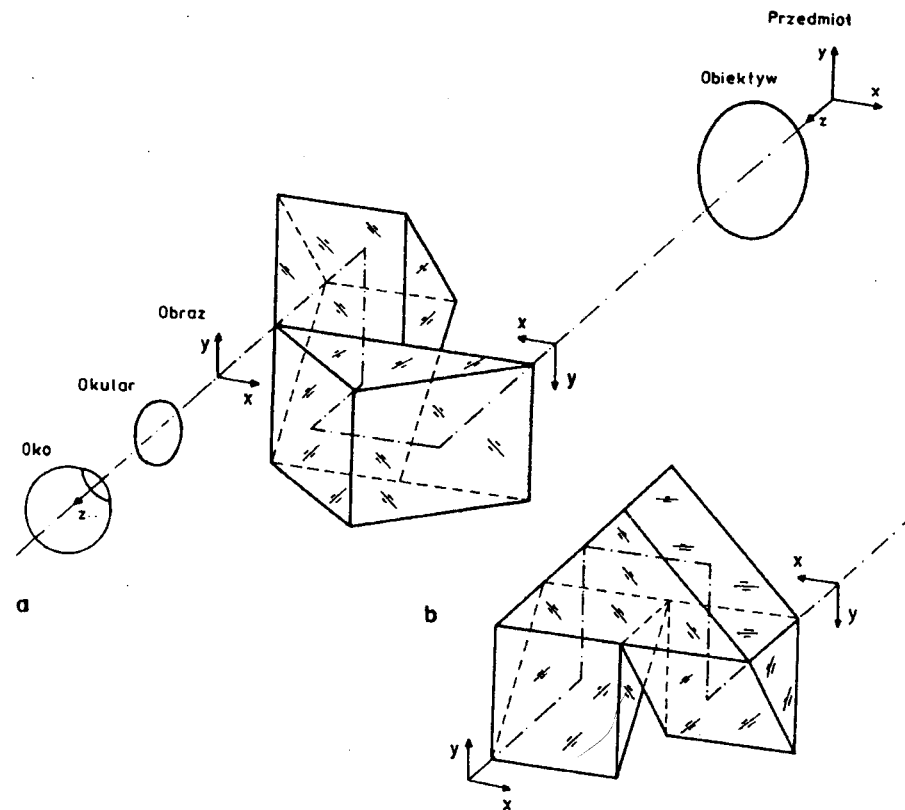
Jeżeli promień pada na płaszczyznę „przeciwprostokątną” (rys. 2.16) ściętego narożnika prostopadłościanu, to promień wychodzący, nawet wtedy, gdy padający nie leży w płaszczyźnie rysunku, jest równoległy do padającego. Pryzmaty takie bywają często stosowane w światłach odblaskowych pojazdów i w telemetrii do zwiększenia sygnału odbitego.



Rys. 2.16. Pryzmat narożnikowy

Układy Porro

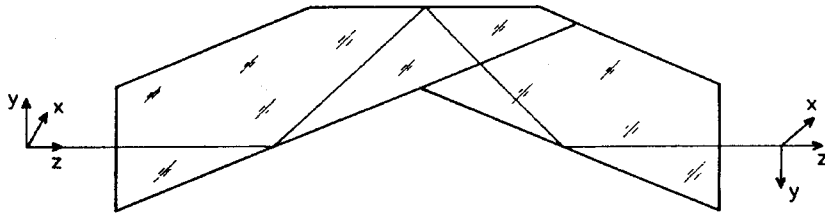
Istnieje wiele układów pryzmatycznych. Na rysunku 2.17a pokazano układ Porro 1. rodzaju, a na rys. 2.17b układ Porro 2. rodzaju. Patrząc przez te układy, widzimy obraz obrócony względem przedmiotu o 180° . Na rysunku 17a pokazano też przykład wykorzystania układu Porro 1. rodzaju. Jak wiadomo, w lunecie Keplera powstaje obraz odwrócony góra–dół i lewo–prawo. Jeżeli więc między okular i obiektyw lunety Keplera wstawi się taki układ Porro, to obserwuje się przez nią obraz prosty. Układ Porro 2. rodzaju stosuje się m.in. w mikroskopach stereoskopowych.



Rys. 2.17. a) Układ Porro 1. rodzaju i jego zastosowanie do odwracania obrazu w lunecie, b) układ Porro 2. rodzaju

Pryzmat rewersyjny

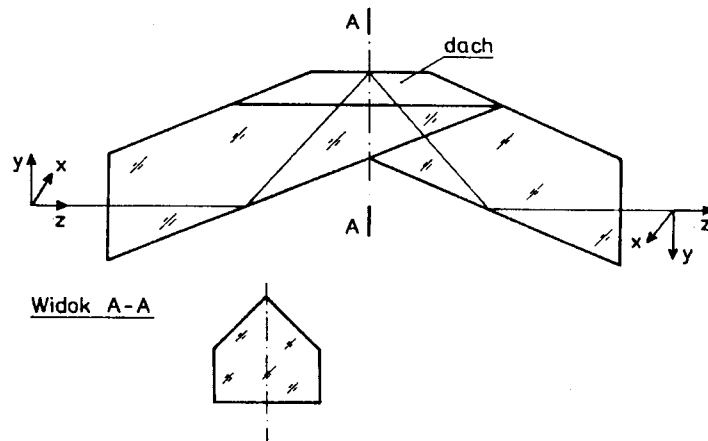
Pryzmat rewersyjny składa się z dwóch sklejonych ze sobą pryzmatów tak, jak przedstawiono na rys. 2.18. Jego działanie jest takie jak pryzmatu Dovego–Wollastona, ale światło pada na powierzchnie wejściową i wyjściową pod kątem prostym. Nie ma więc zastrzeżenia, że pryzmat rewersyjny musi pracować w wiązkiach wzajemnie równoległych.



Rys. 2.18. Pryzmat rewersyjny

Pryzmat Abbego typu A

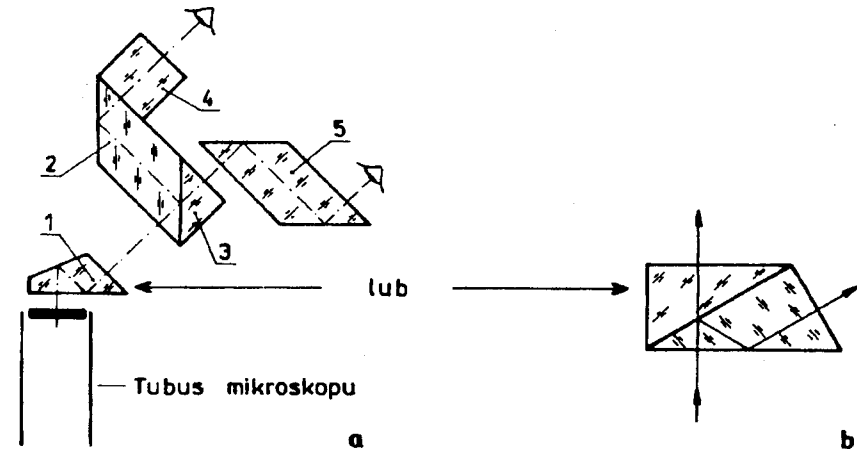
Pryzmat ten jest podobny do pryzmatu rewersyjnego z tą różnicą, że zamiast środkowej powierzchni odbijającej występuje dach (rys. 2.18). Powierzchnia dachowa powoduje, że pryzmat obraca obraz o 180° . Wstawiony w układ optyczny nie powoduje ani przesunięcia osi optycznej jak układy Porro, ani zmiany kierunku jak np. w pryzmacie dachowym prostokątnym. Pryzmaty Abbego typu A, podobnie jak układy Porro 1. rodzaju, bywają stosowane w lornetkach do odwracania obrazu.



Rys. 2.19. Pryzmat Abbego typu A

Mikroskopowe nasadki dwudzielne i trójdzielne

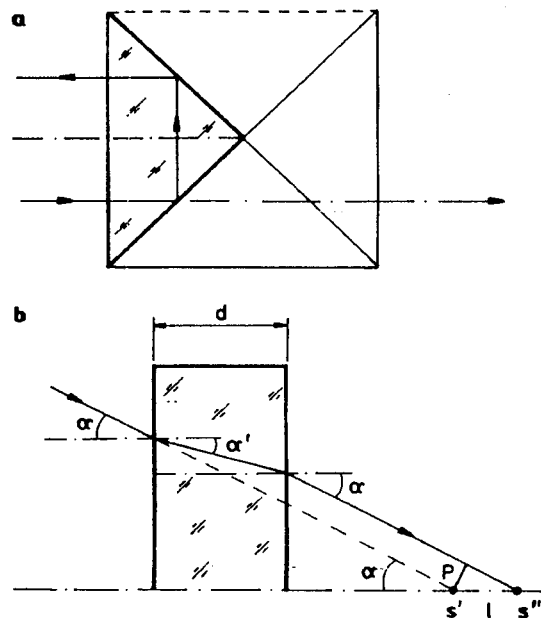
Często spotykanym przykładem wykorzystania układu pryzmatów są nasadki mikroskopowe do obserwacji dwuocnej oraz nasadki pozwalające na równoczesną obserwację dwuoczną i fotografowanie przez mikroskop. Wiązka światła wychodząca z tubusa mikroskopu zostaje najpierw odchylona w kierunku obserwatora za pomocą pryzmatu Bauernfeinda (1) (rys. 2.20a), a następnie pada na półprzepuszczalną powierzchnię znajdującą się między pryzmatem rombowym (2) a prostokątnym (3). Część wiązki po odbiciu się od drugiej powierzchni pryzmatu rombowego (2) i przejściu przez kostkę (4) trafia do jednego z okularów mikroskopu, a druga część wiązki, po przejściu przez pryzmat rombowy (5), do drugiego. Jeżeli do pierwszej powierzchni odbijającej pryzmatu Bauernfeinda doklei się pryzmat prostokątny (rys. 2.20b), a powierzchnia sklejenia jest półprzepuszczalna, to powstaje układ trójdzielny. Przedstawiony opis nie uwzględnia oczywiście wszystkich możliwości.



Rys. 2.20. a) Mikroskopowa nasadka dwuocna,
b) nasadka do równoczesnej obserwacji wizualnej i fotografowania

2.3. Płytki płasko-równoległe

Określenie *plytka płasko-równoległa* oznacza płytkę ograniczoną płaskimi, wzajemnie równoległymi powierzchniami. Można dać kilka przykładów wykorzystania płytek płasko-równoległych w układach optycznych. Należą do nich płytki ogniskowe, na które nanosi się skale i znaczniki, płytki wyrównujące drogi optyczne w inter-



Rys. 2.21. a) Rozwinięcie pryzmatu prostokątnego dwuodbiyciowego w płytkę płasko-równoległą, b) bieg promienia przez płytkę płasko-równoległą

ferometrach, filtry nakładane na obiektyw fotograficzny, ale przede wszystkim pryzmaty odbijające. Pryzmaty odbijające przekształcają się w równoważną im płytkę płasko-równoległą przez ich obrót o 180° na kolejnych powierzchniach odbijających wokół linii przecięcia tej powierzchni z płaszczyzną rysunku (rys.2.21a). Jeżeli przez płytkę płasko-równoległą przechodzi promień nachylony do osi optycznej pod kątem α (rys. 2.21b) i skierowany do punktu s' , to z powodu załamania na powierzchniach płytki, przecina oś w punkcie s'' oddalonym od s' o wartość l . Za pomocą elementarnej geometrii i prawa załamania można wyliczyć, że poposiowe przesunięcie l promienia, spowodowane jego skośnym przejściem przez płytkę, wynosi

$$l = d \left(1 - \frac{\operatorname{tg} \alpha'}{\operatorname{tg} \alpha} \right), \quad (2.6a)$$

gdzie:

d – grubość płytki,
 α' – kąt załamania.

W obszarze przyosiowym, gdzie można stosować przybliżenie $\operatorname{tg} \alpha = \sin \alpha$, otrzymuje się postać łatwiejszą do zapamiętania:

$$l = \frac{d(n-1)}{n}, \quad (2.6b)$$

gdzie n jest współczynnikiem załamania płytki.

Płytkę umieszczoną w wiązce promieni zbieżnych przesuwa ich punkt skupienia o wartość l . Odnosi się to m.in. do położenia ognisk F' obiektywu lub położenia x' obrazu tworzonych przez przyrząd optyczny, jeżeli płytka jest umieszczona w przestrzeni obrazowej. Analogiczne zjawisko występuje oczywiście i po stronie przedmiotowej. Poprzeczne przesunięcie p osi wiązki (również osi optycznej), jak widać z rysunku 2.21b, wynosi $p = l \sin \alpha$. Pochylając płytkę umieszczoną przed lunetą, można w ten sposób przemieszczać równoległe osi optyczną o taką właśnie wartość. Zjawisko to jest wykorzystane w lunetach aliniometrycznych.

2.4. Kliny optyczne

Kliny optyczne używa się do wywoływania małych zmian kierunku biegu promieni lub małych zmian kierunku osi optycznej. Jest nim jeden pryzmat o małym kącie łamiącym (rys. 2.22a) lub więcej pryzmatów w kaskadzie. Kąt odchylenia δ jednego pryzmatu łamiącego można wyliczyć ze znanego wzoru

$$n = \frac{\sin \left(\frac{\varphi + \delta_{\min}}{2} \right)}{\sin \left(\frac{\varphi}{2} \right)},$$

gdzie:

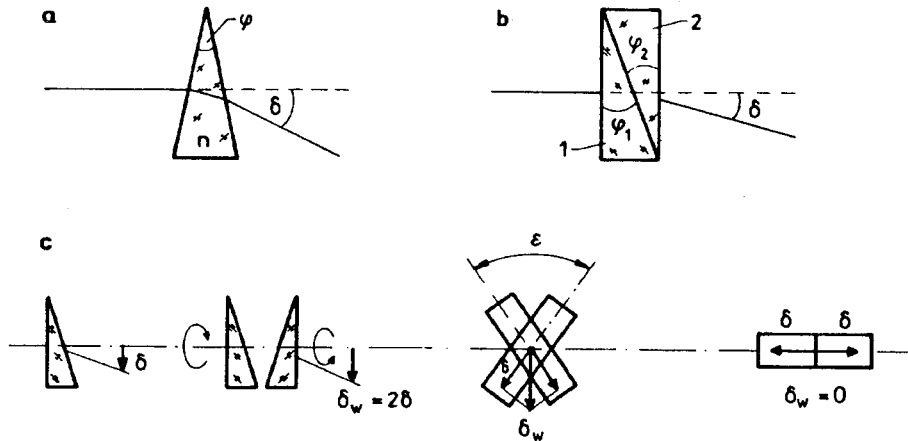
φ – kąt łamiący, δ_{\min} – kąt najmniejszego odchylenia.

Dla małych φ i δ_{\min} dopuszczalne jest przybliżenie $n = (\varphi + \delta_{\min})/\varphi$, a stąd łatwo wyliczyć, że kąt odchylenia na klinie

$$\delta = \varphi(n-1). \quad (2.7)$$

Mankamentem takiego pojedynczego klina jest jednak rozszczepienie światła.

Jeżeli przyrząd optyczny pracuje w świetle białym, to promienie o różnych długościach fali λ odchylają się o różne kąty δ . Klin optyczny można achromatyzować, to znaczy tak go zbudować, aby odchylenie δ było jednakowe dla dwóch wybranych długości fali, np. λ_F i λ_C (F i C – linie Fraunhofera). Można to uczynić, sklejając ze sobą dwa kliny o kątach łamiących φ_1 i φ_2 (rys. 2.22b), wykonane ze szkła o różnych dyspersjach średnich: $n_{1F} - n_{1C} \neq n_{2F} - n_{2C}$. Odchylenia dla obu długości fal wynoszą:



Rys. 2.22. a) Klin optyczny, b) klin optyczny achromatyczny, c) klin optyczny o zmiennym kącie odchylenia

w klinie 1	w klinie 2
$\delta_{1C} = \varphi_1 (n_{1C} - 1)$	$\delta_{2C} = \varphi_2 (n_{2C} - 1)$
$\delta_{1F} = \varphi_1 (n_{1F} - 1)$	$\delta_{2F} = \varphi_2 (n_{2F} - 1)$

Różnica kątów odchylenia w obu pryzmatach klina achromatycznego dla obu linii Fraunhofera musi być jednakowa, równa δ .

$$\delta = \delta_{1C} - \delta_{2C} = \delta_{1F} - \delta_{2F}.$$

Z tego warunku można wyliczyć, że iloraz D kątów łamiących φ_1/φ_2 obu klinów stanowiących klin achromatyczny jest odwrotny do ilorazu ich dyspersji średnich

$$\frac{\varphi_1}{\varphi_2} = \frac{n_{2F} - n_{2C}}{n_{1F} - n_{1C}} = D. \quad (2.8)$$

Dla zadanych gatunków szkła (zadanych dyspersji średnich) oraz zadanego kąta odchylenia δ na klinie achromatycznym konkretne wartości kątów łamiących obu klinów składających się na klin achromatyczny określają zależności:

$$\varphi_2 = \frac{\delta}{D(n_{1C} - 1) - (n_{2C} - 1)}, \quad (2.9)$$

$$\varphi_1 = D\varphi_2.$$

W niektórych przyrządach optycznych, np. w dalmierzach koincydencyjnych, są potrzebne klina optyczne ze zmiennym kątem odchylenia. Klin taki składa się

z dwóch klinów, z kątem odchylenia δ każdy, umieszczonych wzdłuż osi optycznej jeden za drugim, dających równocześnie obracać się wokół tej osi w przeciwnych kierunkach o taki sam kąt (rys. 2.22c). Jeżeli klina tworzą ze sobą kąt ϵ , to wypadkowe odchylenie δ_w ma stały kierunek i wynosi

$$\delta_w = \sqrt{2\delta^2(1 + \cos\epsilon)} = 2(n-1)\varphi \cos\frac{\epsilon}{2} = 2\delta \cos\frac{\epsilon}{2}. \quad (2.10)$$

Odchylenie wypadkowe zmienia się w granicach $2\delta \geq \delta_w \geq 0$.

2.5. Pryzmaty spektralne

Pryzmaty spektralne służą do rozszczepiania światła. Wykonuje się je z różnych materiałów, zależnie od zakresu spektralnego, w którym mają pracować. W zakresie widzialnym typowym materiałem jest flintowe szkło optyczne, to znaczy takie, które ma duży współczynnik załamania światła i dużą dyspersję. W ultrafiolecie typowy jest kwarc, w podczerwieni np. NaCl [16].

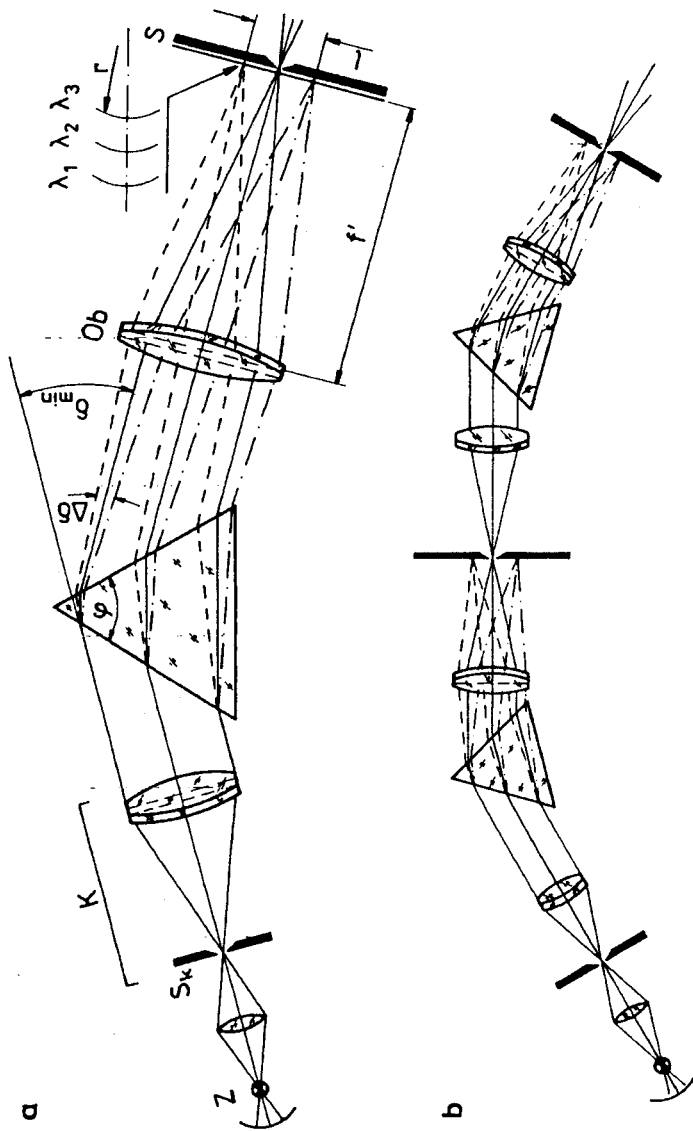
Pryzmat spektralny symetryczny

W szczególnym przypadku, gdy promień światła załamane go biegnie w pryzmacie prostopadle do dwusiecznej kąta łamiącego φ (rys. 2.23a), wtedy promień wychodzący z pryzmatu tworzy z padającym najmniejszy kąt odchylenia δ_{\min} . Obowiązuje wtedy cytowany wcześniej wzór:

$$n = \frac{\sin \frac{\varphi + \delta_{\min}}{2}}{\sin \frac{\varphi}{2}}.$$

Aby uzyskać widmo badanego światła, pryzmat spektralny należy umieścić w równoległej wiązce światła utworzonej przez kolimator K . Światło wychodzące z pryzmatu przechodzi przez obiektyw Ob . Wszystkie promienie o tej samej długości fali λ są za pryzmatem wzajemnie równoległe i zostają skupione w jednym punkcie w płaszczyźnie ogniskowej tego obiektywu. Ścisłej mówiąc, nie w jednym punkcie, lecz na odcinku, zwanym linią spektralną, będącym obrazem szczeliny S_k kolimatora. Aberracje geometryczne powodują zakrzywienie linii spektralnych. Ich promień krzywizny określa wzór:

$$r = \frac{f' n^2}{2(n^2 - 1)} \operatorname{ctg} \frac{\delta_{\min} + \varphi}{2}, \quad (2.11)$$



Rys. 2.23. a) Typowy układ optyczny rozszczepiający światło. Z – źródło światła, S₁ – szczelina kolimatora, K – kolimator, φ – kąt łamiący pryzmatu spektralnego, δ_{min} – kąt najmniejszego odchylenia pryzmatu, Δδ – dyspersja kąтова pryzmatu, Ob – obiektyw, f' – ogniskowa obiektywu, S – szczelina wyjściowa, λ – linia spektralna fali λ, r – promień krzywizny linii spektralnej, l – odległość między liniami spektralnymi; b) Układ dwóch układów rozszczepiających w kaskadzie

a wypukłość jest zwrócona ku wierzchołkowi pryzmatu. Z tej przyczyny szczeliny S przyrządów spektralnych nie mogą być zbyt długie.

Pryzmaty spektralne charakteryzuje dyspersja kąтова Δδ, a więc kąt, jaki tworzą ze sobą promienie o długościach fali λ₁ i λ₂ po wyjściu z pryzmatu (najczęściej są to linie C i F Fraunhofera). Określa ją wzór:

$$\Delta\delta = \frac{2 \sin \frac{\varphi}{2}}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{\varphi}{2}}} \Delta n = \frac{2 \sin \frac{\varphi}{2}}{\cos \frac{\delta_{\min} + \varphi}{2}} \Delta n. \quad (2.12)$$

Linie spektralne odpowiadające tym długościom fali są oddalone od siebie o $l = f' \Delta\delta$. Dyspersję kątową przyrządu rozszczepiającego światło można zwiększyć, ustawiając układy rozszczepiające w kaskadzie tak, jak to pokazano na rysunku 2.23b.

Inną wielkością charakteryzującą pryzmaty spektralne jest ich zdolność rozdzielcza. Oznacza ona albo różnicę długości dwóch fal $\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$, których linie spektralne są rozdzielone w sensie Rayleigha, albo iloraz $\lambda/\Delta\lambda$, gdzie λ jest średnią arytmetyczną obu długości fali. Zdolność rozdzielczą pryzmatu spektralnego określają wzory:

$$\Delta\lambda = \frac{k\lambda}{b \left(\frac{\Delta n}{\Delta\lambda} \right)} \quad \text{oraz} \quad \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{b}{k} \left(\frac{\Delta n}{\Delta\lambda} \right), \quad (2.13)$$

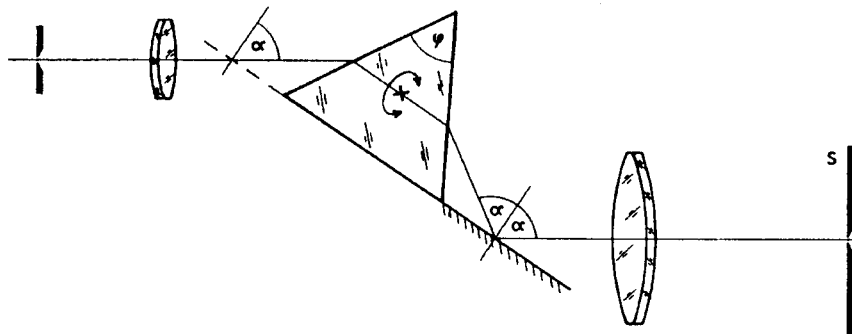
gdzie b oznacza długość podstawy pryzmatu (równobocznego).

Wielkość k przyjmuje wartość 1,22 albo 1 w zależności od tego, czy wiązkę światła ogranicza przysłona aperturowa obiektywu Ob tworząca kołową wiązkę światła wpisaną w profil powierzchni wejściowej pryzmatu, czy pryzmat.

Układy optyczne pokazane na rys. 2.23a i b mogą być uważane za schematy niektórych spektralnych instrumentów optycznych. Gdy w płaszczyźnie ogniskowej f' obiektywu Ob umieści się płytkę ogniskową z podziałką obserwowaną przez okular, mamy wówczas przyrząd do wizualnej obserwacji widma, czyli spektroskop. Przyrząd optyczny służący do rozszczepiania światła pochodzącego ze źródła Z i wydzielenia z widma małego przedziału Δλ nazywa się monochromatorem. Jeżeli za szczeliną umieści się fotodetektor, np. fotodiodę, fotorezystor, fotoelement lub fotopowielacz, to mamy podstawowy układ optyczny spektrofotometru, czyli przyrządu do pomiaru rozkładu mocy promieniowania w widmie oraz do pomiaru współczynnika odbicia lub transmisji ciała wprowadzonego w bieg wiązki światła. Gdy zamiast szczeliny wyjściowej umieści się materiał światłoczuły, wtedy mamy podstawowy układ optyczny spektrografu służącego do rejestrowania widma światła emitowanego ze źródła Z.

W przypadku monochromatora lub spektrofotometru szczelina służy do wybierania z widma bardzo małych przedziałów widma. Do tego celu nie stosuje się przesuw-

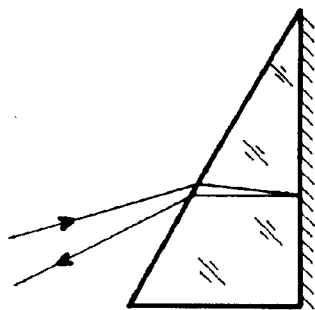
wania szczeliny wyjściowej S wzdłuż widma, lecz obraca się pryzmat spektralny. Obrót pryzmatu sprawia, że promienie wpadające do szczeliny wyjściowej nie spełniają warunku minimalnego odchylenia. Powoduje to komplikację teorii przyrządu. Godny polecenia jest układ monochromatora zaproponowany przez Wadswortha (rys. 2.24). Na przedłużeniu przegubowo obracanej podstawy pryzmatu spektralnego mieści się zwierciadło, przymocowane do niej prostopadłe do dwusiecznej kąta łamiącego φ . Niezależnie od kąta obrotu α podstawy pryzmatu, do szczeliny S trafiają zawsze te promienie, które przechodziły przez pryzmat pod kątem δ_{\min} .



Rys. 2.24. Pryzmat spektralny symetryczny w układzie Wadswortha

Pryzmat autokolimacyjny

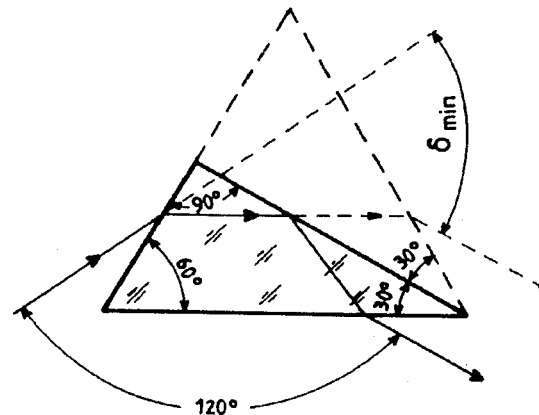
Pryzmat autokolimacyjny (rys. 2.25) jest połową pryzmatu spektralnego (pokazanego na rys. 2.23), przeciętego wzdłuż dwusiecznej kąta łamiącego φ . Powierzchnia przecięcia jest pokryta warstwą odbijającą. Pryzmat autokolimacyjny jest równoważny z pryzmatem symetrycznym, ale znacznie zmniejsza gabaryty instrumentu spektralnego.



Rys. 2.25. Pryzmat spektralny autokolimacyjny

Pryzmat Bauerfeinda

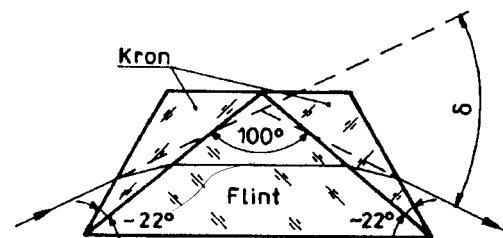
Pryzmat Bauerfeinda również stanowi połowę symetrycznego pryzmatu spektralnego, ale linia cięcia pokrywa się z dwusieczną kąta przy podstawie. Światło w pryzmacie biegnie równoległe do przeciwprostokątnej (rys. 2.26) i wychodzi z pryzmatu pod kątem najmniejszego odchylenia $\delta_{\min} \approx 60^\circ$. Obracając pryzmat powoduje się, że promienie innej długości fali też będą tworzyły z promieniem padającym ten sam kąt odchylenia. Pojawia się tu analogia do układu Wadswortha, gdzie występował stały kąt odchylenia 0° .



Rys. 2.26. Pryzmat spektralny Bauerfeinda

Pryzmat Browninga

Pryzmat Browninga ma w przybliżeniu dwukrotnie większą dyspersję kątową niż opisywane wyżej pryzmaty. Wykonany jest z trzech pryzmatów: środkowego, o kącie łamiącym 100° , wykonanego z flintu (rys. 2.27) i dwóch pozostałych z kronu, o kącie łamiącym 21° – 25° , przyklejonych do środkowego symetrycznie i przeciwstawnie.

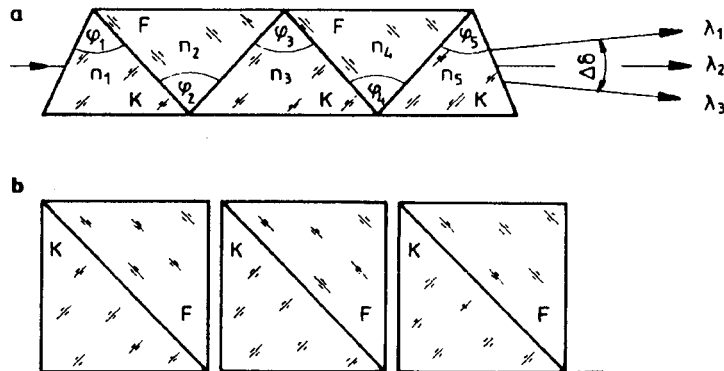


Rys. 2.27. Pryzmat Browninga

Światło powinno przechodzić przez pryzmat Browninga tak, by był spełniony warunek δ_{\min} .

Pryzmaty prostego widzenia

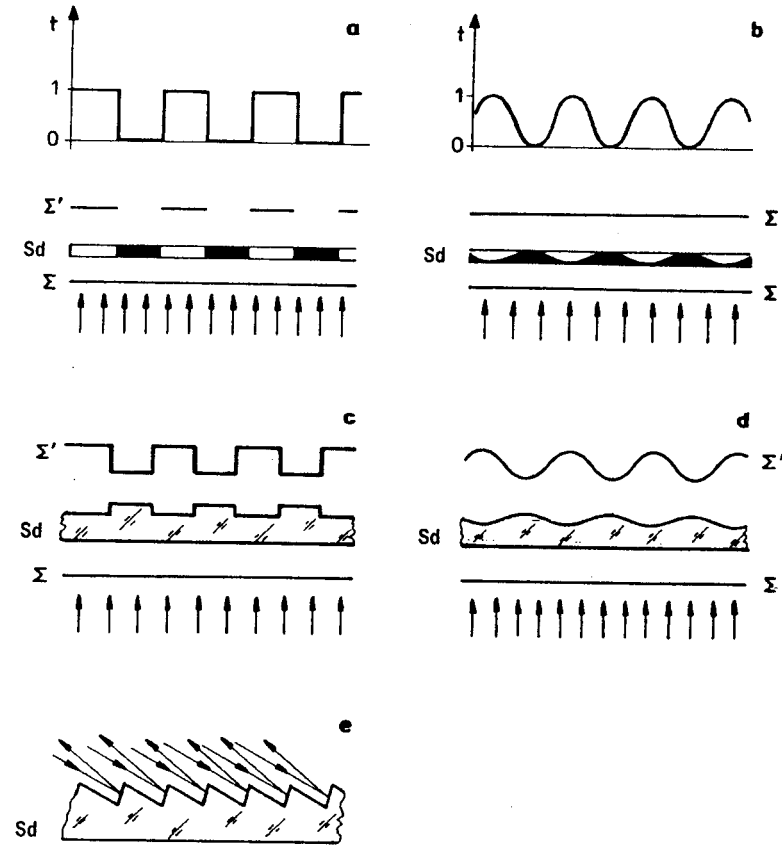
W literaturze występują również pod nazwą *pryzmatów à vision directe*. Znane są dwie wersje tych pryzmatów. W jednej z nich pryzmat prostego widzenia jest zbudowany z nieparzystej liczby pryzmatów równoramiennych, wykonanych przemiennie z kronu oraz z flintu i sklejonych ze sobą jak na rys. 2.28a. Promień jednej, zadanej konstrukcyjnie długości fali wychodzi z pryzmatu równoległe do promienia padającego, inne pod różnymi kątami zależnymi od długości fali światła. W drugiej wersji pryzmat prostego widzenia składa się z kilku sześciątów (rys. 2.28b), z których każdy jest wykonany z dwóch pryzmatów prostokątnych, równoramiennych, sklejonych ze sobą płaszczyznami przeciwprostokątnymi. W każdym sześciacie jeden z pryzmatów jest wykonany z kronu, a drugi z flintu. Kron i flint muszą mieć taki sam współczynnik załamania dla tej długości fali, dla której ma wystąpić proste widzenie. Pryzmaty prostego widzenia bywają chętnie stosowane w spektroskopach ręcznych, bo umożliwiają prostą i zwartą konstrukcję. Z wyjątkiem brzegów widma mają dobrze skorygowane zakrzywienie linii spektralnych.



Rys. 2.28. Pryzmaty spektralne prostego widzenia a) z pryzmatów równoramiennych oraz b) z pryzmatów prostokątnych

2.6. Siatki dyfrakcyjne

Siatki dyfrakcyjne, podobnie jak pryzmaty spektralne, są stosowane w instrumentach optycznych głównie do rozszczepiania światła. Siatki dyfrakcyjne mogą być jedno-



Rys. 2.29. Siatki dyfrakcyjne S_d :

- schemat jednowymiarowej, prostokątnej, transmisyjnej siatki amplitudowej,
- schemat jednowymiarowej, sinusoidalnej, transmisyjnej siatki amplitudowej,
- schemat jednowymiarowej, prostokątnej, transmisyjnej siatki fazowej,
- schemat jednowymiarowej, sinusoidalnej, transmisyjnej siatki fazowej,
- jednowymiarowa, schodkowa, profilowana, odbiciowa siatka fazowa

dwu- i trójwymiarowe. W instrumentach optycznych są używane siatki jednowymiarowe, amplitudowe albo fazowe. Siatki dzielą się również na transmisyjne (to znacząco uginające światło przechodzące) lub odbiciowe (uginające światło odbite), a te dzielą się jeszcze na prostokątne i sinusoidalne. Siatki amplitudowe, transmisyjne, prostokątne (rys. 2.29a) składają się z licznych szczelin. Współczynnik transmisji światła w szczelinach wynosi 1, między nimi 0. Wykres transmisji t siatki w kierunku prostopa-

dłym do szczelin jest linią łamaną prostokątną, inaczej mówiąc, zerojedynkową. W przypadku siatki amplitudowej, sinusoidalnej, transmisyjnej, współczynnik transmisji siatki zmienia się sinusoidalnie, a wykres transmisji jest sinusoidą. Siatki fazowe mają prostokątnie lub sinusoidalnie zmienną grubość (rys. 2.29c i d) albo współczynnik załamania. Ich transmisja jest stała, bliska jedności, a okresowo zmienia się faza przepuszczanej przez nią płaskiej fali. Płaska powierzchnia fazowa Σ fali padającej prostopadłe na siatkę bezpośrednio za siatką jest powierzchnią Σ' prostokątną łamaną (przypadek 2.29c) albo sinusoidalną (przypadek 2.29d). Jeżeli powierzchnie między szczelinami siatki pokazanej na rys. 2.24a dobrze odbijają światło, może ona być użyta jako jednowymiarowa, odbiciowa, prostokątna siatka amplitudowa. Gdy odbijające są sinusoidalne powierzchnie siatki pokazanej na rys. 2.29d, wtedy odbiciowa siatka fazowa jest sinusoidalna. Szczególnie interesujące są schodkowe, transmisyjne oraz odbiciowe, fazowe siatki dyfrakcyjne, jak np. siatka odbiciowa pokazana na rys. 2.29e. Jeżeli przesunięcie fazowe fali odbitej od kolejnych stopni wynosi 180° , to w tworzonej przez nie widmie nie ma maksimum zerowego rzędu. Odpowiednie profilowanie powierzchni odbijającej pozwala kierować większą część ugiętego światła do maksimum zadanego rzędu, wykorzystywanego w danym przyrządzie spektralnym.

Najprostszym przykładem siatek dwuwymiarowych mogą być dwie opisane wyżej siatki transmisyjne, położone prostopadłe jedna na drugiej. Siatki dwuwymiarowe mogą być oczywiście bardziej złożone. Są nimi na przykład kołowe płytki strefowe zarówno amplitudowe, jak i fazowe. Przestrzennymi siatkami są np. kryształy dla promieniowania rentgenowskiego albo fale akustyczne w cieczy dla promieniowania widzialnego.

Prostokątna, amplitudowa, jednowymiarowa siatka dyfrakcyjna

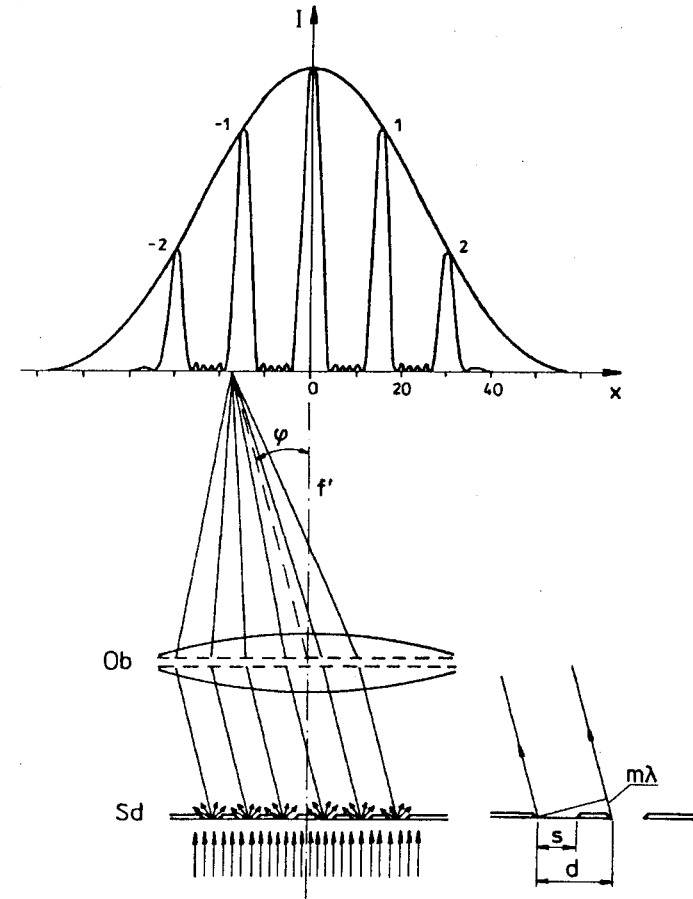
Na rysunku 2.30 pokazano prostokątną siatkę amplitudową (to, że transmisyjną, nie ma znaczenia), na którą pada prostopadłe płaska, monochromatyczna fala świetlna. W szczelinach s oddalonych wzajemnie o d , każdy jej fragment – zgodnie z zasadą Huygenesa – emituje światło w kąt półpełny. Spośród tych promieni wybieramy dowolną wiązkę promieni wzajemnie równoległych wychodzących z różnych szczelin. Przechodzą one przez obiektyw Ob i zostają skupione w jego płaszczyźnie ogniskowej. Natężenie I światła w płaszczyźnie ogniskowej opisuje wzór:

$$I = I_m \sin^2 \left(\frac{xs\pi}{f'\lambda} \right) \frac{\sin^2 \left(\frac{xd\pi}{f'\lambda} N \right)}{\sin^2 \left(\frac{xd\pi}{f'\lambda} \right)}, \quad (2.14)$$

gdzie:

- s – szerokość szczeliny,
- d – odległość szczelin,

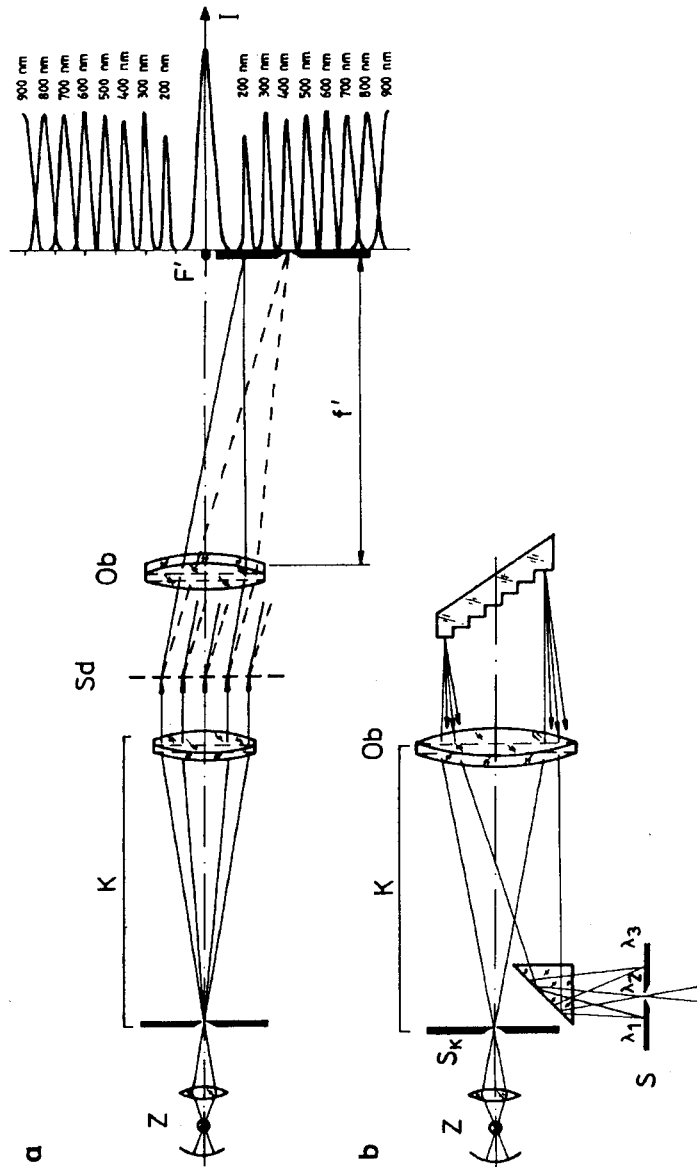
N – ilość szczelin,
 f' – ogniskowa obrazowa obiektywu,
 I_m – natężenie na osi obiektywu ($x = 0$) pochodzące od jednej szczeliny,
 x – współrzędna bieżąca w płaszczyźnie ogniskowej obiektywu Ob w kierunku prostopadłym do szczelin siatki.



Rys. 2.30. Ugięcie światła na amplitudowej prostokątnej siatce dyfrakcyjnej.
 S_d – siatka dyfrakcyjna, s – szerokość szczeliny, d – odległość szczelin (stała siatki),
 Ob – obiektyw, f' – ogniskowa obiektywu

Analiza wzoru (2.14) prowadzi do następujących wniosków:

- Natężenie światła w środku obrazu dyfrakcyjnego (w środku maksimum 0. rzędu) wynosi $I = N^2 I_m$.



Rys. 2.31. a) Układ optyczny rozszczepiający światło za pomocą prostokątnej, amplitudowej, transmisyjnej siatki dyfrakcyjnej, b) układ optyczny rozszczepiający światło za pomocą prostokątnej, fazowej, odbiciowej siatki dyfrakcyjnej

- Maksima główne występują w punktach x opisanych przez przybliżony wzór:

$$x = \frac{mf'\lambda}{d}, \quad (2.15)$$

gdzie $m = 0, 1, 2, \dots$ oznacza rząd interferencji. W maksimach głównych promienie z sąsiednich szczelin interferują ze sobą z przesunięciem fazowym $2m\pi$

- Obwiednią rozkładu natężeń maksimumów głównych jest rozkład natężenia z jednej szczeliny, którego maksimum ma wartość $I = N^2 I_m$.

- Między kolejnymi maksimami głównymi mieści się $N - 2$ bardzo słabych maksimumów wtórnych oraz $N - 1$ minimów.

Jak widać ze wzoru (2.15), położenie maksimumów dowolnego rzędu zależy od długości fali świetlnej. W przypadku światła heterochromatycznego maksima poszczególnych długości fali będą więc przyjmować w płaszczyźnie ogniskowej obiektywu kolimującego różne położenia x (rys. 2.31a).

Dyspersja kątowna siatki dyfrakcyjnej opisana jest wzorem:

$$\frac{\Delta\varphi}{\Delta\lambda} = \frac{m}{d \cos \varphi}, \quad \text{gdzie } \varphi = \frac{x}{f'} = \frac{m\lambda}{d}, \quad (2.16)$$

co można wyrazić w wartości liniowej:

$$\frac{\Delta x}{\Delta\lambda} = \frac{mf'}{d \cos \varphi}. \quad (2.17)$$

Zdolność rozdzielczą (w sensie Rayleigha) tej siatki wylicza się z zależności:

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = mN, \quad \text{czyli } \Delta\lambda = \frac{\lambda}{mN}. \quad (2.18)$$

Rysunek 2.31b przedstawia bardziej zwartą konstrukcję, opartą na siatce odbiciowej. Podobnie jak to miało miejsce przy omawianiu pryzmatów spektralnych, schematy przedstawione na rys. 2.31 przedstawiają zasadę działania monochromatora siatkowego, spektroskopu siatkowego, spektrofotometru siatkowego oraz spektrografu siatkowego.

2.7. Soczewki i zespoły soczewek

Soczewki, bieg promieni przez soczewki i ich układy oraz błędy odwzorowania soczewek, a także wyprowadzenie zależności, które tutaj będą jedynie przytoczone, są omówione w skrypcie [12]. Tutaj krótko przypomnimy jedynie te wiadomości i w takim zakresie, jaki jest potrzebny do zrozumienia podstaw działania przyrządów optycznych.

Soczewki i ich zespoły, w sensie optyki geometrycznej, służą do przekształcania pęków promieni. Związane są z nimi następujące reguły i definicje:

Numeracja elementów optycznych

- Kolejne powierzchnie łamiące, soczewki lub ich zespoły oznacza się liczbami nieparzystymi.

- Przestrzeń przed pierwszą powierzchnią łamiącą (soczewką, obiektywem) oznacza się liczbą 0, pozostałe kolejnymi liczbami parzystymi.

- Wielkości związane z daną powierzchnią (soczewką lub zespołem soczewek) oraz ich przestrzenią przedmiotową są oznaczone odpowiednim symbolem z jej numerem jako indeksem. Wielkości obrazowe mają dodatkowo indeks prim, np. odległość obrazowa powierzchni z numerem 3 ma symbol z'_3 .

- Jeżeli interesuje nas jedynie związek między wielkościami w przestrzeni przedmiotowej i obrazowej, ograniczamy się do indeksu prim związanego z wielkościami przestrzeni obrazowej.

Pęk promieni – promienie wzajemnie równoległe lub zbieżne, przecinające się w jednym punkcie, albo rozbieżne, których przedłużenia przecinają się w jednym punkcie.

Układ optyczny doskonały – układ optyczny, w którego przestrzeni obrazowej każdemu punktowi odpowiada jeden punkt, każdej prostej – jedna prosta oraz każdej płaszczyźnie – jedna płaszczyzna w przestrzeni przedmiotowej.

Obraz doskonały – obraz utworzony przez doskonały układ optyczny.

Przestrzeń przedmiotowa – przestrzeń, w której znajdują się promienie lub przedłużenia promieni padających na układ optyczny.

Przestrzeń obrazowa – przestrzeń, w której znajdują się promienie lub przedłużenia promieni wychodzących z układu optycznego.

Ognisko przedmiotowe – punkt na osi w przestrzeni przedmiotowej, którego obraz tworzy się w nieskończoności.

Ognisko obrazowe – punkt na osi w przestrzeni obrazowej, będący obrazem punktu przedmiotowego leżącego na osi optycznej w nieskończoności.

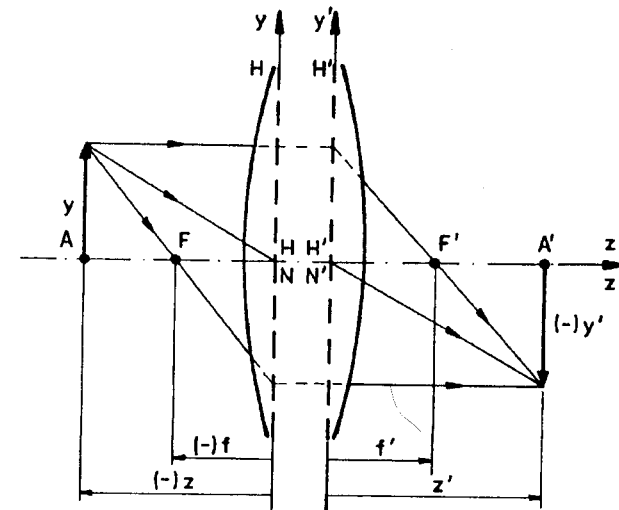
Płaszczyzna ogniskowa przedmiotowa – płaszczyzna prostopadła do osi optycznej, przechodząca przez ognisko przedmiotowe.

Płaszczyzna ogniskowa obrazowa – płaszczyzna prostopadła do osi optycznej, przechodząca przez ognisko obrazowe.

Płaszczyzny główne

Ograniczamy się do optyki przyosiowej. Bardzo ważnym pojęciem dotyczącym soczewek oraz ich zespołów jest płaszczyzna główna. Dana jest soczewka (lub ich układ) oraz przedmiot o wysokości y . Na rysunku 2.32 narysowano promień równoległy do osi, wychodzący z wierzchołka y . Znany jest bieg tego promienia do pierwszej powierzchni soczewki (układu soczewek) i łatwo można go zaobserwować za ostatnią

powierzchnią. Punkt przecięcia przedłużenia obu tych promieni wyznacza położenie płaszczyzny głównej obrazowej H' . Ten czysto matematyczny twór ma taką właściwość, jak gdyby tylko na nim załamywało się światło. W podobny sposób znajduje się druga, przedmiotowa, płaszczyzna główna H . Punkty przecięcia płaszczyzn głównych z osią optyczną nazywają się punktami głównymi. One są również oznaczane symbolami H i H' . Każda z płaszczyzn głównych jest obrazem drugiej, w skali 1:1. Jeżeli przed i za soczewką jest ośrodek o takim samym współczynniku załamania – a tylko takimi przypadkami zajmujemy się w tej książce – to z punktami głównymi pokrywają się odpowiadające im punkty węzłowe N i N' . Mają one tę właściwość, że każdy promień padający na punkt N biegnie dalej, wychodząc z punktu N' , bez zmiany kierunku. Znając położenie płaszczyzn głównych, można graficznie wyznaczyć położenie i wielkość obrazu tak, jak w przypadku soczewek nieskończenie cienkich. Pokazuje to rysunek 2.32. Przedstawiony na tym rysunku bieg promieni wyznacza także położenia ognisk F i F' oraz ogniskowych f i f' soczewki (układu soczewek). Z płaszczyzną główną przedmiotową H jest związany układ kartezjański y, z przestrzeni przedmiotowej, z płaszczyzną główną obrazową H' – układ y', z' przestrzeni obrazowej. Oba te układy determinują znak wielkości geometrycznych związanych z biegiem promieni oraz położeniem przedmiotu i obrazu względem płaszczyzn głównych.



Rys. 2.32. Soczewka lub zespół soczewek z płaszczyznami głównymi H i H' oraz związanymi z nimi układami współrzędnych y, z oraz y', z' . N, N' – węzły, H, H' – punkty główne, F, F' – ogniska, f, f' – ogniskowa przedmiotowa i obrazowa, z, z' – odległość przedmiotowa przedmiotu A i obrazu A' , y, y' – odległości wybranego punktu przedmiotu A i jego obrazu od osi optycznej. Znak $(-)$ przypomina, że dana wielkość ma ujemną wartość

Oto kilka reguł i definicji związanych z płaszczyznami głównymi:

Płaszczyzny główne – płaszczyzny H, H' wzajemnie sprzężone, prostopadłe do osi optycznej, będące wzajemnym odwzorowaniem z powiększeniem poprzecznym $+1$.

Punkty główne – punkty przecięcia płaszczyzn głównych z osią.

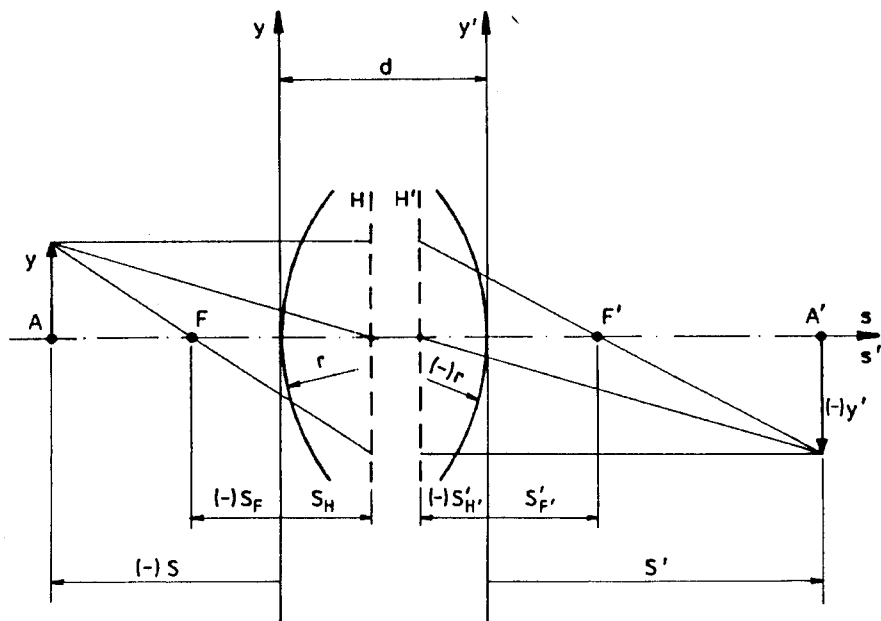
Węzły – punkty wzajemnie sprzężone na osi układu optycznego, dla których powiększenie kątowe wynosi $+1$.

Ogniskowa przedmiotowa – odcinek f skierowany, którego początek leży w punkcie głównym przedmiotowym, a koniec w ognisku przedmiotowym.

Ogniskowa obrazowa – odcinek f' skierowany, którego początek leży w punkcie głównym obrazowym, a koniec w ognisku obrazowym.

Odległość przedmiotowa z punktu A oraz **obrazowa** z punktu A' mają znaki odpowiadające położeniom punktów A i A' na osi odciętych ich układów współrzędnych.

Odcinki prostopadłe do osi optycznej mają znaki odpowiadające ich położeniu na osi rzędnych.



Rys. 2.33. Soczewka (lub zespół soczewek) w układach y, s oraz y', s' związanych odpowiednio z punktami przecięcia (wierzchołkami) pierwszej i ostatniej powierzchni z osią optyczną.

d – grubość, r, r' – promienie krzywizny pierwszej i ostatniej powierzchni układu optycznego, s_F, s'_F – odległości czołowe (zbiegowe) ognisk F i F' , s_H, s'_H – odległości czołowe (zbiegowe) płaszczyzn głównych H i H' , s, s' – odległości czołowe przedmiotu A i obrazu A'

Z soczewkami i ich zespołami są jeszcze związane dwa inne kartezjańskie układy współrzędnych y, s oraz y', s' o początkach pokrywających się odpowiednio z wierzchołkami pierwszej i ostatniej powierzchni układu optycznego (rys. 2.33), które określają znaki promieni krzywizny r i odległości czołowych (inaczej zbiegowych) s i s' . Zbiegowe niekiedy oznacza się indeksem informującym, czego one dotyczą, np. s'_F oznacza odległość ogniska obrazowego od ostatniej powierzchni, a s_H odległość płaszczyzny głównej przedmiotowej od pierwszej powierzchni.

Odległość czołowa (zbiegowa) przedmiotowa – odcinek s skierowany, którego początek leży w punkcie przecięcia pierwszej powierzchni układu optycznego z osią optyczną, a koniec w punkcie A leżącym na osi płaszczyzny przedmiotowej. Znak jest zgodny ze znakiem współrzędnej odciętej punktu A .

Odległość czołowa (zbiegowa) obrazowa – odcinek s' skierowany, którego początek leży w punkcie przecięcia ostatniej powierzchni układu optycznego z osią optyczną, a koniec w punkcie A' leżącym na osi płaszczyzny obrazowej. Znak jest zgodny ze znakiem współrzędnej odciętej punktu A' .

Promień krzywizny r powierzchni łamiącej soczewki ma znak odpowiadający położeniu środka sfery na osi odciętych związanego z nią kartezjańskiego układu współrzędnych.

Kąty φ między promieniem krzywizny powierzchni łamiącej a osią optyczną są dodatnie, gdy oś trzeba obracać do pokrycia z promieniem krzywizny w kierunku zgodnym z kierunkiem obrotu wskazówek zegara.

Wyznaczanie ogniskowych i położenia płaszczyzn głównych

Położenie płaszczyzn głównych i ogniskowych układów optycznych wylicza się za pomocą tzw. przeliczeń paraksjalnych biegu promienia przez układ. Dla pojedynczych soczewek ich ogniskową f' oraz zdolność zbierającą φ można wyliczyć ze wzorów:

$$f' = \frac{nr_1r_3}{(n-1)[n(r_3-r_1)+d(n-1)]}; \quad f = -f', \quad (2.19)$$

gdzie:

- n – względny współczynnik załamania soczewki,
- r_1, r_3 – promienie krzywizny powierzchni łamiących soczewki,
- d – grubość soczewki na osi optycznej.

W innej postaci

$$\frac{1}{f'} = (n-1) \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_3} \right) + \frac{d(n-1)^2}{nr_1r_3} = \varphi. \quad (2.20)$$

Zbiegowe s_H i s'_H płaszczyzn głównych wynoszą:

$$s_H = \frac{-r_1 d}{n(r_3 - r_1) + d(n-1)}; \quad s'_H = \frac{-r_3 d}{n(r_3 - r_1) + d(n-1)}. \quad (2.21)$$

Związek między położeniami przedmiotu i obrazu jest taki, jak w przypadku soczewek cienkich z tą różnicą, że odległość przedmiotu liczy się do płaszczyzny głównej przedmiotowej, a obrazu – do obrazowej:

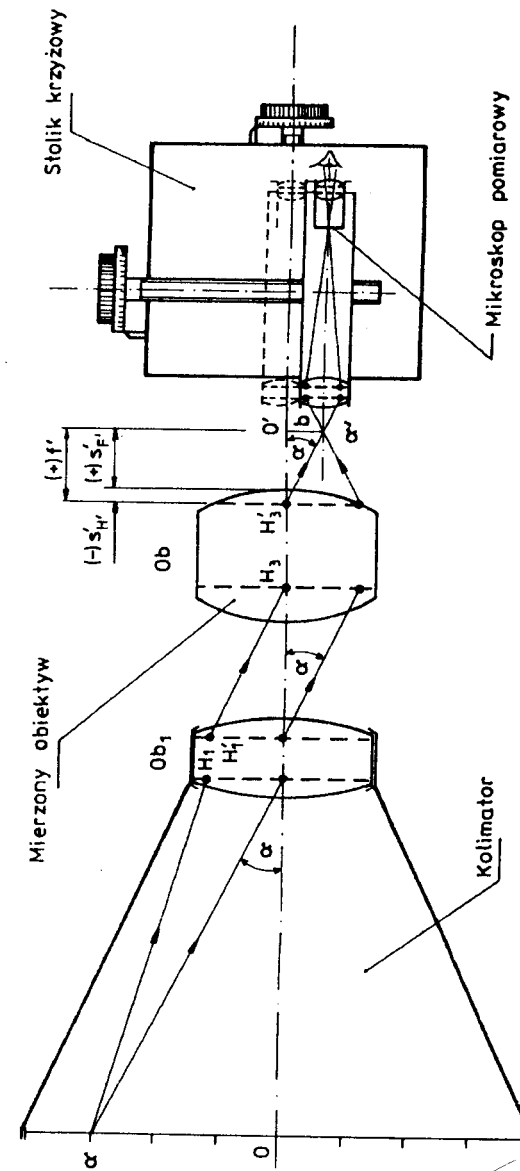
$$\frac{1}{f'} = \frac{1}{z'} - \frac{1}{z}. \quad (2.22)$$

W pracy [12] podano również sposób obliczania położenia ognisk i płaszczyzn głównych oraz ogniskowych dwóch układów w kaskadzie.

Do projektowania soczewek używa się innych metod, pozwalających uwzględniać ich aberracje. Wartość użytkowa wzorów (2.19)–(2.21) jest mniejsza niż to się na ogół wydaje. Gdybyśmy za ich pomocą chcieli wyznaczyć płaszczyzny główne i ogniskowe soczewki będącej w naszym posiadaniu, wtedy nie znamy jej promieni i współczynnika załamania. Jeżeli nawet promienie zmierzmy jakąś metodą, to współczynnika załamania bez uszkodzenia soczewki zmierzyć się nie da. Tym bardziej jesteśmy bezradni w przypadku układów złożonych z kilku elementów optycznych. Jedynym praktycznym rozwiązaniem jest pomiar położenia płaszczyzn głównych i ich zbiegowych.

Pomiar położenia płaszczyzn głównych

Z tego co powiedziano wyżej wynika, jak ważna jest umiejętność pomiaru położenia płaszczyzn głównych. Podstawowym przyrządem pomiarowym jest kolimator, czyli szklana płytka matowa ze skalą kątową α , umieszczona w płaszczyźnie ogniskowej obiektywu Ob_1 kolimatora (rys. 2.34). Mierzony obiektyw Ob należy ustawić na wspólnej osi z kolimatorem, a dalej stolik krzyżowy przesuwający mikroskop pomiarowy wzdłuż osi optycznej i prostopadle do niej. Rozważmy pęk promieni wychodzących z działki α płytki kolimatora. Jest wśród nich taki promień, który przechodzi przez punkt główny przedmiotowy i obrazowy obiektywu Ob_1 kolimatora i tworzy z osią optyczną kąt α . Wszystkie promienie pęku po wyjściu z kolimatora są wzajemnie równoległe. Jest wśród nich również taki promień, który przechodzi przez punkt główny płaszczyzny H mierzonego obiektywu pod kątem α i wychodzi z punktu głównego płaszczyzny H' też pod kątem α . Wszystkie promienie pęku spotykają się w płaszczyźnie ogniskowej badanego obiektywu w punkcie odległym o b od osi optycznej. W tym punkcie, w powietrzu, tworzy się obraz α' działki α kolimatora. Mikroskop należy przesuwac w taki sposób, aby na jego osi był najpierw widoczny obraz α' działki α , a potem obraz O' działki O leżącej na osi optycznej kolimatora. Różnica położenia mikroskopu wynosi b . Następnie mikroskop przesuwamy w przeciwną stronę, aby zobaczyć najpierw wierzchołek ostatniej powierzchni obiektywu, a potem znowu obraz skali kolimatora. Różnica położenia mikroskopu



Rys. 2.34. Zasada pomiaru ogniskowej f' i zbiegowych s_H płaszczyzn głównych oraz s'_H ogniska obrazowego obiektywu Ob za pomocą kolimatora i mikroskopu. α – kąt, jaki z osią optyczną tworzy promień wychodzący z działki α płytki ogniskowej kolimatora i przechodzący przez punkty główne obiektywu Ob_1

jest odległością s'_F płaszczyzny ogniskowej, a więc i ogniska F' od ostatniej powierzchni badanego obiektywu. Z rysunku widać, że ogniskową obrazową wylicza się ze wzoru $f' = b \operatorname{ctg} \alpha$, a zbiegowa obrazowa płaszczyzny głównej obrazowej $s'_{H'} = s'_F - f'$.

Soczewki gradientowe

Soczewki gradientowe mają kształt walca, którego oś jest jej osią optyczną, a współczynnik załamania n zmienia się poosiowo, radialnie lub sferycznie. W pierwszym przypadku wektor $\operatorname{grad} n$ jest równoległy do osi optycznej, w drugim jest do niej prostopadły (rys. 2.35a), a w trzecim jest symetryczny względem danego punktu na osi.

Najczęściej są stosowane radialne soczewki gradientowe i tylko te będą niżej omówione. Przekrój takiej soczewki przedstawiono na rys. 2.35a, gdzie d oznacza długość soczewki, R – połowę jej średnicy, r – promień bieżący, n_0 – współczynnik załamania na osi, n_r – współczynnik załamania w odległości r od osi, θ – kąt padania promienia na punkt osiowy powierzchni czołowej. W radialnych soczewkach gradientowych typu SELFOC® [18] wartość współczynnika załamania n_r wzdłuż promienia r cylindra soczewki zmienia się parabolicznie według wzoru

$$n_r = n_0 \left(1 - \frac{A}{2} r^2 \right), \quad (2.23)$$

gdzie A jest wielkością stałą, dodatnią.

Na rysunku 2.35b, na osi rzędnych odłożono unormowany współczynnik załamania n_r/n_0 ($\rho = r/R$ – promień względny). Promień wchodzący do soczewki w punkcie osiowym powierzchni czołowej pod kątem θ (rys. 2.35a) biegnie przez soczewkę po sinusoidzie o długości okresu Λ (rys. 2.35a). Soczewkę o długości Λ będziemy dalej nazywali jednofalową. Największy dopuszczalny kąt θ wynosi

$$\theta_{\max} = \arcsin(n_0 R \sqrt{A}). \quad (2.24)$$

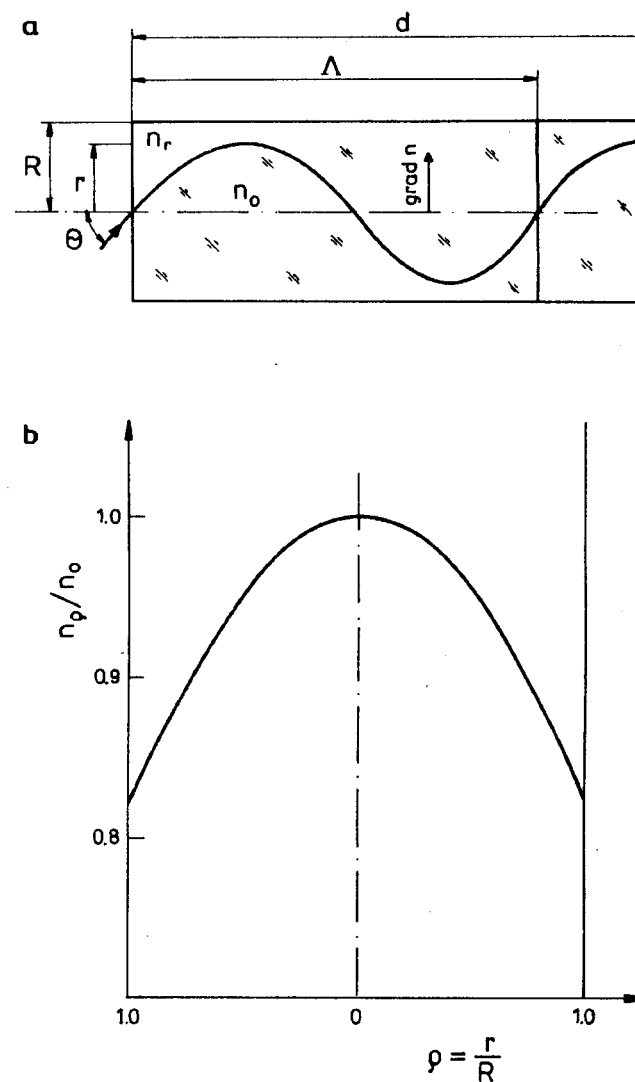
Na rysunku 2.36a–e przedstawiono pięć szczególnych przypadków radialnej soczewki gradientowej:

a. Soczewka jest krótsza od $\Lambda/4$. Ognisko obrazowe F' soczewki powstaje w odległości s'_F od powierzchni wyjściowej. W płaszczyźnie ogniskowej powstaje odwrócony obraz odległego przedmiotu.

b. Soczewka ma długość $\Lambda/4$. Ognisko mieści się na powierzchni wyjściowej.

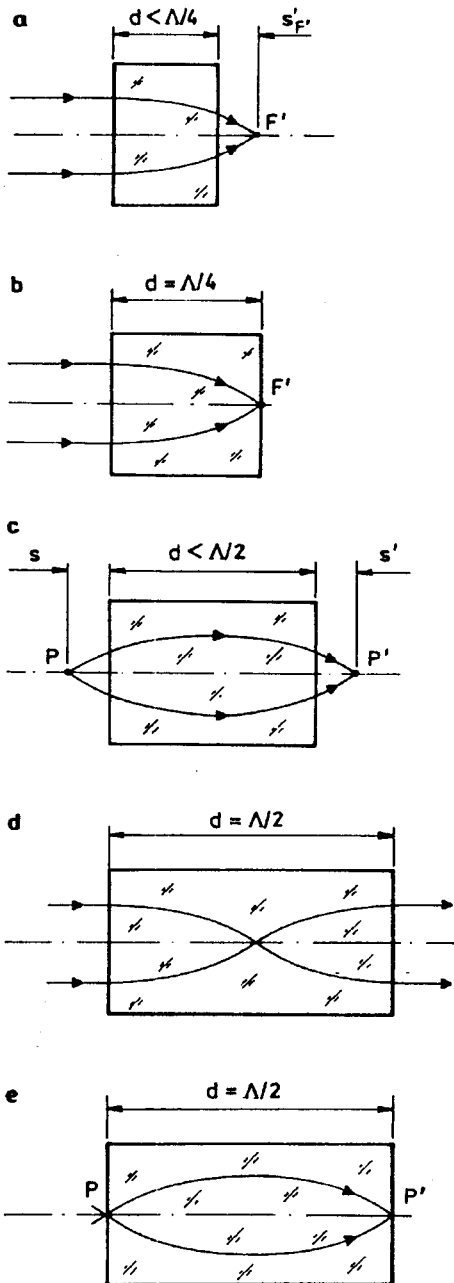
c. Soczewka ma długość mniejszą niż połowa Λ . Wtedy w odległości s' za powierzchnią wyjściową tworzy się odwrócony obraz P' przedmiotu P leżącego w odległości s przed powierzchnią wejściową.

d. Gdy soczewka jest półfalowa, wtedy są możliwe dwa przypadki (d i e). Soczewka może być układem afokalnym. Równoległa wiązka światła wchodząca do soczewki wychodzi z niej jako równoległa. Soczewka taka jest więc układem odwracającym.



Rys. 2.35. a) Przekrój osiowy soczewki gradientowej radialnej, b) radialny rozkład względnego współczynnika załamania w gradientowej soczewce radialnej SELFOC® [18]

e. Gdy soczewka jest półfalowa, wtedy na jej powierzchni wyjściowej tworzy się odwrócony obraz przedmiotu znajdującego się na powierzchni wejściowej.



Rys. 2.36a)–e). Szczególne przypadki działania soczewki gradientowej ze względu na jej długość d [18]

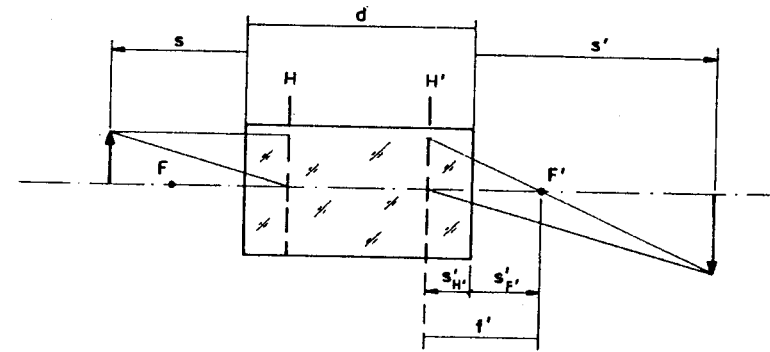
Wielkości charakterystyczne radialnej soczewki gradientowej SELFOC®

Długość Λ soczewki jednofalowej:

$$\Lambda = \frac{2\pi}{\sqrt{A}}. \quad (2.25)$$

Zbiegowa obrazowa płaszczyzny głównej obrazowej $s'_{H'}$ (rys. 2.37)

$$s'_{H'} = \frac{1}{n_0 \sqrt{A}} \operatorname{tg} \frac{d\sqrt{A}}{2}. \quad (2.26)$$



Rys. 2.37. Położenie płaszczyzn głównych, ognisk i obrazu w soczewce gradientowej radialnej SELFOC® [18]

Zbiegowa obrazowa ogniska obrazowego $s'_{F'}$

$$s'_{F'} = \frac{1}{n_0 \sqrt{A}} \operatorname{ctg}(d\sqrt{A}). \quad (2.27)$$

Zbiegowa obrazowa s'

$$s' = \frac{n_0 \sqrt{A} s \cos(d\sqrt{A}) + \sin(d\sqrt{A})}{n_0 \sqrt{A} (n_0 \sqrt{A} s \sin(d\sqrt{A}) - \cos(d\sqrt{A}))}. \quad (2.28)$$

Ogniskowa obrazowa

$$f' = s'_{F'} - s'_{H'}. \quad (2.29)$$

Aksikony

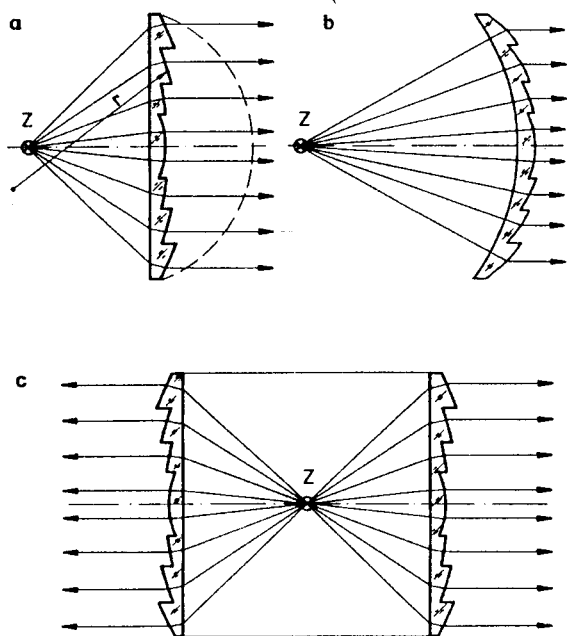
Soczewka, w której jedna powierzchnia optyczna jest stożkowa. Punkt przedmiotowy leżący na osi optycznej jest odwzorowany przez aksikonę jako odcinek prostej pokrywającej się z osią optyczną. Aksikona nie ma więc zdefiniowanej długości ogniskowej ani ogniska.

Soczewki dyfrakcyjne

Soczewkami dyfrakcyjnymi są płytki lub soczewki, które formują powierzchnię falową metodami dyfrakcyjnymi. Jedną ich powierzchnię aktywną jest pokryta elementami dyfrakcyjnymi. Mogą to być np. komputerowo generowane strefy Fresnela, przy czym co druga jest wygaszana lub przesuwana fazę fali o π . Mogą to być również siatki dyfrakcyjne, otrzymane przez odpowiednie profilowanie powierzchni. Do profilowania bywają stosowane zaawansowane techniki fotolitograficzne.

Soczewki Fresnela

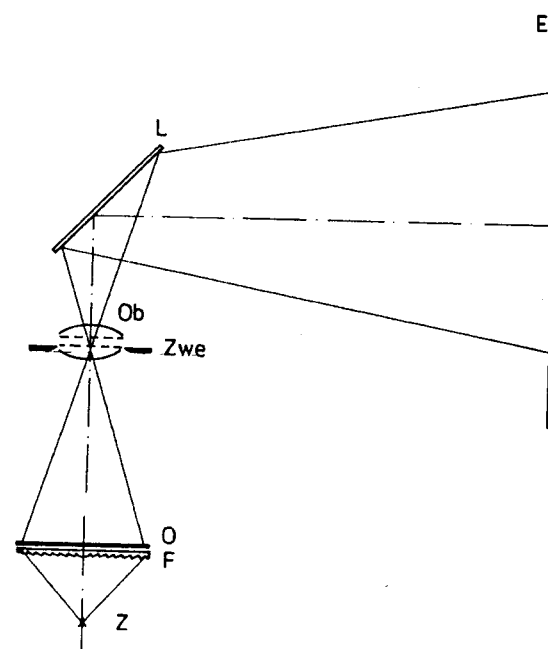
W optyce oświetleniowej istnieje wieczny dylemat. Aby najlepiej wykorzystać strumień światła źródła światła Z (rys. 2.38a), należałoby zastosować soczewkę o dużej średnicy i krótkiej ogniskowej. Soczewka taka byłaby gruba i ciężka, a jej aberracje zbyt duże. Ponadto umieszczana w pobliżu silnego i gorącego źródła światła byłaby narażona na pękanie. Idea soczewek Fresnela polega na tym, by na płytkę szklaną lub plastikową nanosić strefy o takim promieniu krzywizny r , aby promień światła wychodzący ze źródła Z po przejściu przez soczewkę zmierzał do danego konstrukcyjnie punktu na osi optycznej. Środki krzywizn powierzchni stref nie leżą na ogół na osi optycznej. W optyce



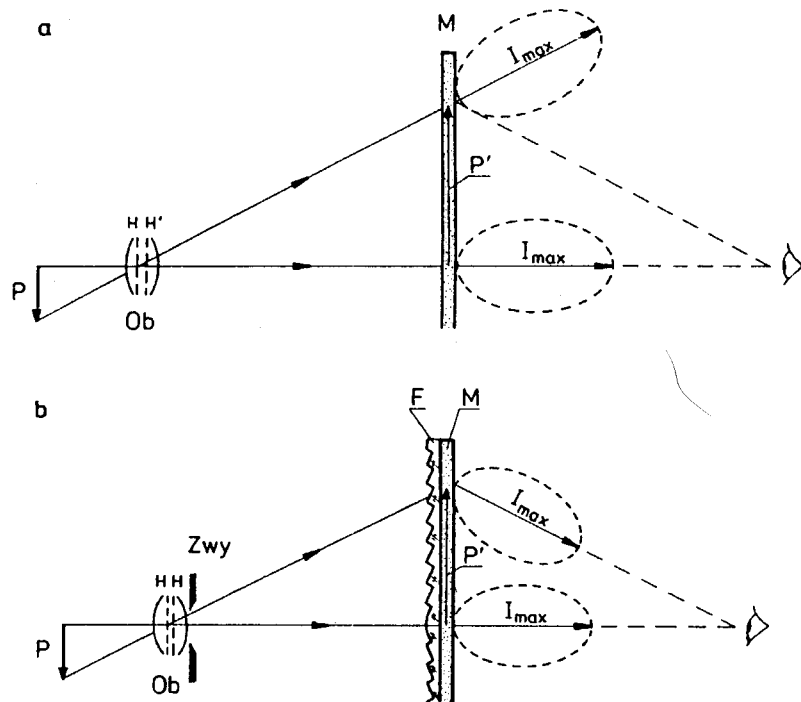
Rys. 2.38. Soczewka Fresnela: a) płaska, b) wypukła i c) cylindryczna

sygnalizacyjnej (sygnalizacja kolejowa, uliczna, morska) światło kieruje się do nieskończoności, a tylko jego część kierowana jest do dołu w kierunku pojazdu znajdującego się pod sygnalizatorem. W kondensatorach projektorów promienie są kierowane do źrenicy wejściowej obiektywu. Profil soczewki Fresnela pokazany na rys. 2.38a jest typowy dla soczewek silnych projektorów oświetleniowych stosowanych w kinematografii i teatrze. Profil widoczny na rys. 2.38b jest używany w sygnalizatorach kolejowych i ulicznych. Oba te profile powstają przez obrót stref z promieniami r wokół osi optycznej. Jeżeli obraca się profil soczewki wokół prostej prostopadłej do osi optycznej i przechodzącej przez źródło światła Z , to powstaje soczewka Fresnela w kształcie cylindra, stosowana w sygnalizacji morskiej.

Na rysunku 2.39 przedstawiono zastosowanie soczewki Fresnela F w projektorze folii typu Overhead. Soczewka, na ogół wytłaczana z tworzywa sztucznego, ma bardzo wąskie strefy. Gdy strefy są wąskie, wtedy ich powierzchnie łamiące nie są profilowane sferycznie, ale są proste. Inaczej mówiąc, powierzchnie łamiące są stożkowe. W omawianym przypadku są one tak pochylone, by kierowały promienie do źrenicy wejściowej Zwe obiektywu projekcyjnego Ob . Po odbiciu się promieni od zwierciadła L projektor tworzy obraz folii O na ekranie E .



Rys. 2.39. Soczewka Fresnela w projektorze Overhead



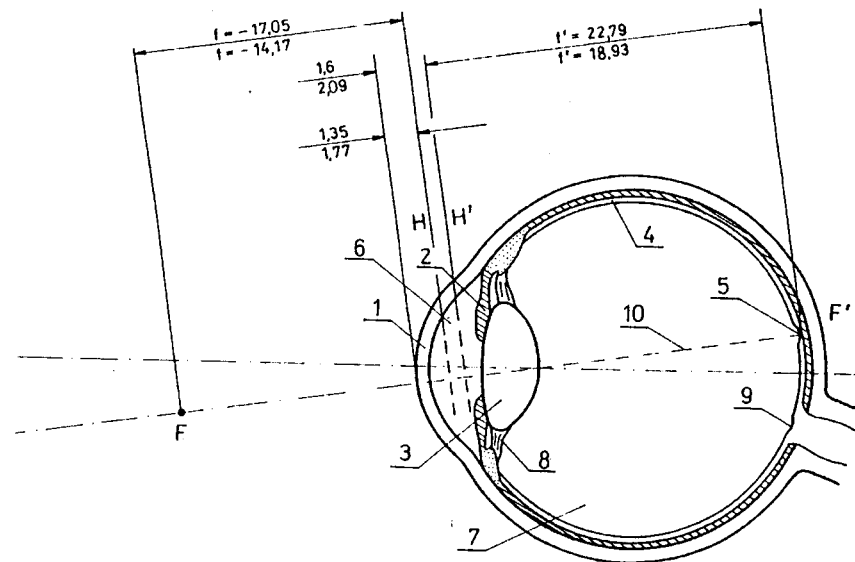
Rys. 2.40. Zastosowanie soczewki Fresnela do wyrównywania luminancji obrazu na matówce

Soczewki Fresnela bywają również stosowane do wyrównywania luminancji obrazów obserwowanych na matówce. Zasadę działania przedstawiają rysunki 2.40a i b. Obiektów *Ob* tworzy obraz *P'* przedmiotu *P* na matówce *M*. Duża oś indykatrysy rozpraszania światła na matówce dla punktów pozaosiowych przedmiotu nie jest skierowana do oka obserwatora (lub aparatu fotograficznego). Obraz jest tym ciemniejszy, im bardziej jest oddalony od osi optycznej. Luminancja obrazu na matówce zostaje wyrównana, gdy do matówki przyłożą się soczewkę Fresnela *F*, kierującą do oka światło przechodzące przez matówkę.

3. Podstawowe przyrządy optyczne

3.1. Oko

Okno jest naturalnym „przyrządem” (a właściwie narządem) optycznym. Podobnie jak obiektyw tworzy obraz optyczny oraz współpracuje z innymi przyrządami, w tym z lupą, mikroskopem i lunetą. Z powodu tego ścisłego związku z innymi przyrządami



Rys. 3.1. Schemat optyczny oka prawego: 1) rogówka, 2) przysłona aperturowa (tęczówka), 3) soczewka oczna, 4) siatkówka z receptorami wzroku, 5) dołek centralny z żółtą plamką, 6) ciecz wodnista, 7) ciało szkliste, 8) mięsień zmieniający kształt soczewki, 9) ślepa plamka, 10) oś optyczna oka, F , F' – ogniska przedmiotowe i obrazowe, H , H' – płaszczyzny główne, f , f' – ogniskowe przedmiotowa i obrazowa. Wartości ogniskowych oraz zbiegowych płaszczyzn głównych umieszczone nad kreską odnoszą się do oka spoczynkowego, pod kreską do akomodowanego na znormalizowaną odległość dobrego widzenia

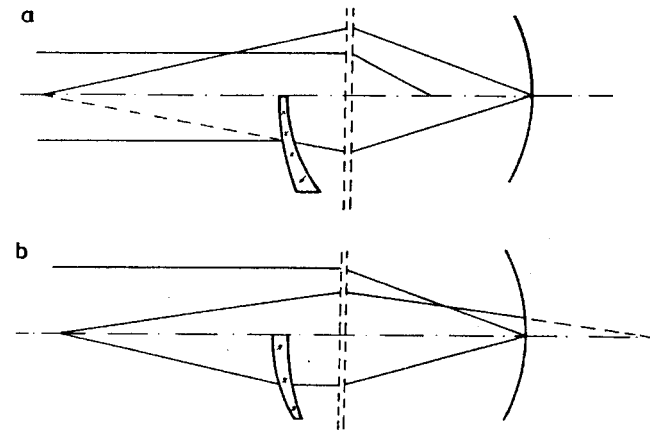
będzie tutaj omówiony jego układ optyczny, bez zagłębiania się w psychofizjologię wzroku. Schemat optyczny oka jest pokazany na rysunku 3.1. Głównymi częściami składowymi oka są: asferyczna rogówka (1), czyli soczewka o stałej zdolności zbierającej $42,2 \text{ m}^{-1}$, tęczęwka, czyli przysłona aperturowa (2), soczewka asferyczna o zmiennej zdolności zbierającej (3) (od $21,8 \text{ m}^{-1}$ dla oka spoczynkowego do $30,7 \text{ m}^{-1}$ przy maksymalnej akomodacji) i siatkówka (4), której najczulsze miejsce stanowi dółek centralny (5). Na rysunku pokazano również położenie płaszczyzn głównych i ognisk. Liczby nad liniami wymiarowymi są uśrednionymi wartościami dla oka w spoczynku, czyli patrzącego w nieskończoność, pod liniami wymiarowymi – dla oka akomodowanego na odległość dobrego widzenia. Przestrzeń między rogówką a soczewką wypełnia ciecz wodnista (6), a przestrzeń między soczewką a siatkówką – ciało szkliste (7) o współczynniku załamania 1,336. Średnica przysłony aperturowej zmienia się automatycznie pod wpływem światła od 1,8 mm do 7,5 mm. Soczewka oczna jest wielowarstwowa. Jej współczynnik załamania rośnie do środka. Jest to więc optyka asferyczna, gradientowa, o zmiennej ogniskowej. Skomplikowany układ mięśni (8) napinających soczewkę oczną [1] zmienia krzywizny jej powierzchni, a więc i ogniskową. Receptory światła są pręciki i czopki. Jest to zatem struktura „ziarnista”. Na siatkówce mięsici się około 130 milionów pręcików, których średnica wynosi około $2 \mu\text{m}$ i 7 milionów czopków o średnicy około $3\text{--}7 \mu\text{m}$. Czopki działają przy silniejszym oświetleniu i dają wrażenia barwne, pręciki natomiast działają przy oświetleniu słabym, ale obraz jest wtedy szary. Największe zagęszczenie czopków przypada na tzw. żółtą plamkę, pokrywającą się z dolką centralnym. Część siatkówki jest pozbawiona receptorów wzroku (ślepa plamka (9)). W tym miejscu siatkówkę przebija wiązka nerwów wzrokowych, odprowadzających bodźce z siatkówki do mózgu. Średnia zdolność rozdzielcza oka wynosi około $1'$, ale w znacznym stopniu zależy ona od warunków obserwacji.

Okulary korekcyjne

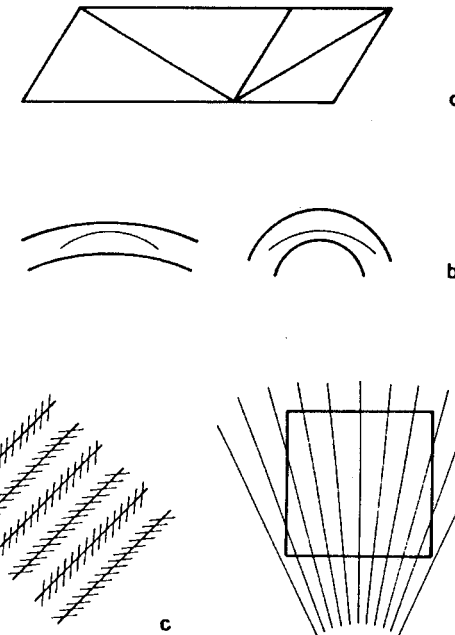
Oko może mieć wadliwą budowę nabytą lub wrodzoną, która powoduje, że obraz nie tworzy się na siatkówce, ale przed lub za nią. Z wiekiem maleje też zdolność do akomodacji. Statystyka mówi, że w wieku 45 lat ludzie używają do czytania okularów o zdolności zbierającej do około 1 m^{-1} , ale w wieku 60 lat już 4 m^{-1} . Z bogatej wiedzy o wadach oka podamy dwa bardzo uproszczone przykłady.

Oko krótkowzroczne – oko jest w stanie utworzyć na siatkówce ostry obraz bliskiego przedmiotu, ale obraz przedmiotu dalekiego powstaje przed siatkówką (rys. 3.2a). Stosując okulary rozpraszające powodujemy, że promienie idące od dalekiego przedmiotu odchylają się od osi i też tworzą na siatkówce ostry obraz.

Oko nadwzroczne – oko jest w stanie utworzyć na siatkówce ostry obraz dalekiego przedmiotu, ale obraz bliskiego powstaje za siatkówką (rys. 3.2b). Stosując okulary skupiające powodujemy, że promienie idące od bliskiego przedmiotu nachylają się do osi i też tworzą ostry obraz na siatkówce.



Rys. 3.2. Zasada kompensowania: a) krótkowzroczności i b) nadwzroczności oka okularami korekcyjnymi



Rys. 3.3. a) Złudzenie typu Müllera-Lyera: obie przekątne mają jednakową długość, b) złudzenie typu Wundta: łuki środkowe mają jednakową krzywiznę, c) złudzenie Zellera: długie odcinki są wzajemnie równoległe, d) złudzenie typu Zellera: w rozbieżnym pęku linii znajduje się kwadrat

Jeżeli oko jest dodatkowo obciążone astygmatyzmem, to jedną z powierzchni sferycznych okularów korekcyjnych (z reguły zewnętrzną) trzeba zastąpić powierzchnią toryczną o takiej mocy i tak zorientowaną, aby kompensowała astygmatyzm oka.

Użytkownicy przyrządów optycznych muszą sobie zdawać sprawę z występowania tzw. złudzeń optycznych. Złudzenia są różnorodne, a przejawiają się tym, że oko „widzi” coś inaczej niż to ma miejsce w rzeczywistości albo widzi coś, czego w rzeczywistości nie ma. Dotyczy to m.in. perspektywy, kształtu, oceny wielkości, barwy, kontrastu, powidoków i adaptacji do warunków obserwacji. Kilka elementarnych przykładów złudzeń geometrycznych pokazano na rys. 3.3. Najczęściej nie jest to „wina” samego oka, ale błędna interpretacja przez mózg obrazu tworzonego przez oko.

3.2. Lupa i okular przyrządowy

Lupa kojarzy się powszechnie z pojedynczą soczewką służącą do oglądania drobnych przedmiotów, np. znaczków pocztowych. W rzeczywistości lupy są często bardziej złożone. Lupami są też niektóre okulary mikroskopowe i lunetowe. Lupy służą do odczytu skali przyrządów pomiarowych. W okularach mikroskopowych złożonych z kolektwy i „soczewki ocznej” (o czym będzie jeszcze mowa) lupą jest „soczewka oczna”. W cudzysłowie, bo – wbrew temu określeniu – nie musi to być jedna soczewka.

Powiększenie wizualne $\Gamma = \text{tg} w' / \text{tg} w$ lupy określa iloraz tangensa kąta widzenia w' obrazu y' przez lupę (rys. 3.4b) do tangensa kąta widzenia w przedmiotu y bez lupy (rys. 3.4a). Przedmiot y należy umieścić w ognisku przedmiotowym lupy lub między ogniskiem a lupą tak, aby obraz powstał nie bliżej oka niż w odległości dobrego widzenia $d = -250$ mm. Ze wzoru Kartezjusza

$$\frac{1}{z'} - \frac{1}{z} = \frac{1}{f'}$$

wynika, że

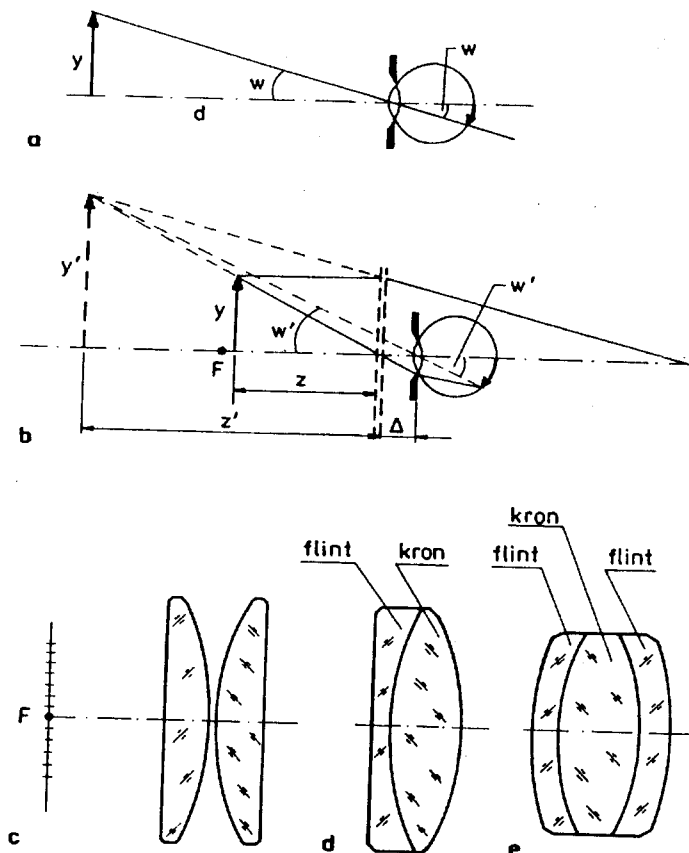
$$z = \frac{f' z'}{f' - z'}$$

Podstawiając ten wynik do proporcji

$$\frac{y'}{y} = \frac{z'}{z}$$

wynikającej z rys. 3.4b, otrzymuje się

$$y' = \frac{y(f' - z')}{f'}$$



Rys. 3.4. Lupy; a) w – kąt widzenia przedmiotu bez użycia lupy, d – odległość dobrego widzenia, y – wielkość przedmiotu, b) w' – kąt widzenia obrazu przez lupę, z, z', Δ – odległości przedmiotu, obrazu i źrenicy wejściowej oka od odpowiednich płaszczyzn głównych lupy, c) lupa apłanatyczna z płytką ogniskową, d) lupa achromatyczna, e) lupa apłanatyczno-achromatyczna

Tangens kąta widzenia bez lupy

$$\text{tg } w = \frac{-y}{d},$$

a przez lupę

$$\text{tg } w' = \frac{-y'}{z' + \Delta} = \frac{-y(f' - z')}{f'(z' + \Delta)},$$

stąd powiększenie wizualne lupy wynosi

$$\Gamma = \frac{\operatorname{tg} w'}{\operatorname{tg} w} = \frac{d(f' - z')}{f'(z' - \Delta)}. \quad (3.1)$$

Przypadki szczególne

Obraz w nieskończoności ($z' \rightarrow \infty$)

$$\Gamma = \frac{-d}{f'} = \frac{250 \text{ mm}}{f'}. \quad (3.2)$$

Gdy obraz powstaje w nieskończoności, wtedy powiększenie nie zależy od odległości oka od lupy.

Obraz w odległości dobrego widzenia ($z' + \Delta = d$)

$$\Gamma = 1 + \frac{250 \text{ mm}}{f'} + \frac{\Delta}{f'}; \quad -250 \leq \Delta \leq 0. \quad (3.3)$$

Gdy obraz powstaje w odległości dobrego widzenia, wtedy powiększenie zależy od odległości z lupy od przedmiotu oraz odległości Δ oka od lupy. Jeżeli lupa pokrywa się z przedmiotem, to $\Delta = -250 \text{ mm}$, a powiększenie wizualne $\Gamma = 1$. Jeżeli odległość źrenicy wejściowej oka od płaszczyzny głównej obrazowej lupy $\Delta = 0$ (założenie nierealne), to powiększenie wizualne lupy jest o 1 większe od powiększenia dla obrazu w nieskończoności.

Kilka słów należy poświęcić odległości dobrego widzenia. Przyjmuje się umownie, że wynosi ona 250 mm. Z tej odległości patrzy się na ogół na drobne przedmioty, bo pozwala na to jeszcze akomodacja oka (lub okulary), a przedmiot jest widziany „dobrze”, to znaczy pod dużym kątem widzenia. Jednakże powiększenie lupy ustawionej na odległość dobrego widzenia obrazu (rys. 3.1b) nie jest na ogół większe niż dla nieskończoności. Odległość Δ oka od lupy z oczywistych powodów nie wynosi 0, lecz kilka centymetrów. Ponadto należy pamiętać, że oko akomodowane na odległość dobrego widzenia męczy się szybko, bo akomodacja na tę odległość wymaga maksymalnego napięcia mięśni zmniejszających ogniskową soczewki ocznej. Przy dłuższej obserwacji mniej męczące jest takie ustawienie lupy, a zwłaszcza okularu przyrządowego, aby obraz był widziany w nieskończoności. To tłumaczy zasadę przyjętą w optyce instrumentalnej, że przedmiot powinien znajdować się w ognisku lupy (okularu lub soczewki ocznej okularu), a obraz w nieskończoności. Przysłoną aperturową układu optycznego oko–lupa jest źrenica oka.

Lupy proste, jednosoczewkowe, stosowane są jedynie do małych powiększeń, około 5 razy. Średnica lupy dwuwypukłej powinna być około 2,5 razy mniejsza, a średnica pola widzenia około 5 razy mniejsza od jej ogniskowej. Odstąpienie od tej zasady powoduje pojawienie się znacznych aberracji, zwłaszcza dystorsji. Lupy o większych powiększeniach muszą być korygowane na niektóre błędy odwzorowania. Przykładami są lupa aplanatyczna (rys. 3.4c), achromatyczna (rys. 3.4d) i aplanatyczno-achromatyczna (rys. 3.4e). W płaszczyźnie ogniskowej lupy można umieścić płytkę (zwaną płytką ogniskową)

z podziałką (jak na rys. 3.4c), służącą do bezpośredniego pomiaru wielkości. Podziałki te, o których będzie jeszcze mowa przy omawianiu przyrządów optycznych, bywają rozmaite. Lupa z podziałką milimetrową, położona np. bezpośrednio na włókno, pozwala zmierzyć jego grubość, bo w polu widzenia widać równocześnie podziałkę i włókno. Podobnie w mikroskopie można w ten sposób odczytać wielkość obrazu pośredniego, np. wielkość obrazu leukocytu, a ta, podzielona przez powiększenie obiektywu, daje rzeczywistą wielkość obiektu. W mikroskopach stosuje się też kratki ułatwiające liczenie ciałek krwi; w mikroskopach warsztatowych profile gwintów, w lunetach autokolimacyjnych układ współrzędnych, w lunetach celowniczych różnego typu wizjery itd., itd. Powiększenia lup nie są duże; od kilku do 25 \times . Te ostatnie są na ogół anastygmatami o konstrukcji zbliżonej do obiektywów fotograficznych. Teoretycznie można budować lupy o nieco większym powiększeniu, ale zostały one wyparte przez mikroskop.

3.3. Aparaty fotograficzne

Zasadniczym elementem optycznym kamery fotograficznej jest jej obiektyw, który składa się na ogół z wielu soczewek. Jest to spowodowane dążeniem do uzyskania obrazu z tak małymi błędami odwzorowania, aby obraz ten był wolny od zniekształceń i mógł być wielokrotnie powiększany. Wewnątrz obiektywu mieści się zazwyczaj regulowana przysłona aperturowa, tzw. diafragma irysowa. Iloraz $\Phi_{zwe}/f' = 1/M$ nazywa się otworem względnym. Φ_{zwe} jest tu średnicą źrenicy wejściowej, M – liczbą otworu. Jeżeli obiektyw ma zmienną ogniskową, to otwór względny zależy oczywiście od wartości ogniskowej.

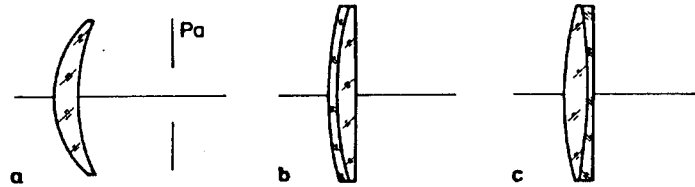
Obiektywy fotograficzne

Obiektywy fotograficzne bardzo trudno usystematyzować. Ich rozwój toczył się wieloma nurtami, a i przeznaczenie było bardzo różne. Inna jest konstrukcja obiektywów portretowych, fotograficznych uniwersalnych, obiektywów używanych przez fotoreporterów, biologów (teleobiektywy i obiektywy do fotografowania w powiększeniu), astronomów, kartografów (obiektywy fotogrametryczne), a jeszcze inną klasę stanowią obiektywy szerokokątne. Podany niżej opis nie jest zatem ani opisem ich historycznego rozwoju, ani systematyką według ich właściwości. Jest to krótki i niepełny szkic przeznaczony dla niespecjalistów.

Meniski dodatnie i dublety klejone

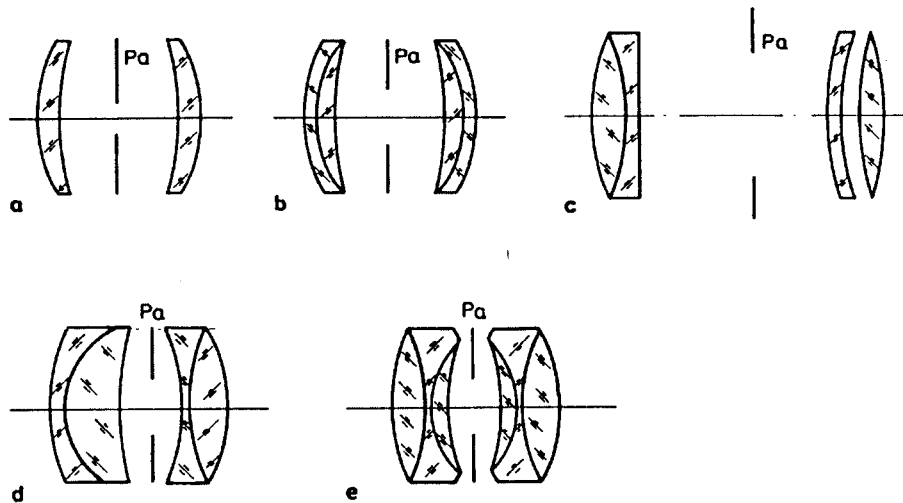
Pojedyncze dodatnie meniski (rys. 3.5a) są używane tylko w prymitywnych aparatach fotograficznych. Aberracje są ograniczane przysłoną aperturową umieszczaną po stronie wklęsłej. Znośny obraz uzyskuje się przy otworze względnym nie więk-

szym niż 1:15. W wersji dwusoczewkowej klejonej, jaką jest np. obiektyw lunetowy Steinheila (rys. 3.5b), uzyskuje się achromatyzację oraz zmniejszenie aberracji sferycznej. Obiektyw lunetowy Steinheila jest obecnie używany bardzo rzadko. Powszechnie natomiast stosuje się obiektyw lunetowy typu Fraunhofera pokazany na rys. 3.5c.



Rys. 3.5. a) Menisk dodatni, b) obiektyw lunetowy Steinheila, c) obiektyw lunetowy Fraunhofera

Obiektywy rodziny Steinheila



Rys. 3.6. Aplanat Steinheila złożony a) z pojedynczych dodatnich menisków oraz b) menisków achromatyzowanych, c) obiektyw Petzwała, d) Protar, e) Dagor

Aplanat Steinheila

Obiektywy Steinheila są symetrycznym układem dwóch niekorygowanych dodatnich menisków (rys. 3.6a) z przysłoną aperturową w środku albo dwóch, ustawionych symetrycznie względem przysłony, achromatyzowanych obiektywów lunetowych Steinheila (rys. 3.6b). Taki układ bywa też nazywany peryskopem (nie

mylić z instrumentem o tej nazwie!). W przypadku menisków niekorygowanych aberracja sferyczna jest tylko trochę lepsza niż w pojedynczym menisku, krzywizna pola i aberracja chromatyczna położenia są natomiast gorsze. Środkowo zlokalizowana przysłona aperturowa w pewnym stopniu redukuje komę, krzywiznę pola i aberrację chromatyczną powiększenia. Aplanat Steinheila złożony z dubletów achromatyzowanych ma zredukowaną aberrację chromatyczną, ale pozostałe aberracje ograniczają jego otwór względny do 1:8. Podwójny kąt połowy obiektywu $2w = 45^\circ$. Aplanat Steinheila był stosowany w popularnych aparatach fotograficznych średniej klasy.

Obiektyw Petzwała

Obiektyw Petzwała w pierwotnej postaci był symetrycznym układem dwóch dubletów wywodzących się z obiektywu lunetowego Fraunhofera. Na rysunku 3.6c przedstawiono wersję, w której jeden z dubletów nie jest sklejony, co daje konstruktorowi dodatkowe parametry (krzywizny sąsiednich powierzchni i odstęp między nimi), które może użyć do korekcji aberracji; podwójny kąt połowy $2w = 25^\circ$, otwór względny 1:3,4. Obiektyw Petzwała powstał w 1840 r. i był pierwszym obiektywem wyliczonym w oparciu o teorię odwzorowania optycznego. Początkowo używano go jako obiektywu portretowego, a po udoskonaleniu, zwłaszcza powiększeniu otworu względnego do 1:1,6, do projekcji filmowej. Poważnym ograniczeniem była krzywizna pola ograniczająca kąt połowy do kilkunastu stopni.

Anastygmaty Protar i Dagor

Dalszy rozwój aplanatu Steinheila, przy zastosowaniu bogatszego asortymentu szkła optycznych, doprowadził do konstrukcji symetrycznych lub prawie symetrycznych układów z małym astygmatyzmem, krzywizną pola, małą dystorsją i zredukowaną aberracją chromatyczną. Obiektywy te były wzorem kilku wariantów obiektywów używanych w pracowniach fotograficznych przez wiele dziesięcioleci ubiegłego wieku. Ich otwór względny nie był duży (około 1:5,6), ale cechowała je duża ostrość odwzorowania nawet dla znacznych kątów połowych. Na rysunku 3.6 pokazano dwa przykłady obiektywów tej grupy: d) Protar oraz e) Dagor.

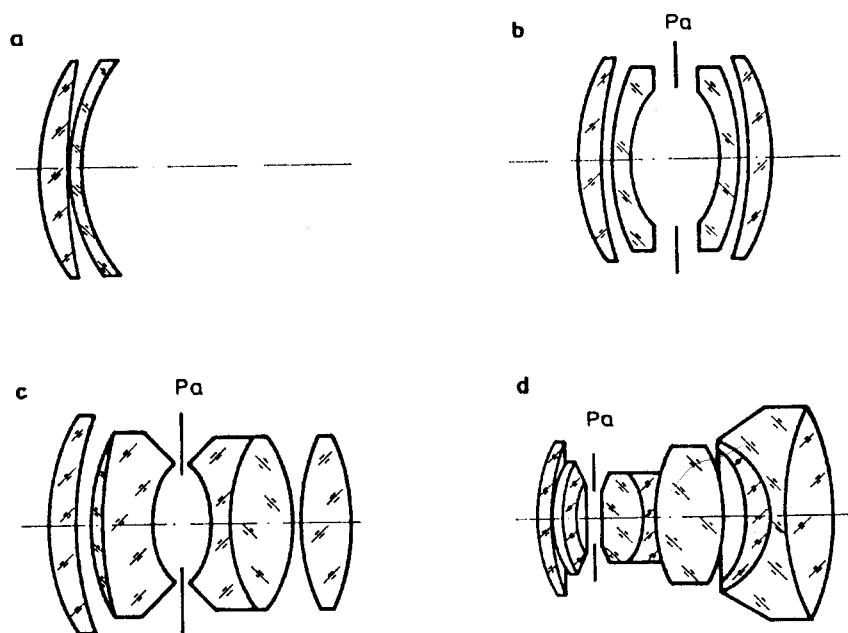
Obiektywy rodziny Gaussa

Protoplastą tej rodziny obiektywów jest dwumeniskowy obiektyw Gaussa (rys. 3.7a).

Aristogmat

Obiektywem Aristogmat (rys. 3.7b), będącym symetrycznym układem dwóch obiektywów lunetowych Gaussa, P. Rudolf na przełomie XIX i XX w. zapoczątkował

nową, udaną serię obiektywów fotograficznych i kinematograficznych o dobrej korekcji i dużym otworze względnym (nawet do 1:0,6).



Rys. 3.7. a) Obiektyw lunetowy Gaussa. b) Aristogmat, c) Biotar, d) Aviotar

Biotar

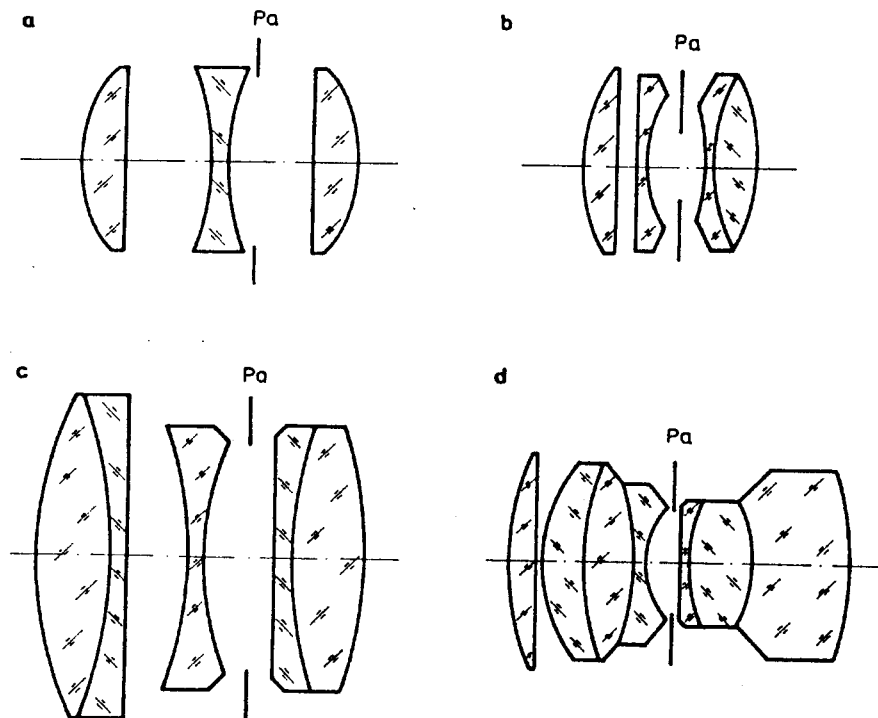
Udaną wersją rozwojową Aristogmatu jest do tej pory używany obiektyw Biotar cechujący się dobrą korekcją i dużym otworem względnym, nawet do 1:0,6. Biotar pokazany na rys. 3.7c jest tylko przykładem wielu jego odmian. Różnią się one głównie tym, że soczewki klejone bywają projektowane jako samodzielne lub też jedna soczewka bywa zastąpiona dwiema soczewkami. Duża ilość powierzchni powodowałaby znaczne straty strumienia światła, więc są one powlekane warstwami przeciwo-blaskowymi.

Aviotar

Aviotar Bertelego (rys. 3.7d) jest przykładem licznej rodziny obiektywów zaprojektowanych do celów pomiarowych, a zwłaszcza dla kartografii lotniczej. Jako obiektyw pomiarowy ma szczególnie starannie skorygowaną dystorsję.

Obiektywy rodziny trypletu Cooka

Jakkolwiek w literaturze tryplety noszą nazwę trypletów Cooka, pierwszy z nich został zaprojektowany przez Taylora w 1884 r.



Rys. 3.8. a) Tryplet Cooka, a) Tessar, c) Heliar, d) Sonnar

Tryplet Cooka

Obiektyw ten bywa też nazywany anastygmatem Cooka. Jest to najprostszy obiektyw, w którym można skorygować wszystkie aberracje trzeciego rzędu. Obiektyw w wersji podanej na rys. 3.8a bywa do tej pory używany w różnego rodzaju projektorach. Jego otwór względny wynosi około 1:3, podwójny kąt połowy $2\omega = 60^\circ$. Tryplet Cooka w pierwotnej postaci lub w jej bardziej udoskonalonych wersjach jest prawdopodobnie najbardziej rozpowszechnionym w świecie obiektywem fotograficznym i projekcyjnym.

Tessar, Heliar, Sonnar

Pierwsza wersja Tessara (rys. 3.8b) została zaprojektowana przez Hartinga i Rudolpha już w 1902 r. i miała otwór względny 1:6,8. Dalsze wersje utworzone przez zwielokrotnienie soczewek oraz wzbogacenie rodzajów szkieł optycznych miały coraz lepszą korekcję i jasność (Heliar (rys. 3.8c) 1:2,8, Sonnar (rys. 3.8d) 1:1,5).

Obiektywy szerokokątne

Fotograficzne obiektywy szerokokątne mają ogniskową znacznie mniejszą od przekątnej przysłony obrazowej. Zostały opracowane na potrzeby fotogrametrii i meteorologii. Bardzo popularne szerokokątne „judasze” stosowane w drzwiach nie są obiektywami, bo nie tworzą obrazu samodzielnie, lecz dopiero w połączeniu z okiem. Są to najczęściej odwrócone lunetki.

Hypergon

Pierwszy obiektyw szerokokątny złożony z dwóch menisków zaprojektowany przez Hoegha (rys. 3.9a) jest prototypem wielu obiektywów szerokokątnych. Cechuje go niestety mały otwór względny (1:22), ma jednak duże pole widzenia $2w = 140^\circ$.

Topogon, Russar

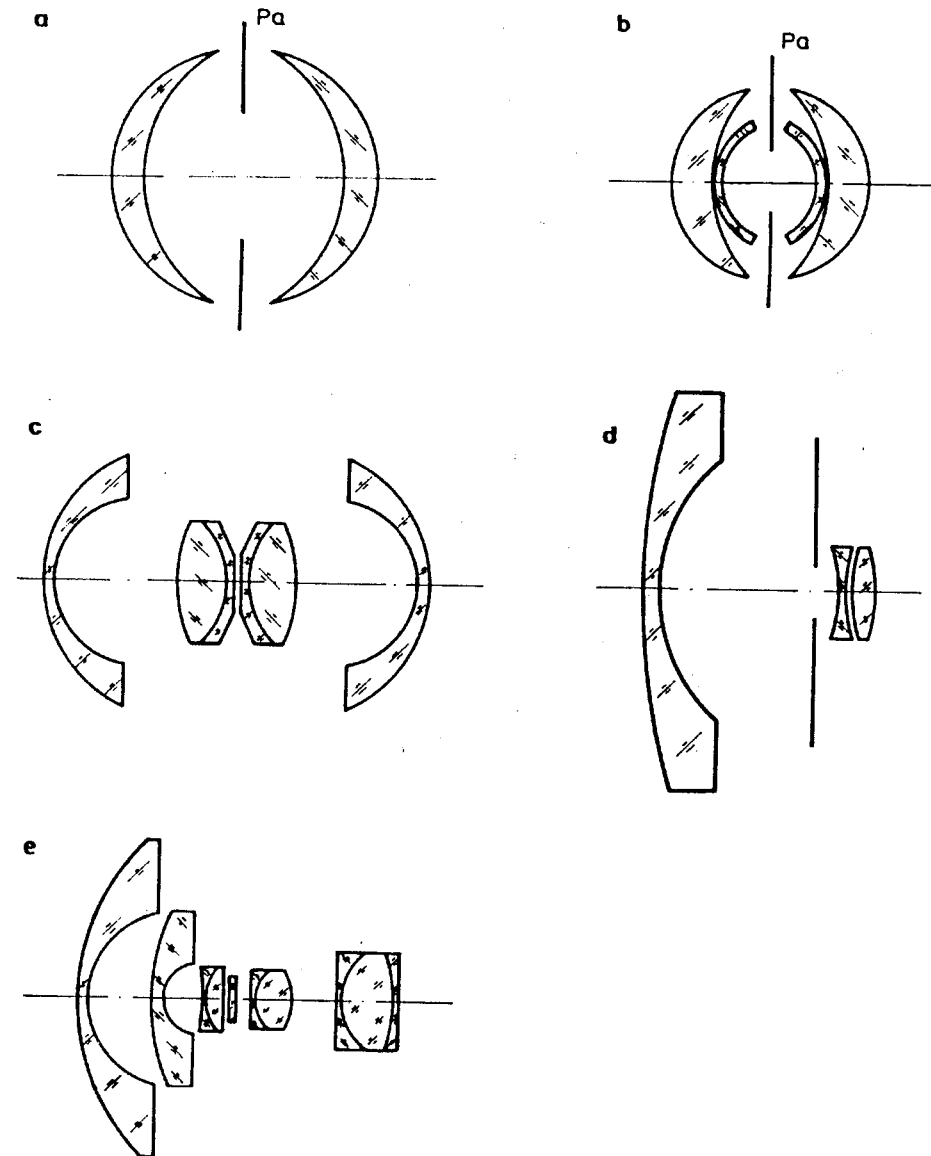
Oba te obiektywy (Topogon – rys. 3.9b, Russar – rys. 3.9c), mające również symetryczną budowę, są znacznie jaśniejsze (1:6,3), a ich pole widzenia wynosi około $2w = 100^\circ$.

Rybie oko

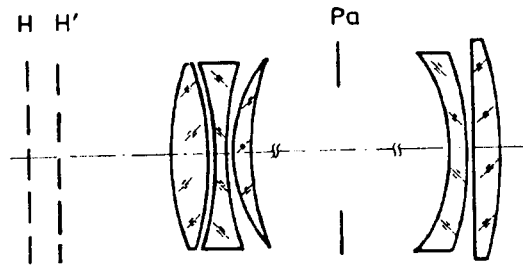
Obiektywy o podwójnym kącie połowym $2w > 140^\circ$ i wyraźnie zaznaczoną dystorsją beczkową nazywa się rybim okiem. Przykładem rybiego oka ($2w = 180^\circ$) jest obiektyw Hilla (rys. 3.9d), który ze względu na mały otwór względny (1:22) i dystorsję poza meteorologią nie odegrał większej roli. Współczesne obiektywy typu „rybie oko” (rys. 3.9e) mają pole widzenia $2w \approx 200^\circ$.

Teleobiektyw

W teleobiektywach (rys. 3.10) wyróżnia się dwa zespoły: skupiający od strony przedmiotowej oraz rozpraszający. Taka konstrukcja powoduje, że płaszczyzny główne obiektywu mieszczą się przed obiektywem. Można paradoksalnie powiedzieć, że promienie świetlne załamują się zanim dotrą do pierwszej soczewki obiektywu. W efekcie teleobiektywy mają mniejszą długość niż inne obiektywy o tej samej ogniskowej, co jest bardzo pożądane w przypadku obiektywów długoogniskowych.



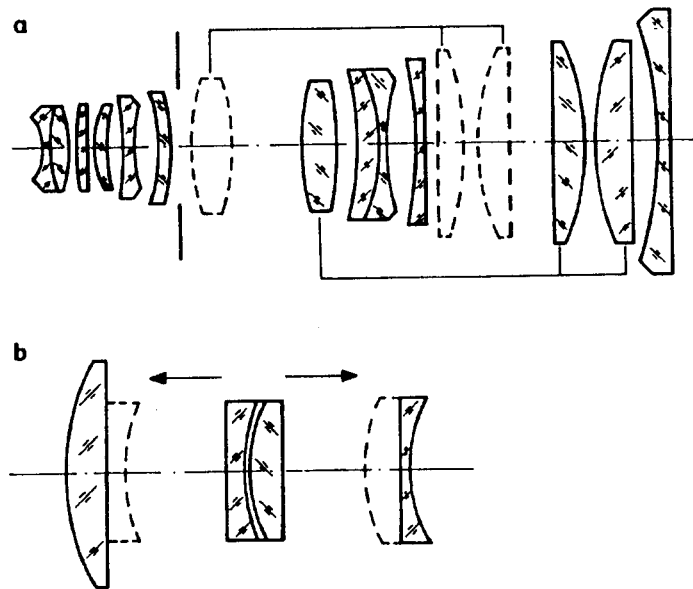
Rys. 3.9. Przykłady obiektywów szerokokątnych: a) Hypergon, b) Topogon, c) Russar, d) obiektyw Hilla, e) rybie oko



Rys. 3.10. Przykład teleobiektywu

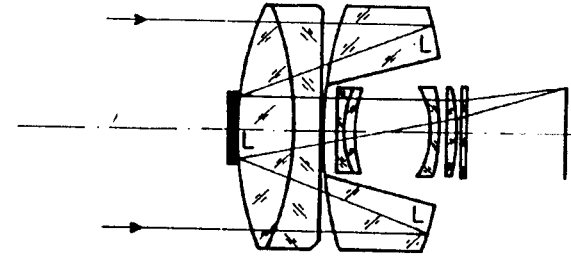
Zoom

Od kilkudziesięciu lat stosuje się obiektywy o zmiennej ogniskowej (synonimy: zoom, transfokator). Zmianę ogniskowej uzyskuje się przez przesuw jednego zespołu związanych ze sobą soczewek (rys. 3.11a – obiektyw Rubin) lub większej liczby zespołów (np. rys. 3.11b), a przesuw ten nie może spowodować zmiany położenia płaszczyzny obrazowej. Umożliwia to bardzo efektowne ciągle powiększanie obrazu, tzw. „najazd”, często stosowany w filmie i telewizji.



Rys. 3.11. Obiektywy o zmiennej ogniskowej:
a) z jednym zespołem przesuwnym, b) z dwoma zespołami przesuwnymi

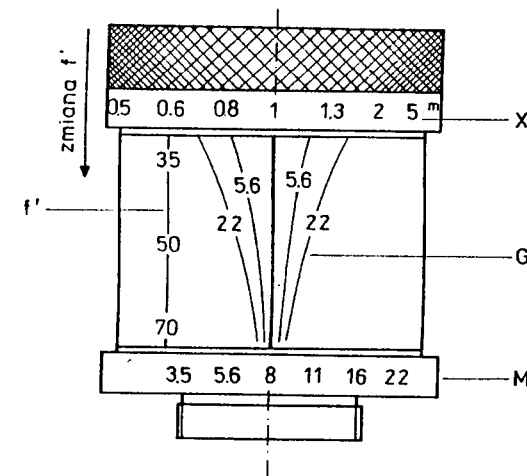
Powyższy szkic, nawet jeżeli ogranicza się tylko do obiektywów fotograficznych, nie jest pełny. Pominięto tutaj obiektywy zwierciadlane i zwierciadlano-soczewkowe. Na rysunku 3.12 przedstawiono przypadkowo wybrany przykład obiektywu zwierciadlano-soczewkowego Vivitar z otworem względnym 1:8.



Rys. 3.12. Obiektyw zwierciadlano-soczewkowy Vivitar

Obudowa obiektywu

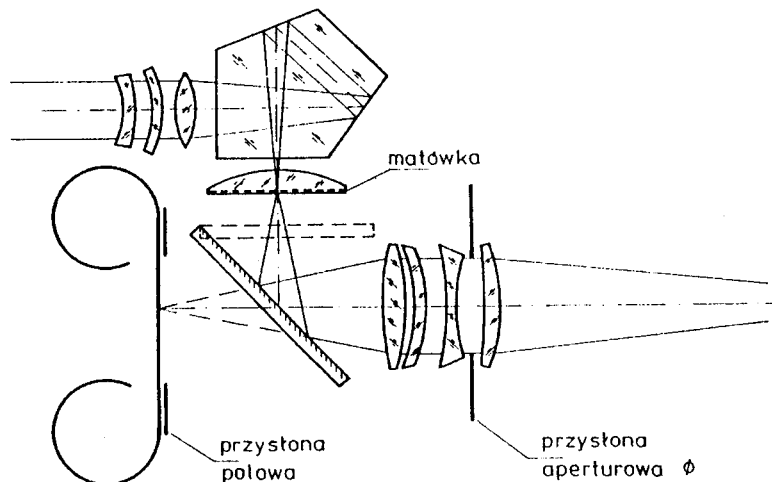
Ogniskowa oraz największa wartość otworu względnego obiektywu (w postaci ilorazu 1:M) są wygrawerowane na jego obudowie. Na rysunku 3.13 pokazano schematycznie obudowę obiektywu ZOOM Beroflex 1:3,5–4,8, $f' = 35-80$ mm. Odległość



Rys. 3.13. Przykład opisu obudowy obiektywu fotograficznego Beroflex o zmiennej ogniskowej. Otwór względny 1:3,5–4,8, $f' = 35-80$ mm, X – pierścień nastawiania odległości (ostrości), M – pierścień nastawiania liczb otworowych, G – krzywe określające głębię ostrości, f' – podziałka zmiany ogniskowej obiektywu

przedmiotową nastawia się pierścieniem ze skalą X . Ogniskową obiektywu zmienia się w tym obiektywie, przesuując pierścień X w kierunku pierścienia ze skalą liczb otworowych M . Skala f' wartości odległości ogniskowych obiektywu mieści się więc między pierścieniami X i M . Ze skalą M jest sprzężona skala głębi ostrości G , gdyż ona m.in. zależy właśnie od średnicy źrenicy wyjściowej.

Głębina ostrości zależy ponadto od wartości ogniskowej f' obiektywu. Linie odpowiadające na skali głębi ostrości różnym wartościom M pozwalają odczytać na skali odległości X zakres, który jest ostro odwzorowany na błonie filmowej. Można np. odczytać, że przy ogniskowej $f' = 35$ mm i liczbie otworu $M = 5,6$ ostro są odwzorowane przedmioty leżące w odległości od 0,8 m do 1,2 m od obiektywu.



Rys. 3.14. Schemat kamery fotograficznej (lustrzanka jednoobiektywowa)

Wyposażenie mechaniczne i elektroniczne aparatu fotograficznego

Kamera fotograficzna może mieć bardzo różne rozwiązania mechaniczne i bardzo różne wyposażenie elektroniczne ułatwiające fotografowanie. Pokazana na rys. 3.14 lustrzanka jednoobiektywowa wyróżnia się zwierciadłem kierującym światło na matówkę lub raster wizjera. W momencie robienia zdjęcia zwierciadło podnosi się, umożliwiając naświetlenie błony filmowej. Przystona połowa jest umieszczona tuż przed materiałem światłoczułym.

Zdolność rozdzielczą aparatu fotograficznego określa się na ogół największą ilością linii na milimetrze, które w obrazie widać jako rozdzielone. Jest ona opisana w rozdziale 1.5.

Aparaty fotograficzne cechuje duża różnorodność. Są więc aparaty miniaturowe, aparaty z obiektywami o stałej wartości ogniskowej f' od około 20 do kilkuset milimetrów i z zoomami o bardzo różnorodnym zakresie zmiany ogniskowej. Aparaty fotograficzne mają bardzo bogate wyposażenie elektroniczne, które w droższych wersjach daje się wyłączyć, umożliwiając nastawianie ręczne.

Niektóre mechanizmy funkcyjne aparatów fotograficznych

Nastawianie ostrości

Aparaty fotograficzne są wyposażone w wizjer składający się z okularu (lupy) i płytki ogniskowej. Płytką ogniskową jest w takiej samej odległości od płaszczyzny głównej obrazowej obiektywu jak materiał światłoczuły. Wizjer w połączeniu z obiektywem działa jak układ lunetowy. Na powierzchni płytki ogniskowej umieszcza się różnego rodzaju rastry lub matówki. Obracając pierścieniem X (rys. 3.13), przemieszcza się obiektyw aparatu fotograficznego, a więc i położenie obrazu względem płytki ogniskowej. Jeżeli obraz nie pokrywa się z rastrem, jego ostrość raptownie spada. Bywają też aparaty wyposażone w miniaturowe dalmierze koincydencyjne. Wyrównanie obrazu w obu połówkach pola widzenia dalmierza uzyskuje się za pomocą obrotu pierścienia odległości X i ma to miejsce wtedy, gdy na powierzchni światłoczułej tworzy się ostry obraz.

Autofokus

Układ elektroniczny służący do automatycznego nastawiania ostrości. Najczęściej jest to układ miniaturowych receptorów (płytką CCD), który wspomagany odpowiednim procesorem sprawdza kontrast odwzorowania. W przypadku braku optymalnego kontrastu układ elektroniczny wysyła impulsy do mechanizmu sterującego położeniem obiektywu.

Czas naświetlania i średnica przysłony aperturowej

Obie te funkcje są ze sobą związane. Czasy naświetlania są różne i mieszczą się w przedziale od tysięcznych części sekundy do niewielu sekund. Aparaty bywają wyposażone w jeszcze dwie funkcje służące do naświetlania przez dłuższy czas. Tryb B – migawka jest otwarta tak długo, jak długo jest naciśnięty jej spust. Tryb T – pierwsze naciśnięcie spustu otwiera migawkę, drugie ją zamyka. Do czasu naświetlania trzeba odpowiednio dobrać średnicę przysłony aperturowej (pierścień M na rys. 3.13) tak, aby energia światła wprowadzona do aparatu była odpowiednia do prawidłowego naświetlenia materiału światłoczułego. Częściej dobiera się najpierw wartość liczby otworowej, bo od niej zależy rozdzielczość otrzymanej fotografii i głębina ostrości, a potem dopiero czas naświetlania. W większości współczesnych aparatów obie te funkcje spełnia automatyka sterowana natężeniem światła, nie zawsze po naszej myśli. Stąd częsta potrzeba wyłączenia automatyki.

Samowyzwalacz

Urządzenie opóźniające czas otwarcia migawki od momentu naciśnięcia jej spustu. Pozwala to fotografującemu samemu się fotografować. Aparat oczywiście musi być wtedy w jakiś sposób zamocowany.

Lampa błyskowa

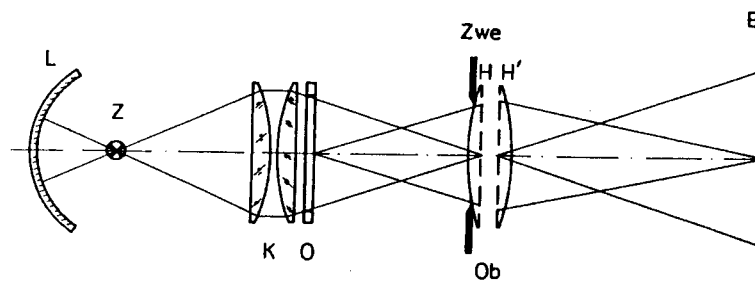
Lampy błyskowe małej i średniej mocy bywają mocowane bezpośrednio w aparatach fotograficznych. Lampy dużej mocy mają znaczne wymiary i są stosowane oddzielnie. Lampy bywają używane w dwóch sytuacjach: gdy chcemy wyrównać światłocienność, np. przy fotografowaniu pod słońce, oraz gdy zmusza nas do tego słabe oświetlenie zewnętrzne. W tym drugim przypadku występuje problem czerwonych oczu. Gdy fotografuje się człowieka o zmroku, kiedy jego źrenice oczne są rozszerzone, aparat fotografuje dno oka – stąd czerwień. Do łagodzenia tego efektu lampa emituje dwa błyski: pierwszy, wstępny, służący do zmniejszenia średnicy źrenic fotografowanych oczu i drugi do fotografowania.

3.4. Projektory

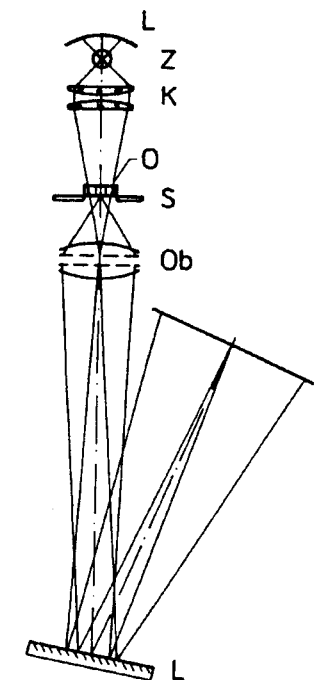
Projektory stanowią dosyć liczną grupę przyrządów optycznych służących do odwzorowania przedmiotów na ekranie. Należą do nich projektory kinowe do wyświetlania filmów, rzutniki przeźroczy, powiększalniki, projektory warsztatowe, projektory folii (overhead) używane na wykładach, projektory komputerowe do projekcji obrazów komputerowych na ekran i wreszcie projektory multimedialne spełniające kilka tych funkcji naraz. Do tej grupy przyrządów należały też nie używane obecnie episkopy, służące do pokazywania na ekranie obrazów w świetle odbitym. Wymagały one bardzo silnego oświetlacza przy dosyć nitym efekcie. Obecnie stosuje się do tego celu raczej kamerę telewizyjną, połączoną z monitorem lub rzutnikiem multimedialnym. Niżej podano opisy dwóch rzutników, ilustrujące zasadę ich działania.

Rzutnik przeźroczy

Rzutnik przeźroczy, nazywany dawniej diaskopem, służy do pokazywania powiększonych obrazów przeźroczy na ekranie. Źródłem światła jest żarówka halogenowa Z umieszczona w środku sferycznego zwierciadła L (rys. 3.15). Kondensator K tworzy obraz źródła światła w płaszczyźnie źrenicy wejściowej Zwe obiektywu projekcyjnego Ob i „po drodze” oświetla ramkę z przeźroczem O umieszczoną tuż przy kondensorze. Obiektyw tworzy obraz przeźrocza na ekranie E .



Rys. 3.15. Schemat ideowy rzutnika przeźroczy. L – zwierciadło sferyczne, Z – źródło światła, K – kondensator, O – ramka z przeźroczem, Zwe – źrenica wejściowa, Ob – obiektyw, E – ekran



Rys. 3.16. Projektor warsztatowy

Na podobnej zasadzie działa powiększalnik fotograficzny. Powiększalniki zostały już w dużym stopniu zastąpione automatami do robienia odbitek, ale są nadal używane w pracowniach naukowych i przez artystów fotografików do prac nietypowych. Schemat powiększalnika jest bardzo podobny do schematu rzutnika przeźroczy, z tym

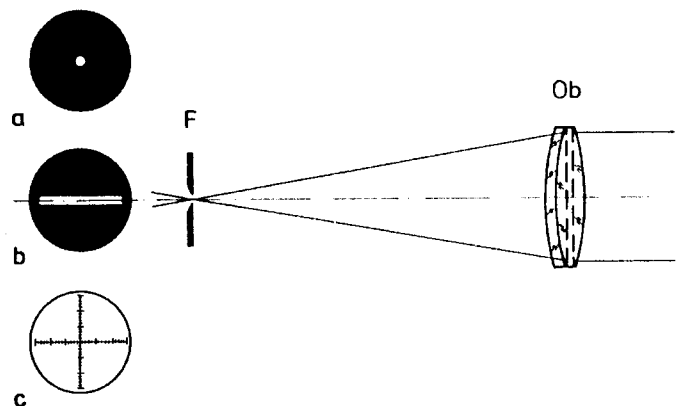
że należałoby go narysować w pozycji pionowej z oświetlaczem u góry. W miejsce przezroczca O umieszcza się negatyw, a zamiast ekranu jest stolik, na którym naświetla się pozytywy. W powiększalnikach stosuje się obiektywy powiększalnikowe z filtrami korygującymi barwę odbitki.

Projektor warsztatowy

Projektor warsztatowy (rys. 3.16) służy do pokazywania na szybie matowej E powiększonych obrazów drobnych, skomplikowanych części mechanicznych O umieszczonych na stoliku przedmiotowym S . Powiększenie w przedziale 10^x-100^x otrzymuje się za pomocą kilku obiektywów Ob umieszczonych pod stolikiem przedmiotowym w uchwycie rewolwerowym. Projektor warsztatowy może spełniać dwie funkcje. Umieszczając kalkę na matówce E , można wykonać rysunek przedmiotu w odpowiednim powiększeniu, lub umieszczając na matówce szablon przedmiotu, możemy sprawdzić poprawność jego wykonania.

3.5. Kolimatory

Kolimatory służą do wytwarzania „równoległych” wiązek światła. Znajdują zastosowanie w wielu układach optycznych, jak np. przyrządach spektralnych i przyrządach do pomiaru ogniskowej i położenia płaszczyzn głównych obiektywów. Dalej będą przytoczone inne przykłady ich zastosowania.



Rys. 3.17. Schemat kolimatora

Kolimator ma prostą budowę (rys. 3.17). Składa się z achromatycznego, rzadziej apochromatycznego obiektywu lunetowego Ob , w którego płaszczyźnie ogniskowej

od strony flintu (menisku) mieści się mały otworek wykonany w nieprzezroczystym materiale (rys. 3.17a), szczelina (rys. 3.17b) lub płytka szklana z krzyżem i skalą (rys. 3.17c). Należy tu sprostować powszechne przekonanie spotykane wśród nieprofesjonalistów, że z kolimatora (i z odległych przedmiotów, np. słońca) do obserwatora dochodzi równoległa wiązka światła. Wzajemnie równoległe są tylko promienie wychodzące z jednego punktu szczeliny lub płytki ogniskowej. Promienie wychodzące z różnych punktów płytki ogniskowej nie są wzajemnie równoległe. Z tego powodu używa się szczelin, aby przynajmniej w jednym kierunku mieć zachowaną równoległość. Szczelina ma tę przewagę nad otworkiem, że może mieć regulowaną szerokość.

4. Mikroskopy

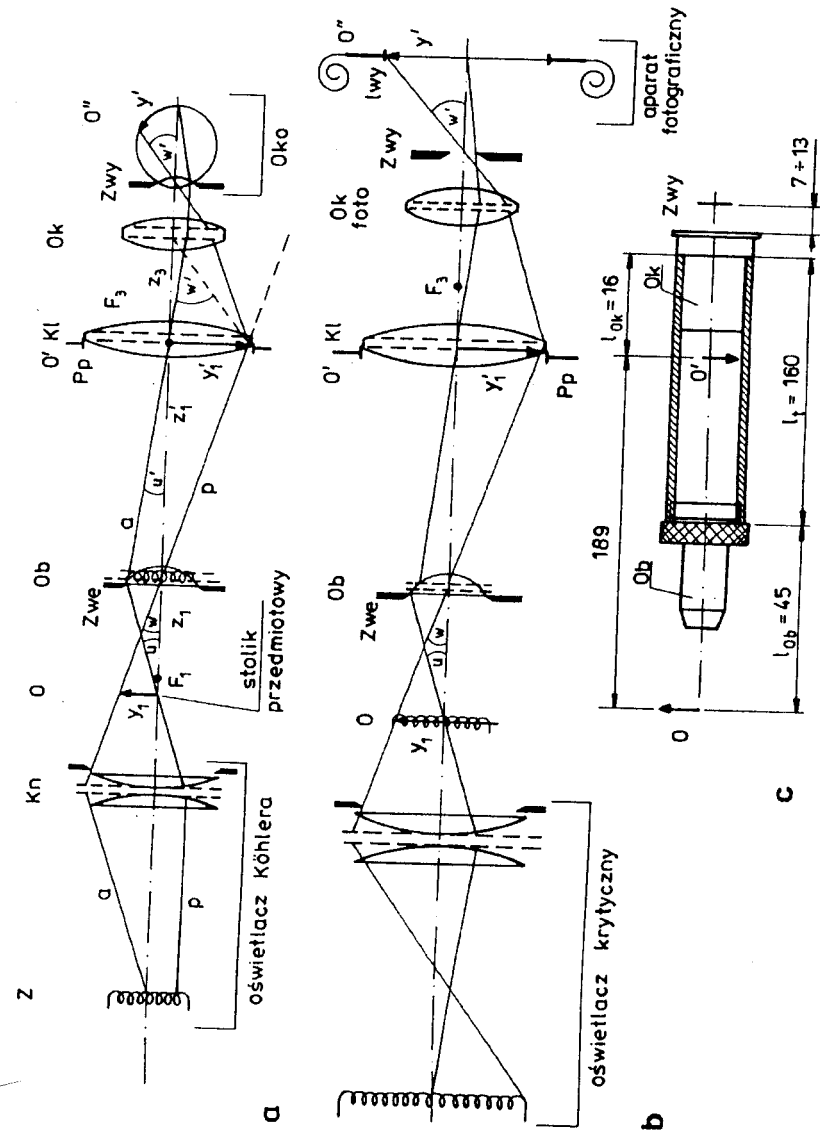
4.1. Wiadomości ogólne

Pierwszy mikroskop opisał przed Towarzystwem Królewskim w Londynie Antoni van Leeuwenhoek w 1674 r. Jego mikroskop powiększający 300 razy pozwalał mu wykryć m.in. czerwone ciała krwi, drożdże, tkanki roślinne i zwierzęce i niektóre bakterie. Podstawy teoretyczne mikroskopii opracował w 1872 r. Ernst Abbe. Mikroskopy stanowią dużą rodzinę przyrządów o różnej konstrukcji mechanicznej i optycznej, uwarunkowanej ich przeznaczeniem. Są więc mikroskopy: biologiczne – przeznaczone głównie do obserwacji preparatów biologicznych, metalograficzne do obserwacji szlifów metali i niektórych innych materiałów, mineralogiczne z bogatym wyposażeniem polaryzacyjnym do obserwacji szlifów skał i kryształów, mikroskopy interferencyjne, operacyjne, służące do zabiegów chirurgicznych, warsztatowe do pomiarów części maszyn, narzędziowe do obserwacji procesu obróbki, odczytowe do skał przyrządowych oraz szkolne, z podstawowym wyposażeniem do celów dydaktycznych.

Zasada działania wszystkich mikroskopów jest jednakowa: tworzą powiększone wizualnie lub poprzecznie obrazy bliskich przedmiotów. Ich działanie wyjaśnia rysunek 4.1. Każdy mikroskop składa się więc z tubusa zawierającego obiektyw *Ob*, okular *Ok* i ewentualnie kolektyw *Kl*, z oświetlacza składającego się ze źródła światła *Z* i kondensora *Kn*, często stolika przedmiotowego i wreszcie z receptora, którym może być oko (rys. 4.1a), kamera fotograficzna (rys. 4.1b), kamera telewizyjna, kamera filmowa lub płytka CCD. Wiązkę wychodzącą można oczywiście rozdzielić zwierciadłem półprzepuszczalnym lub kostką światłdzielącą i zastosować równocześnie więcej receptorów, np. kamerę fotograficzną z podglądem wizualnym (por. rys. 2.20).

Bieg promieni w mikroskopie

Na schematach mikroskopów (rys. 4.1), ze względów dydaktycznych, poczyniono uproszczenia odbiegające od stanu faktycznego. Przysłona aperturowa w rzeczywistości mieści się za obiektywem, na ogół w pobliżu jego ogniska obrazowego, a zatem żrenica wejściowa *Zwe* nie mieści się na obiektywie. Drugie uproszczenie dotyczy



Rys. 4.1. a) Bieg promieni w mikroskopie wizualnym z oświetlaczem Köhlera, b) bieg promieni w mikroskopie projekcyjnym z oświetlaczem krytycznym, c) gabaryty obowiązujące w konstrukcji mikroskopów: l_{ob} – długość obiektywu *Ob*, l_{ok} – długość okularu *Ok*, *O* – przedmiot, *O'* – obraz

położenia przysłona polowej Pp . Na schemacie umieszczono ją na kolektywie, ale w rzeczywistości mieści się ona między kolektywem a okularzem Ok . Gdyby płaszczyzna obrazu pośredniego (przysłona polowa) pokrywała się z kolektywem, wtedy obserwator razem z obrazem widziałby zanieczyszczenia i drobne skazy, jakie mogłyby się pojawić na jego powierzchniach.

Również elementy optyczne widoczne na schemacie (rys. 4.1) są narysowane symbolicznie. Przykłady ich prawdziwej postaci podano niżej w omówieniu zespołów mikroskopu.

Istnieją dwa podstawowe typy oświetlaczy mikroskopowych: oświetlacz Köhlera (zastosowany w 1893 r.) oraz oświetlacz krytyczny. W oświetlaczu Köhlera (rys. 4.1a) źródło światła Z jest odwzorowane w źrenicy wejściowej obiektywu mikroskopu. Zapewnia to jednorodne oświetlenie przedmiotu. W oświetlaczu krytycznym (rys. 4.1b) źródło światła Z jest odwzorowane na przedmiocie. W mikroskopach najczęściej używa się oświetlacza Köhlera.

Schemat optyczny mikroskopu pokazany na rysunku 4.1a przedstawia mikroskop z oświetlaczem Köhlera przeznaczony do obserwacji wizualnej.

Oświetlacz Köhlera

Skrajny promień aperturowy a oświetlacza, wychodzący z osiowego punktu źródła światła Z , przechodzi przez środek źrenicy wejściowej Zwe obiektywu mikroskopu, gdzie tworzy się obraz źródła światła. Promień ten wyznacza w płaszczyźnie przedmiotowej maksymalną wysokość y_1 przedmiotu O , która będzie jednorodnie oświetlona. Inny promień (polowy p) oświetlacza wychodzący z pewnego pozaosiowego punktu źródła Z i przechodzący przez osiowy punkt przedmiotu i krawędź źrenicy wejściowej wyznacza wielkość obrazu źródła światła mieszczącą się w źrenicy.

Układ odwzorujący w mikroskopie wizualnym

Rozpatrując bieg promieni począwszy od przedmiotu O widać, że promień, który w oświetlaczu Köhlera był promieniem polowym staje się promieniem aperturowym, a promień aperturowy – polowym. Promień aperturowy wychodzący z osiowego punktu przedmiotu O pod kątem aperturowym u i przechodzący przez krawędź źrenicy wejściowej Zwe zmierza pod kątem u' do punktu z'_1 przecięcia z osią. Tam powstaje obraz pośredni O' , którego wielkość y'_1 wyznacza promień polowy wychodzący z wierzchołka y_1 przedmiotu, przechodzący przez środek źrenicy wejściowej. Wielkość obrazu ogranicza przysłona polowa Pp . Nachylenie tego promienia (kąt polowy) wynosi w . Jeżeli kąt polowy jest zbyt duży, promień polowy nie wejdzie do okularu Ok . Tak duże pole widzenia można jednak zachować, jeżeli w płaszczyźnie obrazowej umieści się soczewkę, zwaną kolektywem Kl , która tak skieruje promień polowy, aby przeciął oś optyczną w odległości 7–13 mm za powierzchnią oprawy okularu. Tam powstaje źrenica wyjściowa Zwy mikroskopu. Podczas obserwacji powinna ona pokrywać się ze źrenicą wejściową oka obserwatora. Promień polowy wchodzący do oka pod kątem polowym w' ogranicza wielkość y' obrazu O'' na siatkówce oka. Kolektyw Kl nie ma wpły-

wu na bieg promienia aperturowego. Ognisko przedmiotowe F_3 okularu leży w płaszczyźnie obrazowej. Promień aperturowy po przejściu przez obraz pada na okular, wychodzi z niego równoległe do osi optycznej i zostaje skierowany przez soczewki oka do osiowego punktu siatkówki.

Oświetlacz krytyczny

W oświetlaczu krytycznym (rys. 4.1b) promień aperturowy, wychodzący z osiowego punktu źródła światła, po przejściu przez kondensator, przecina oś optyczną w płaszczyźnie przedmiotowej mikroskopu i tam, na przedmiocie O , tworzy się obraz źródła światła. Promień ten biegnie dalej przez mikroskop, w opisany wyżej sposób, również jako promień aperturowy. Promień polowy wyznacza wielkość obrazu źródła światła odwzorowanego na przedmiocie i biegnie przez układ również jako promień polowy. Źródłem światła w oświetlaczu krytycznym często nie jest włókno żarówki, ale szkło mleczne lub drobnoziarnista szybka szklana będąca częścią układu oświetlającego (albo lampy mikroskopowej).

Mikroskop projekcyjny

Bieg promieni od przedmiotu O do obrazu pośredniego O' jest taki, jak w mikroskopie wizualnym. Mikroskop projekcyjny tworzy obraz np. na ekranie, błonie filmowej, płycie CCD lub lampie analizującej kamwidu. Promień aperturowy wychodzący z okularu nie może być równoległy do osi optycznej, ale powinien ją przecinać tam, gdzie ma powstać obraz (rys. 4.1b). W tym celu okular powinien być bardziej odsunięty od obrazu pośredniego y'_1 . Okulary fotograficzne mają tak skonstruowaną obudowę, by – po włożeniu go do tubusa – obraz tworzył się na receptorze. Powiększenie mikroskopu projekcyjnego jest powiększeniem poprzecznym.

Gabaryty

Niektóre wymiary w typowych mikroskopach są znormalizowane. Nie są to wartości obowiązujące we wszystkich krajach. Podane na rys. 4.1c obowiązują w Polsce i większości krajów lub wytwórni produkujących mikroskopy.

Tubus

Tubus jest pojęciem historycznym. Współczesne mikroskopy na ogół nie mają tubusa w postaci tulei, do której z jednej strony wkręca się obiektyw, a z drugiej strony wsuwa okular. Długością l_t tubusa nazywa się obecnie długość drogi optycznej, jaką przebywa promień biegnący po osi optycznej od płaszczyzny oporowej gwintu obiektywu do płaszczyzny oporowej okularu. Wynosi ona 160 mm.

Długość obiektywu

Długością l_{ob} obiektywu nazywa się odległość od przedmiotu do płaszczyzny oporowej gwintu obiektywu i wynosi ona na ogół 45 mm. Znormalizowanie tej odległości jest potrzebne, aby przy wymianie obiektywów, umieszczonych np. w uchwycie rewolwerowym, nie trzeba było na nowo ustawiać ostrości obrazu.

Długość okularu

Długością l_{ok} okularu nazywa się odległość od obrazu pośredniego do płaszczyzny oporowej okularu i wynosi ona na ogół 16 mm. Znormalizowanie tej odległości jest potrzebne, aby przy wymianie okularów nie trzeba było na nowo ustawiać ostrości obrazu.

Położenie źrenicy wyjściowej

Źrenica wyjściowa Z_{wy} mikroskopu powinna mieścić się nie bliżej niż 7 mm za powierzchnią obudowy okularu, bo w przeciwnym przypadku rzęsy przeszkadzają w obserwacji. Jeżeli natomiast jest dalej od okularu niż 13 mm, trudno jest utrzymać głowę tak, by źrenica wyjściowa nie przesuwała się poprzecznie poza źrenicę oka.

Jasne i ciemne pole widzenia

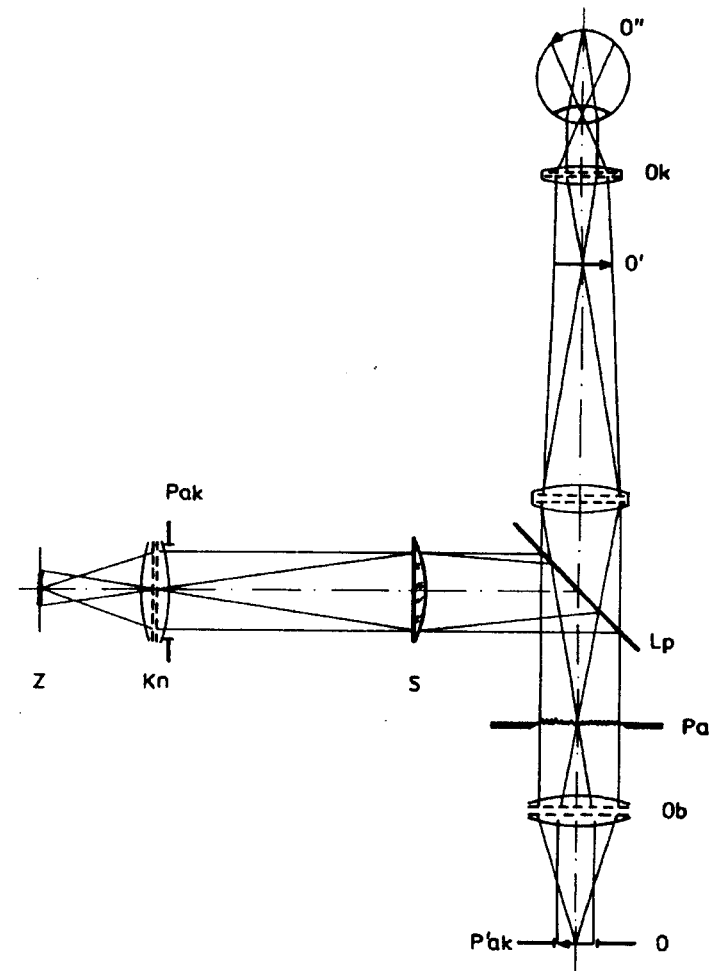
Oświetlacz może współpracować z mikroskopem na cztery sposoby:

1. *Obserwacja w jasnym polu widzenia w świetle przechodzącym.* Światło przechodzi przez przezroczysty przedmiot O (rys. 4.1), a potem trafia do obiektywu mikroskopu.
2. *Obserwacja w jasnym polu w świetle odbitym.* Półprzepuszczalne zwierciadło Lp (rys. 4.2) kieruje światło z oświetlacza do wnętrza tubusa mikroskopu tak, że nieprzezroczysty przedmiot O jest oświetlony od strony obiektywu Ob . Źródło światła Z jest odwzorowane w przysłonie aperturowej Pa obiektywu (promienie aperturowe wychodzące ze źródła światła Z po przejściu przez kondensator Kn i soczewkę S skupiają się w płaszczyźnie Pa , a więc tworzą tam obraz źródła światła). Przedmiot O pokrywa się z obrazem $P'ak$ przysłony aperturowej Pak kondensatora Kn (promienie wychodzące z płaszczyzny Kn po przejściu przez soczewkę S i obiektyw Ob skupiają się w płaszczyźnie przedmiotowej). Jak widać, oświetlacz pokazany na rys. 4.2 jest oświetlaczem Köhlera.

3. *Obserwacja w ciemnym polu w świetle przechodzącym.* Światło padające na przezroczysty przedmiot jest tak skierowane, aby po przejściu przez niego nie trafiło do obiektywu mikroskopu. Na przykładzie pokazanym na rys. 4.3, spośród wielu możliwych, wykorzystano do tego celu kondensator kardoidalny K . Inny kondensator Kn wspomagany soczewką S tworzy obraz źródła światła Z na pierścieniowej przysłonie kondensatora kardoidalnego K . Cylindryczna wiązka światła przepuszczonego przez pierścieniową przysłonę pada na kardoidę, a po odbiciu od niej jest kierowana cylindrycznym zwierciadłem na przedmiot O pod tak dużym kątem do osi optycznej obiektywu Ob mikroskopu, aby do niego nie wchodziła. Z tego powodu jednorodny przedmiot obserwowany przez mikroskop jest ciemny. Jeżeli jednak w polu widzenia znajdują się elementy rozpraszające światło, np. rysy, drobne kryształki albo pęcherzyki gazu w wodzie lub szkle, to widać je na ciemnym tle. Również w tym przykładzie mamy do czynienia z oświetlaczem Köhlera.

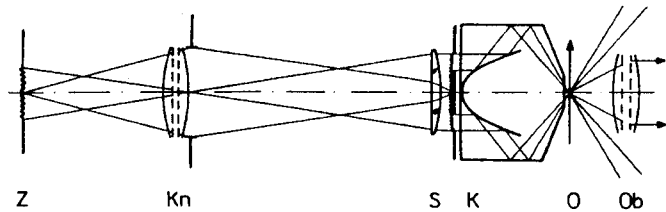
4. *Obserwacja w ciemnym polu w świetle odbitym.* Do osiągnięcia zamierzonego celu wykorzystano tutaj zwierciadło paraboloidalne P (rys. 4.4). Na rysunku przedstawiono jedynie bieg promieni aperturowych. Równoległa wiązka światła wychodząca z oświetlacza (Z , Kn) zostaje wprowadzona za pomocą owalnego pierścieniowego zwierciadła Lp do tubusa mikroskopu i jako wiązka równoległa o przekroju cylindrycz-

nym pada na paraboloidalne zwierciadło P , po czym zostaje skupiona w jego ognisku leżącym na przedmiocie O . Jeżeli powierzchnia przedmiotu jest gładka, światło odbite wraca do zwierciadła paraboloidalnego i nie trafia do obiektywu Ob mikroskopu. Jeżeli jednak na powierzchni przedmiotu są elementy rozpraszające światło, np. rysy, to światło rozproszone wchodzi do obiektywu i przez mikroskop widać je na ciemnym tle. Oświetlacz pokazany w tym przykładzie jest oświetlaczem krytycznym.

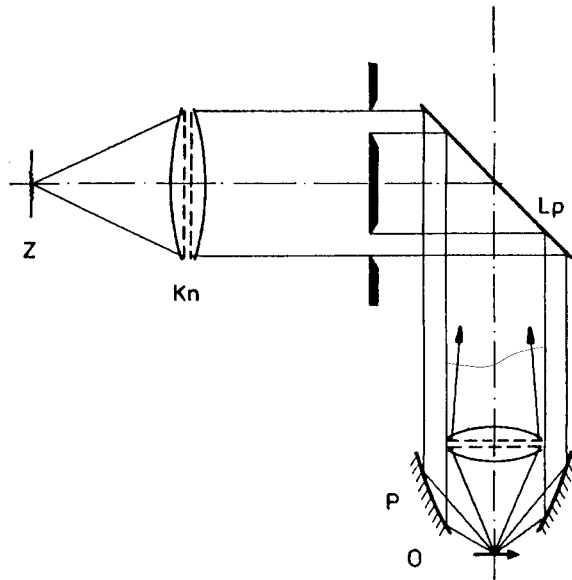


Rys. 4.2. Przykład działania oświetlacza Köhlera w mikroskopie do obserwacji w jasnym polu widzenia w świetle odbitym

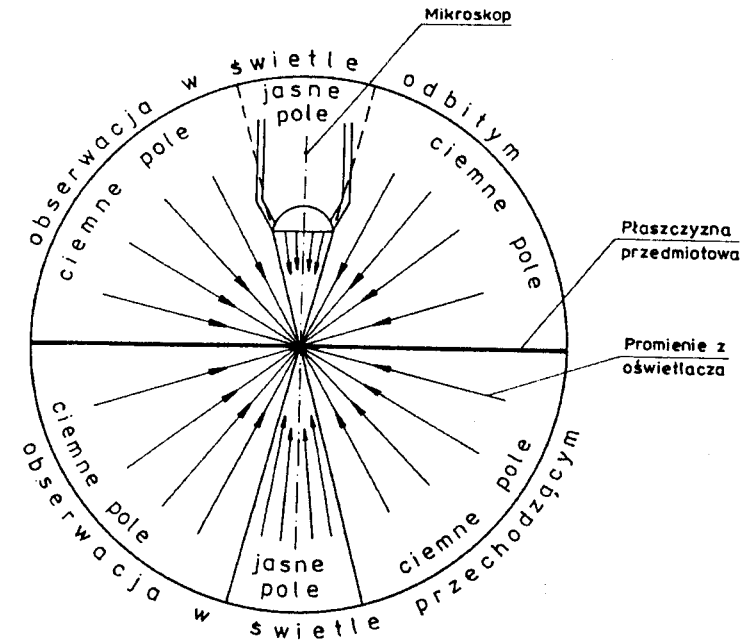
Wszystkie wymienione sposoby współpracy oświetlacza z mikroskopem przedstawiono syntetycznie na rys. 4.5. Pokazano na nim mikroskop, jego płaszczyznę przedmiotową, i wszystkie możliwe kierunki padania promieni z oświetlacza na płaszczyznę przedmiotową. Gdy promienie z oświetlacza padają na płaszczyznę przedmiotową od strony obiektywu tak, że po odbiciu nie trafiają do obiektywu mikroskopu, pole widzenia jest ciemne. Jeżeli promienie odbite trafiają do obiektywu, pole widzenia jest jasne. Gdy promienie z oświetlacza przechodzą na płaszczyznę przedmiotową tak, że nie trafiają do obiektywu mikroskopu, to pole widzenia jest ciemne. Jeżeli promienie przechodzące przez obiekt trafiają do obiektywu, to pole widzenia jest jasne.



Rys. 4.3. Przykład działania oświetlacza Köhlera w mikroskopie do obserwacji w ciemnym polu widzenia w świetle przechodzącym



Rys. 4.4. Przykład działania oświetlacza krytycznego w mikroskopie do obserwacji w ciemnym polu widzenia w świetle odbitym



Rys. 4.5. Schematyczne przedstawienie możliwych sposobów współpracy oświetlacza z mikroskopem

Powiększenie wizualne mikroskopu

Promień aperturowy wychodzi z osiowego punktu przedmiotu O o wysokości y_1 (rys. 4.1a) i po przejściu przez obiektyw przecina oś optyczną mikroskopu w ognisku przedmiotowym F_3 okularu, czyli w odległości $z_3 = f_3$ od płaszczyzny głównej przedmiotowej okularu. Tam powstaje obraz O' o wysokości y_1' , który można zobaczyć po wyjęciu z tubusa okularu. Kąt połowy, pod jakim oko widzi ten obraz przez okular wynosi w' .

Gdyby przedmiot był obserwowany bez mikroskopu, wtedy tangens kąta widzenia wynosiłby $\text{tg } w = y_1/d$; d – odległość dobrego widzenia. Tangens kąta widzenia przez mikroskop wynosi $\text{tg } w' = y_1'/z_3$. Stąd powiększenie wizualne mikroskopu

$$\Gamma = \frac{\text{tg } w'}{\text{tg } w} = \frac{dy_1'}{z_3 y_1} = \frac{dz_1'}{z_3 z_1}. \quad (4.1)$$

Mikroskopy silnie powiększają, a stąd wniosek, że przedmiot leży blisko ogniska przedmiotowego F obiektywu. Można z małym błędem przyjąć, że $z_1 \approx f_1 = -f_1'$.

Ponadto mikroskopy są na ogół tak budowane, aby odległość obrazowa z'_1 była w przybliżeniu równa długości jego tubusa: $z'_1 \approx l_1$. Odległość z_3 jest oczywiście równa ogniskowej przedmiotowej okularu $z_3 = f_3 = -f'_3$. Powiększenie mikroskopu można więc wyrazić przybliżonym wzorem:

$$\Gamma = \frac{dz'_1}{f'_1 f'_3} \approx \frac{dl_1}{f'_1 f'_3} = \frac{-250 \text{ mm} \cdot 160 \text{ mm}}{f'_1 f'_3} = \frac{-4 \cdot 10^4 \text{ mm}^2}{f'_1 f'_3}. \quad (4.2)$$

Minus we wzorze oznacza, że obraz jest odwrócony.

Powiększenie wizualne mikroskopu można też wyrazić jako iloczyn powiększenia poprzecznego $\beta_{Ob} = l_1/f_1$ obiektywu i wizualnego okularu $\Gamma_{Ok} = 250 \text{ mm}/f'_3$.

$$\Gamma = \Gamma_{Ok} \beta_{Ob}. \quad (4.3)$$

Ma to tę zaletę, że na oprawkach obiektywów są wygrawerowane bezwzględne wartości ich powiększenia poprzecznego β , a na oprawkach okularów ich powiększenia wizualne Γ_{Ok} .

Zdolność rozdzielcza mikroskopu

Przez zdolność rozdzielczą mikroskopu rozumie się najmniejszą, wzajemną odległość l czarnych linii o grubości l rozdzielanych przez oko w sensie Rayleigha. W rozdziale 1.5 stwierdzono, że dla obiektywu pracującego w świetle monochromatycznym wyraża się ona wzorem

$$l = \frac{0,61\lambda}{n \sin u}, \quad (4.4)$$

gdzie n oznacza współczynnik załamania przestrzeni przedmiotowej, u – przedmiotowy kąt aperturowy, a λ – długość fali światła. Iloczyn $A = n \sin u$ nazywa się aperturą numeryczną obiektywu mikroskopowego, a jego wartość jest wygrawerowana na obudowie obiektywu. Można go stosować do mikroskopu, ale tylko pod warunkiem, że apertury numeryczne obiektywu i kondensora są sobie równe. Jeżeli apertury nie są sobie równe, to stosuje się zależność

$$l = \frac{1,22\lambda}{A_{Ob} + A_{Kn}}, \quad (4.5)$$

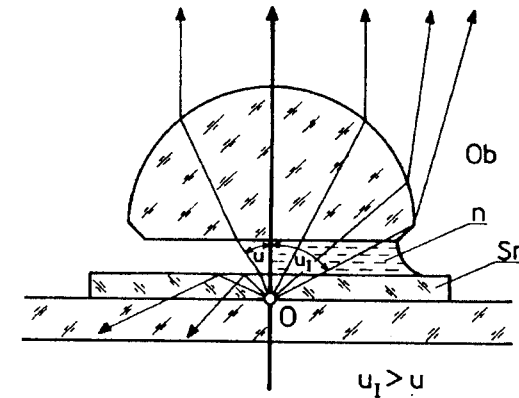
gdzie:

A_{Ob} – apertura numeryczna obiektywu,

A_{Kn} – apertura numeryczna kondensora.

Zależności (4.4) i (4.5) są słuszne wtedy, gdy przedmiot jest oświetlony niekoherentną wiązką światła. W praktyce lepszy kontrast odwzorowania uzyskuje się wtedy, gdy A_{Kn} jest nieco mniejsza od A_{Ob} . Zwiększając aperturę numeryczną obiektywu,

zwiększa się zdolność rozdzielczą mikroskopu. Aby powiększyć aperturę numeryczną obiektywu, należy powiększyć współczynnik załamania n przestrzeni między przedmiotem a obiektywem. W tym celu na preparat (obiekt) nanosi się kroplę cieczy immersyjnej, o stosunkowo dużym współczynniku załamania n , i w niej zanurza się czoło obiektywu Ob (rys. 4.6). Obiektyw musi być oczywiście odpowiednio obliczony, a na jego obudowie jest widoczny napis, do jakiej immersji jest przystosowany. Ciecz immersyjna umieszczona między przedmiotem a obiektywem likwiduje całkowite odbicie wewnętrzne na zewnętrznej powierzchni szkiełka nakrywkowego S_n (rys. 4.6), co powoduje zwiększenie efektywnego kąta aperturowego obiektywu; $u_1 > u$.



Rys. 4.6. Ciecz immersyjna o współczynniku załamania n wypełniająca przestrzeń między szkiełkiem nakrywkowym S_n przykrywającym przedmiot O a obiektywem Ob likwiduje całkowite odbicie wewnętrzne na zewnętrznej powierzchni szkiełka, zwiększając efektywny kąt aperturowy [3]

Ze wzoru (4.5) wynika, że zdolność rozdzielczą mikroskopu można również powiększyć, skracając długość fali λ . Niektóre wytwornie dodają nawet do wyposażenia niebieski filtr, ale w odniesieniu do mikroskopów wizualnych jest to metoda mało skuteczna. Skracając długość fali świetlnej, zmniejsza się skuteczność wizualną oka. Dużo większym krokiem jest stosowanie mikroskopów elektronowych, gdzie długość fali de Broglie'a może być mniejsza niż 0,001 nm. Współczesne mikroskopy elektronowe mogą powiększać ok. 750 000 razy z rozdzielczością liniową lepszą niż 1 nm.

Głębina ostrości mikroskopu

Głębkość ostrości omawiano już w rozdziale 1.3, rozpatrując ją czysto geometrycznie. W tworzeniu obrazów w mikroskopach odgrywa ważną rolę dyfrakcja światła, a więc i ona wpływa na strukturę obrazu, a zatem i na głębokość ostrości. Oprócz omawianej już geometrycznej głębokości ostrości $\Delta_g = \Delta_p + \Delta_r$, w mikroskopach występuje jesz-

cze tzw. dyfrakcyjna głębia ostrości. Ponadto, w przyrządach wizualnych, gdzie obraz obserwuje się okiem, dochodzi jeszcze akomodacyjna głębia ostrości. Oko, jeżeli ma zdolność akomodowania, automatycznie ustawia się na ostre widzenie obrazu.

Według Berek [13] geometryczna głębia ostrości mikroskopu wynosi

$$\Delta_g = \frac{340n}{A\Gamma} \mu\text{m}, \quad (4.6)$$

a dyfrakcyjna głębia ostrości

$$\Delta_d = \frac{0,5\lambda n}{A^2} \mu\text{m}, \quad (4.7)$$

gdzie:

n – współczynnik załamania immersji (gdy nie ma immersji, $n = 1$),

A – apertura numeryczna obiektywu mikroskopu,

Γ – powiększenie wizualne mikroskopu, λ – długość fali świetlnej.

Akomodacyjna głębia ostrości wynosi

$$\Delta_a = \frac{nd^2}{\Gamma^2} \left(\frac{1}{z'_1} - \frac{1}{z'_2} \right), \quad (4.8)$$

gdzie:

d – odległość dobrego widzenia,

z'_1 i z'_2 – odpowiednio najmniejsza odległość z'_1 i największa odległość z'_2 , na którą może akomodować się oko obserwatora.

Ostatecznie więc głębia ostrości mikroskopu jest sumą tych trzech elementów składowych:

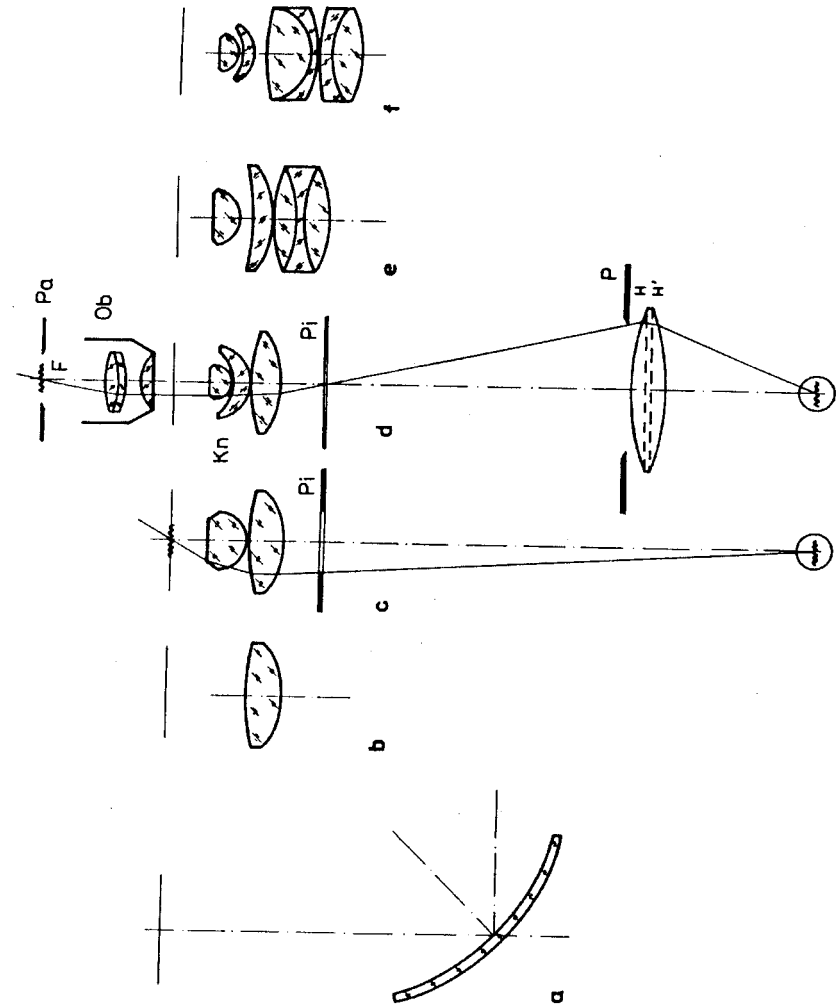
$$\Delta = \left[\frac{340n}{A \cdot \Gamma} \mu\text{m} + \frac{0,5\lambda n}{A^2} \mu\text{m} + \frac{n(250 \text{ mm})^2}{\Gamma^2} \left(\frac{1}{z'_1} - \frac{1}{z'_2} \right) \right]. \quad (4.9)$$

W mikroskopach projekcyjnych uwzględnia się dwa pierwsze człony tego wyrażenia, a w mikroskopach wizualnych wszystkie trzy.

Przykłady zespołów optycznych mikroskopów

Kondensory

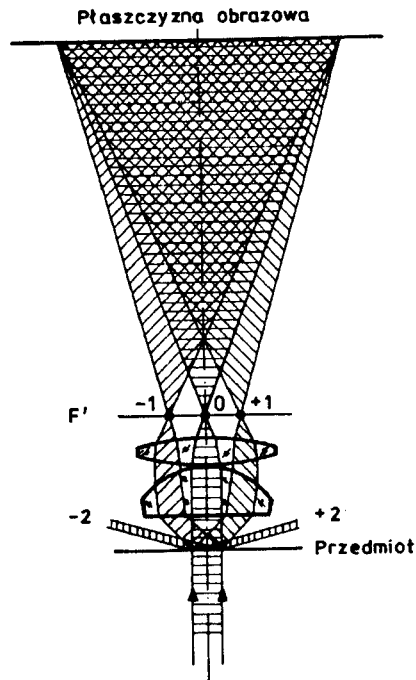
Jest wiele typów kondensorów. Niektóre z nich, jak np. paraboloidalne oraz kardoidalne zostały już pobieżnie omówione. Najprostszym sposobem oświetlania przedmiotu w świetle przechodzącym jest zwierciadło płaskie lub wklęsłe (rys. 4.7a), kierujące na preparat światło z zewnętrznego źródła. Taki sposób oświetlania można jeszcze spotkać w mikroskopach, zwłaszcza starych, o bardzo prostej konstrukcji i niewielkich powiększeniach. Wielkość i położenie obrazu źródła światła tworzonego przez zwierciadło, a także kąt aperturowy takiego układu oświetlającego nie są



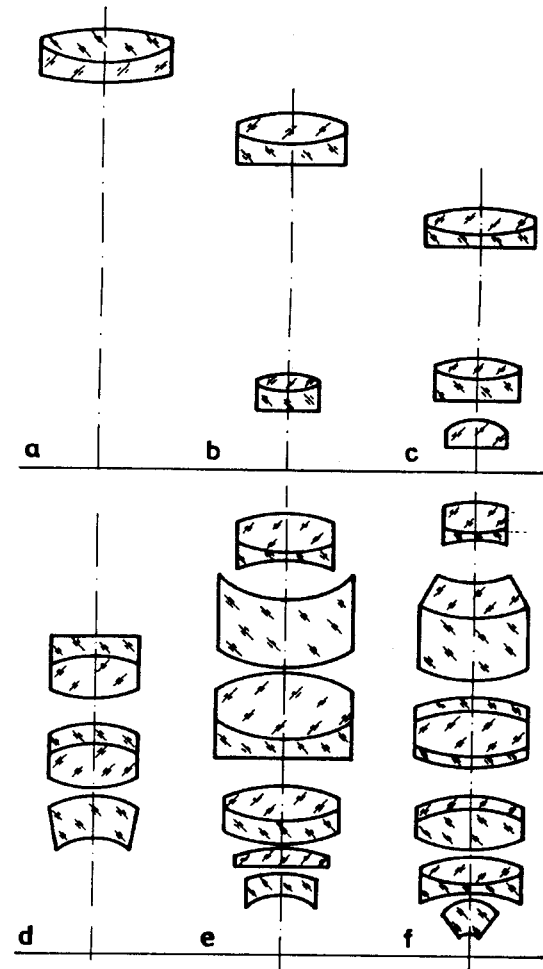
Rys. 4.7. Przykłady kondensorów mikroskopowych: a) zwierciadło wklęsłe zastępujące kondensor, b) kondensator niekorygowany o aperturze numerycznej $A \leq 0,6$, c) $A = 1,2$, d) $A = 1,3$, e) aplanatyczny achromat $A = 1$, f) aplanatyczny achromat $A = 1,4$ (przykłady b–f zaczerpnięte z [2])

zdefiniowane, więc obraz w mikroskopie jest często niejednorodnie oświetlony i zasnuty światłem różproszonym. Lepszym wyjściem jest użycie zwierciadła płaskiego i kondensora soczewkowego.

Współczesne mikroskopy są na ogół wyposażone we własne źródła światła i kondensory soczewkowe. Na rysunku 4.7b–f przedstawiono kilka przykładów kondensorów mikroskopowych do obserwacji w świetle przechodzącym i jasnym polu widzenia. Kondensory bywają na ogół wyposażone w przysłonę irysową Pi regulującą rozwartość strumienia światła w przypadku oświetlacza krytycznego (przykład – rys. 4.7c) lub wielkość obrazu źródła światła w przypadku oświetlacza Köhlera (przykład – rys. 4.7d). Diafragma irysowa mieści się w płaszczyźnie ogniska przedmiotowego kondensatora, więc promienie wychodzące z obrazu źródła światła mieszczącego się w diafragmie irysowej wychodzą z kondensora Kn jako wzajemnie równoległe i po przejściu przez obiektyw mikroskopowy zostają skupione w jego ognisku obrazowym F' , a tam, jak już powiedziano, mieści się jego przysłona aperturowa Pa . Przy większych aperturach kondensory koryguje się na aberrację sferyczną i warunek sinusów (kondensory aplanatyczne) oraz aberrację chromatyczną.



Rys. 4.8. Struktura przedmiotu ugina światło podobnie jak siatka dyfrakcyjna. Aby powstał obraz, w odwzorowaniu muszą wziąć udział wiązki nieugięte oraz ugięte przynajmniej pierwszego rzędu.
 F' – płaszczyzna ogniska obrazowego obiektywu

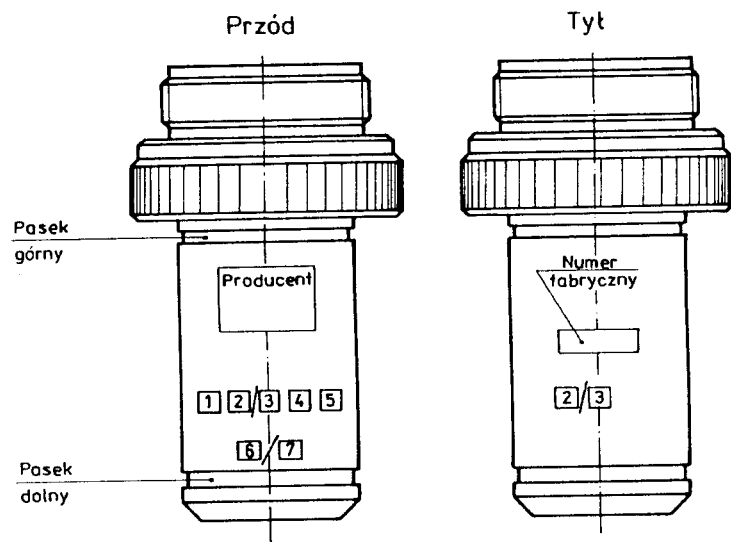


Rys. 4.9. Przykłady obiektywów mikroskopowych: a) achromat $5\times$, $A = 0,15$, b) achromat $10\times$, $A = 0,25$, c) achromat $20\times$, $A = 0,4$, d) planachromat $9\times$, $A = 0,2$, e) planachromat $40\times$, $A = 0,65$, f) planachromat $75\times$, $A = 0,9$ (a, b, c [2], d, e, f [3])

Obiektywy mikroskopowe

W przyrządzie optycznym obraz powstaje wtedy, gdy do obiektywu oprócz wiązki nieugiętej wejdą również wiązki ugięte przynajmniej pierwszego rzędu (rys. 4.8). Oczywiście, jeżeli wejdą również wiązki ugięte wyższych rzędów, jak na rys. 4.20, to w obrazie będą widoczne drobniejsze szczegóły przedmiotu. Zjawisko to dotyczy

każdego odwzorowania. Obiektyw mikroskopowy musi mieć taki kąt aperturowy i taką średnicę soczewek, aby weszły do niego przynajmniej te trzy wiązki emitowane z dowolnego obszaru przedmiotu.



Rys. 4.10. Kodowanie informacji na obudowie obiektywu: 1 – korekcja, 2 – powiększenie, 3 – apertura numeryczna, 4 – symbol immersji, 5 – przeznaczenie, 6 – długość tubusa, 7 – grubość szkiełka nakrywkowego [2]

Obiektywy mikroskopowe prostej konstrukcji mają na ogół skorygowaną aberrację sferyczną i chromatyczną (przykłady na rys. 4.9a–c), ale nie są, niestety, pozbawione krzywizny pola. Obraz pośredni nie powstaje na płaszczyźnie, ale na powierzchni sferycznej. Oglądając taki obraz przez okular, a zwłaszcza fotografując go, nie uzyskujemy ostrego odwzorowania w całym polu widzenia. Ten dotkliwy defekt został usunięty dopiero w obiektywach typu plan–achromat (przykłady na rys. 4.9d–f) obliczonych i skonstruowanych po raz pierwszy przez Boegeholda w 1938 r. Obiektywy te są skomplikowane i drogie. Szkodliwy wpływ krzywizny pola na odwzorowanie w mikroskopie można w prostszy, choć mniej doskonały sposób skorygować, stosując okulary kompensacyjne.

Mikrofotografia barwna wymaga jeszcze lepszej korekcji aberracji chromatycznej. Najlepszą korekcję aberracji chromatycznej mają półapochromaty oraz apochromaty. Buduje się je w pełnym zakresie powiększeń i apertur numerycznych.

Właściwości i przeznaczenie obiektywów mikroskopowych są wygrawerowane na ich obudowie. Sposób kodowania tych informacji przedstawiono na rysunku 4.10, a szczegóły podano w tabelach 1, 2 i 3.

Tabela 1. Rodzaj korekcji

Rodzaj korekcji	Oznaczenie w polu 1	Kolor napisów
Achromat	bez oznaczenia	czarny
Planachromat	Plan	biały
Apochromat	Apo	czerwony
Monochromat	długość fali	czarny
Planapochromat	Planapo	niebieski

Tabela 2. Rodzaj immersji

Immersja	Symbol w polu 4	Kolor paska dolnego
Powietrze	Bez oznaczenia	
Woda	Wl	białolity
olejek	Ol	czarny

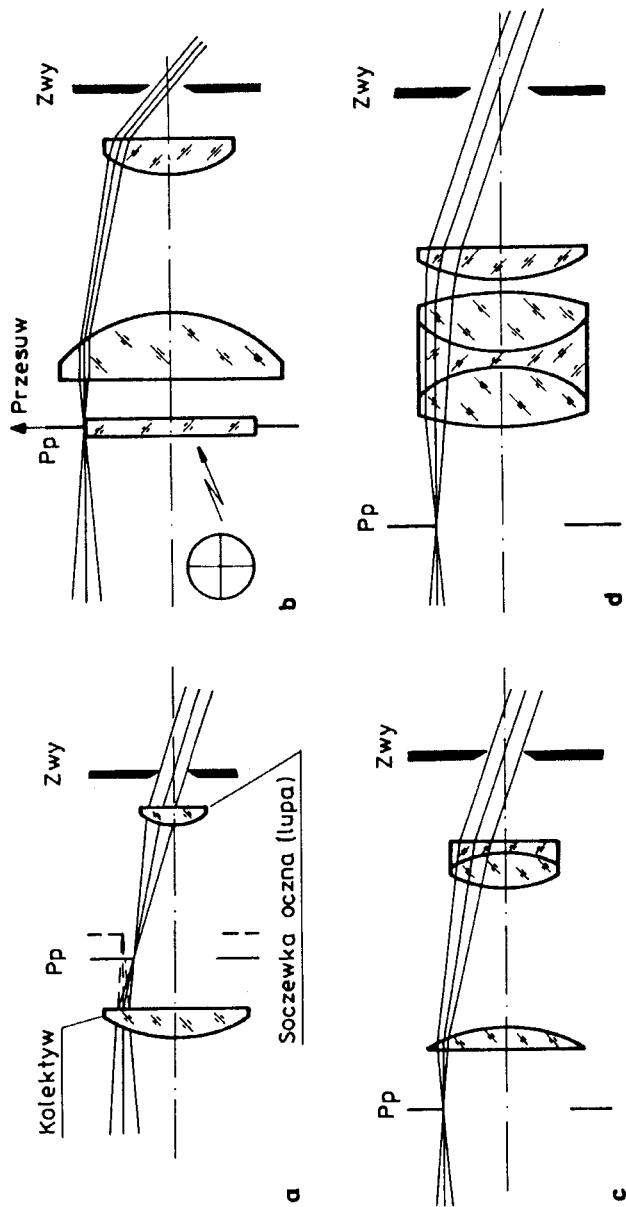
Tabela 3. Przeznaczenie obiektywu

Przeznaczenie	Symbol w polu 5	Kolor paska górnego
Kontrast fazowy dodatni	Ph	zielony
Kontrast fazowy dodatni czuły	PhS	szary
Kontrast fazowy ujemny	PhA	zółty
Kontrast fazowy zmienny	PhZ	biały
Kontrast amplitudowy	A	brązowy
Mikroskop polaryzacyjno-interferencyjny	PI	czerwony
Mikroskop polaryzacyjny	Pol	bez paska

Okulary mikroskopowe

Okulary mikroskopowe mają bardzo różne konstrukcje. Tylko nieliczne z nich pokazano na rys. 4.11a–d. Przyczyny tej różnorodności zależą od ich przeznaczenia.

Okular Huygensa (rys. 4.11a) składa się z dwóch części: kolektywu i soczewki ocznej pełniącej funkcję lupy. Jest to więc zespół dwóch elementów optycznych w jednej oprawie. Przysłona polowa Pp , a zatem obserwowany obraz pośredni mikroskopu, znajduje się między kolektywem a soczewką oczną. Obie soczewki razem wzięte tworzą układ rozpraszający (okular ujemny). Powiększenie wizualne okularu Huygensa $\Gamma \leq 15\times$, pole widzenia $2w = 45^\circ$. Okulary Huygensa mają skorygowaną aberrację chromatyczną powiększenia, astygmatyzm i komę. Stosuje się je do obserwacji wizualnej oraz do mikrofotografii.



Rys. 4.11. Przykłady okularów mikroskopowych: a) okular Huygensa, b) okular Ramsdena, c) okular Kellnera, d) okular ortoskopowy

Okular Ramsdena (rys. 4.11b) również składa się z dwóch płasko-wypukłych soczewek, ale umieszczonych w takiej wzajemnej odległości, że płaszczyzna przedmiotowa mieści się przed okularzem. Jest to okular dodatni i można używać go jako lupy. W płaszczyźnie ogniskowej okularu często umieszcza się płytkę ogniskową stałą lub przesuwaną z krzyżem, skalą albo szablonami. Okular z płytką ogniskową przesuwaną śrubą mikrometryczną nazywa się okularzem mikrometrycznym.

Dalszym rozwinięciem okularu Ramsdena jest okular Kellnera (rys. 4.11c). Jego soczewka oczna jest sklejona z dwóch soczewek wykonanych z różnych szkieł, przez co uzyskuje się lepszą achromatyzację i mniejszą dystorsję.

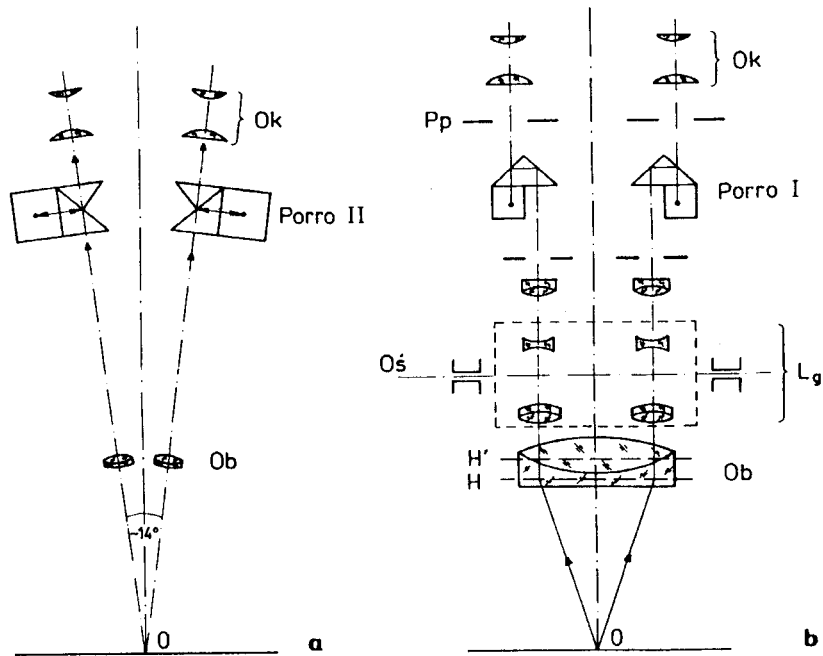
Okulary ortoskopowe (rys. 4.11d) mają większe pole widzenia niż okulary Huygensa przy tych samych powiększeniach. Mają też dobrze skorygowaną aberrację chromatyczną powiększenia, astygmatyzm i dystorsję.

Okulary kompensacyjne mają aberracje, głównie aberrację chromatyczną i krzywiznę pola taką jak obiektyw, z którym współpracują, ale przeciwnego znaku. W niektórych mikroskopach aberracje nie są korygowane oddzielnie w obiektywie i okularze, ale łącznie się kompensują. Każdy z tych elementów mikroskopu oddzielnie nie jest wystarczająco skorygowany. Okulary kompensacyjne można poznać po zabarwieniu obrzeża diafragmy pola widzenia, gdy patrzy się przez nie na światło białe. Okulary kompensacyjne mają budowę przypominającą okular Huygensa, Kellnera lub ortoskopowy.

Współczesne mikroskopy są wyposażone standardowo w nasadki dwuoczne (rys. 2.20a). Obserwacja dwuoczna jest mniej męcząca niż jednooczna. Odpowiednie mechanizmy pozwalają regulować wzajemną odległość obu źrenic wyjściowych mikroskopu. Obserwacja dwuoczna nie oznacza tutaj obserwacji stereoskopowej, ponieważ każde oko widzi ten sam obraz.

4.2. Mikroskop stereoskopowy

Warunkiem widzenia stereoskopowego jest to, aby każde oko obserwowało przedmiot pod innym kątem. Prostsze mikroskopy stereoskopowe (rys. 4.12a) składają się z dwóch mikroskopów ustawionych zbieżnie na obserwowany obiekt pod kątem około 14° . Do odwracania obrazu stosuje się w nich układ pryzmatów Porro drugiego rodzaju lub pryzmaty dachowe Schmidta. W doskonalszych mikroskopach (rys. 4.12b) stosuje się jeden wspólny achromatyzowany obiektyw *Ob* o dużej średnicy. Obiekt mieści się w ognisku tego obiektywu.

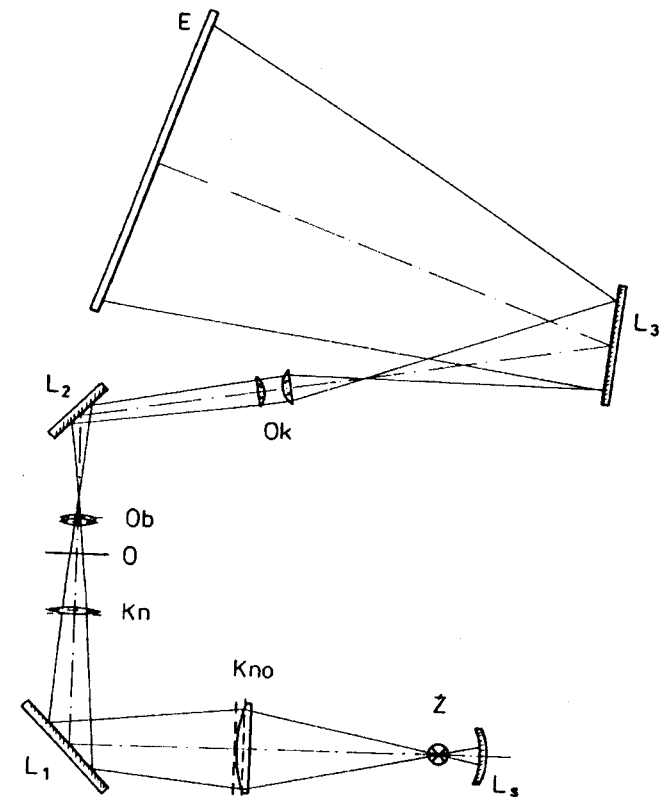


Rys. 4.12. Mikroskop stereoskopowy: a) podwójny, b) jednoobiektywowy (b na podstawie [13])

Nad obiektywem umieszcza się obracalne lunetki Galileusza L_g zwiększające lub zmniejszające wstępnie powiększenie wizualne mikroskopu. Zmianę powiększenia uzyskuje się przez równoczesny obrót lunetek wokół wspólnej osi. W położeniu pośrednim lunetki L_g są wyłączone. Nad tymi lunetkami mieszczą się dwie lunetki Keplera z układami Porro pierwszego rodzaju, pozwalającymi dostosować odległość źrenic wyjściowych mikroskopu do odległości źrenicy oczu obserwatora.

4.3. Mikroskop projekcyjny

Mikroskopy projekcyjne tworzą na ekranie E obraz rzeczywisty. Przy długotrwałej obserwacji jest to wygodniejsze od obserwacji przez okulary pod warunkiem, że obraz jest dostatecznie jasny. Taka projekcja pozwala też na równoczesne oglądanie i komentowanie obrazu przez kilku obserwatorów. Przykładem mikroskopu projekcyjnego jest lanometr przedstawiony na rys. 4.13, służący głównie do pomiaru średnicy włókien. Na schemacie pokazano jedynie bieg promieni połowych.

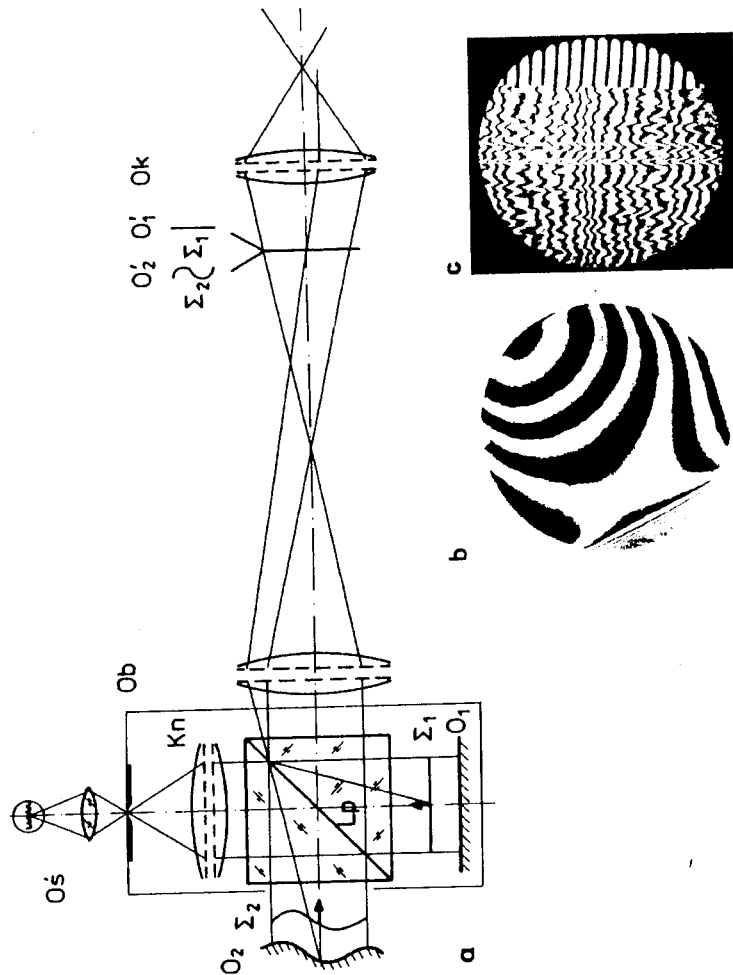


Rys. 4.13. Bieg promieni połowych w lanametrze. Źródło światła Z , zwierciadło sferyczne L_s oraz kondensator oświetlacza Kno tworzą oświetlacz kierujący światło żarówki do kondensora Kn , a ten tworzy obraz źródła światła w źrenicy wejściowej obiektywu mikroskopu Ob . Obiektyw Ob i okular projekcyjny Ok tworzą obraz przedmiotu O na ekranie E . L_1, L_2, L_3 – zwierciadła [2]

4.4. Mikroskop interferencyjny

Niemal każdy typ interferometru znanego w interferometrii klasycznej ma swój odpowiednik w mikroskopii interferencyjnej. Z tych wszystkich omówimy tylko jeden typ mikroskopu interferencyjnego, analogicznego do interferometru Michelsona.

Aby mogła powstać interferencja fal świetlnych, potrzebne są przynajmniej dwie wzajemnie koherentne wiązki światła. Otrzymuje się je przez podział czoła fali, jak np. w doświadczeniu Younga, lub przez podział amplitudy. W mikroskopii stosuje się ten



Rys. 4.14 a) Mikroskop z nasadką interferencyjną. O_s – oświetlacz, K_n – kondensator, L_p – półprzepuszczalna kostka światłodzielnąca, O_1 i Σ_1 – powierzchnia i fala odniesienia, O_2 i Σ_2 – powierzchnia i fala przedmiotowa, O_1, O_2 – obrazy powierzchni O_1 i O_2 utworzone przez fale Σ_1 i Σ_2 , O_k – okular, b) interferogram powierzchni płytki szklanej, c) interferogram celofanu

drugi sposób. Na rysunku 4.14 pokazano nasadkę interferencyjną, którą należy umieścić przed obiektywem mikroskopu. Na szczelinę nasadki mieszczącą się w ognisku kondensora K_n kieruje się światło z oświetlacza O_s . Z kondensora K_n wychodzi zatem fala płaska, która przechodząc przez kostkę światłodzielną dzieli się na dwie fale o podobnych amplitudach (stąd podział amplitudy). Jedna z tych fal, Σ_1 , pada na płaskie zwierciadło O_1 i powraca do mikroskopu jako płaska fala odniesienia. Druga z rozdzielonych fal, Σ_2 , pada na badaną powierzchnię O_2 i wraca zdeformowana do mikroskopu jako fala przedmiotowa. W płaszczyźnie obrazowej obiektywu mikroskopu tworzą się zatem dwa, nakładające się na siebie, obrazy O'_1 i O'_2 utworzone przez fale Σ_1 i Σ_2 .

Obie nakładające się wiązki interferują w płaszczyźnie obrazowej. Natężenie światła po interferencji wynosi

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \frac{2\pi R}{\lambda} \cdot |\gamma_{1,2}|, \quad (4.10)$$

gdzie:

I_1, I_2 – natężenie światła w płaszczyźnie obrazowej jakoby miało miejsce, gdyby istniała tylko fala odniesienia Σ_1 albo fala przedmiotowa Σ_2 ,

R – różnica dróg optycznych przebytych przez obie interferujące fale spotykające się w danym punkcie obrazowym,

λ – długość fali,

$|\gamma_{1,2}|$ – moduł zespolonego stopnia koherencji wzajemnej interferujących fal.

Gdy natężenia światła I_1, I_2 są sobie równe, wtedy ze wzoru (4.10) widać, że obraz w mikroskopie będzie pokryty jasnymi i ciemnymi prążkami. Wartości R kolejnych ciemnych lub kolejnych jasnych prążków różnią się od siebie o λ/n . Jeżeli bada się powierzchnię odbijającą, to można stwierdzić, że jej interferogram (rys. 4.14b) pokrywają prążki interferencyjne spełniające taką rolę jak warstwicze na mapie, gdzie różnica wysokości między sąsiednimi warstwicami wynosi $\lambda/2n$. Gdy bada się jednorodność materiału a nie jego powierzchnię, wtedy można stwierdzić, że oba zwierciadła O_1 i O_2 są płaskie, a płytkę badanego materiału umieszcza się w pobliżu jednego z nich. Fala przedmiotowa deformuje się wtedy podczas dwukrotnego przechodzenia przez niejednorodny materiał. Na rysunku 4.14c pokazano interferogram celofanu wykonany w świetle przechodzącym.

4.5. Mikroskop polaryzacyjny ortoskopowy

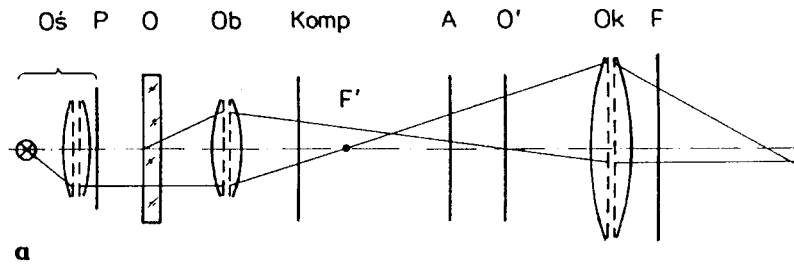
Mikroskopy polaryzacyjne służą do wykrywania dwójłomności oraz do pomiaru różnicy dróg optycznych między falami własnymi przechodzącymi przez obszary dwójłomne badanego obiektu O (rys. 4.15a) oraz do pomiaru azymutów tych fal wła-

snych. W najprostszej wersji mikroskop polaryzacyjny jest wyposażony w liniowy polaryzator P oraz liniowy analizator A . Polaryzator znajduje się pod stolikiem przedmiotowym, a analizator nad nim, najczęściej w tubusie mikroskopu. Promienie aperturowe oświetlacza $Oś$ przechodzą przez badany obiekt O prostopadle, stąd nazwa „mikroskop ortoskopowy”. Jeżeli polaryzator jest skrzyżowany z analizatorem, to rozkład natężenia światła w obrazie O' opisuje wzór

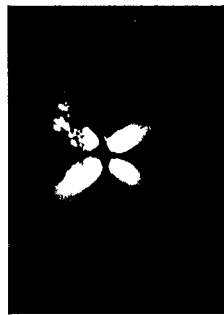
$$I = I_{\max} (\sin^2 2\alpha_1) \sin^2 \frac{\gamma}{2} \quad (4.11)$$

lub inaczej

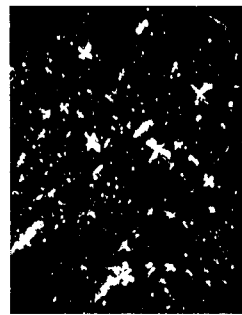
$$I = I_{\max} (\sin^2 2\alpha_1) \sin^2 \pi \frac{R}{\lambda}, \quad (4.12)$$



a



b



c

Rys. 4.15. a) Mikroskop polaryzacyjny ortoskopowy: $Oś$ – oświetlacz, P – polaryzator, O – obiekt, Ob – obiektyw, $Komp$ – kompensator, A – analizator, O' – obraz pośredni, Ok – okular, F – filtr monochromatyzujący, F' – ognisko obrazowe obiektywu; b i c) naprężenia w okolicy ziaren proszku ściernego na szlifowanej powierzchni szkła

gdzie:

I_{\max} – natężenie światła I , gdy $\alpha_1 = 45^\circ$ oraz gdy równocześnie $\gamma = \pi$,

α_1 – azymut stanu polaryzacji szybszej fali własnej dwójłomnego ośrodka,

γ – różnica faz między falami własnymi,

R – różnica dróg optycznych fal własnych,

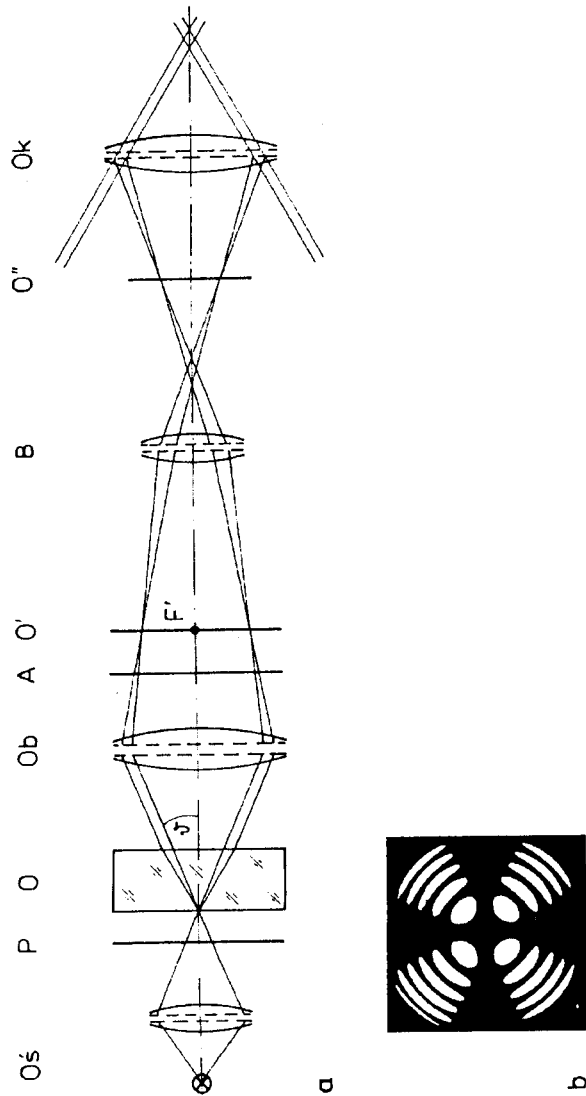
λ – długość fali przepuszczonej przez filtr monochromatyczny F (rys. 4.15).

Na rysunkach 4.15b i c pokazano w dwóch różnych powiększeniach ortoskopowy obraz dwójłomności wywołanej naprężeniami w okolicy ziaren proszku ściernego tkwiącego w szczelinach na powierzchni szlifowanego szkła.

We wzbogaconej wersji mikroskopu, między polaryzatorem a analizatorem umieszcza się kompensator $Komp$, którym najczęściej jest ćwierćfalówka używana w kompensacji azymutalnej lub kompensator bezpośredni (np. klin polaryzacyjny, kompensator Berek, kompensator Soleila lub inny), służący do pomiaru różnicy dróg optycznych R .

4.6. Mikroskop polaryzacyjny konoskopowy

Bieg promieni w mikroskopie do obserwacji figur konoskopowych widać na rys. 4.16a. Istotna różnica w porównaniu z mikroskopem polaryzacyjnym ortoskopowym polega na tym, że wiązka promieni aperturowych wychodzących z oświetlacza $Oś$ jest skupiana stożkowo (stąd nazwa „mikroskop konoskopowy”) na badanym obiekcie O . Jeżeli obserwowany obiekt jest dwójłomny, to każdy promień padający na niego dzieli się na dwa promienie własne (w przypadku ośrodka jednoosiowego na promień zwyczajny i nadzwyczajny), które po wyjściu z obiektu są wzajemnie równoległe. Jako promienie wzajemnie równoległe zostają skupione w płaszczyźnie ogniskowej obiektywu Ob , tworząc konoskopowy obraz O' . Przedmiot O mieści się między polaryzatorem P i skrzyżowanym z nim analizatorem A , więc rozkład natężenia światła w obrazie O' jest zgodny ze wzorami (4.11) i (4.12). Na rysunku 4.16b pokazano obraz konoskopowy jednoosiowego kryształu, którego oś ma kierunek zgodny z osią optyczną mikroskopu. Czarny krzyż jest miejscem geometrycznym punktów, w których $\alpha_1 = 0^\circ$ lub 90° . Środek obrazu konoskopowego na rys. 4.16b odpowiada wartości $R = 0$, a kolejne okręgi, licząc od środka, wartościom $R/\lambda = 1, 2, 3, \dots$. Obraz konoskopowy powstający w płaszczyźnie ogniskowej obiektywu mikroskopu należy przenieść do płaszczyzny przedmiotowej O'' okularu Ok dodatkowym obiektywem B , nazywanym soczewką Bertranda. W pomiarach konoskopowych bardzo pomocny jest okular mikroskopu wyposażony w podziałkę leżącą również w płaszczyźnie O'' , czyli okular mikrometryczny. Podziałkę okularu należy wycechować tak, aby jej działkom był



Rys. 4.16. a) Mikroskop konoskopowy. O_s – oświatlacz konoskopowy, P – polaryzator, O – obserwowany obiekt, O_b – obiektyw, A – analizator, O' – obraz konoskopowy, B – soczewka Bertrand, O'' – obraz konoskopowy, Ok – okular, b) obraz konoskopowy kryształu jednoosiowego

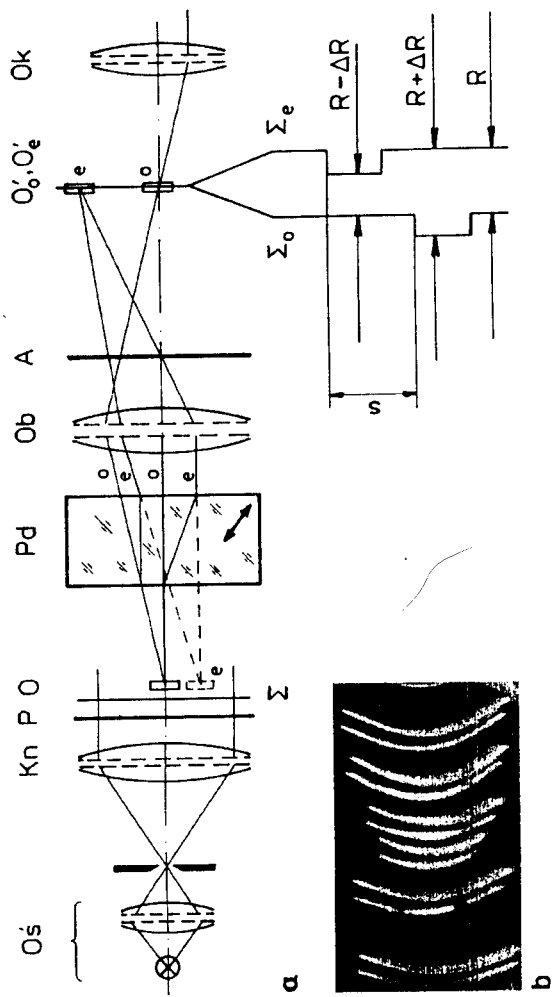
przyporządkowany kąt ϑ , jaki z osią optyczną mikroskopu tworzy promień wychodzący z obiektu O i przechodzący potem przez daną działkę. Za pomocą tak wycechowanego okularu można łatwo zmierzyć np. pochylenie osi binormalnej kryształu jednoosiowego albo kąt między osiami ośrodka dwuosowego.

4.7. Mikroskop polaryzacyjno-interferencyjny

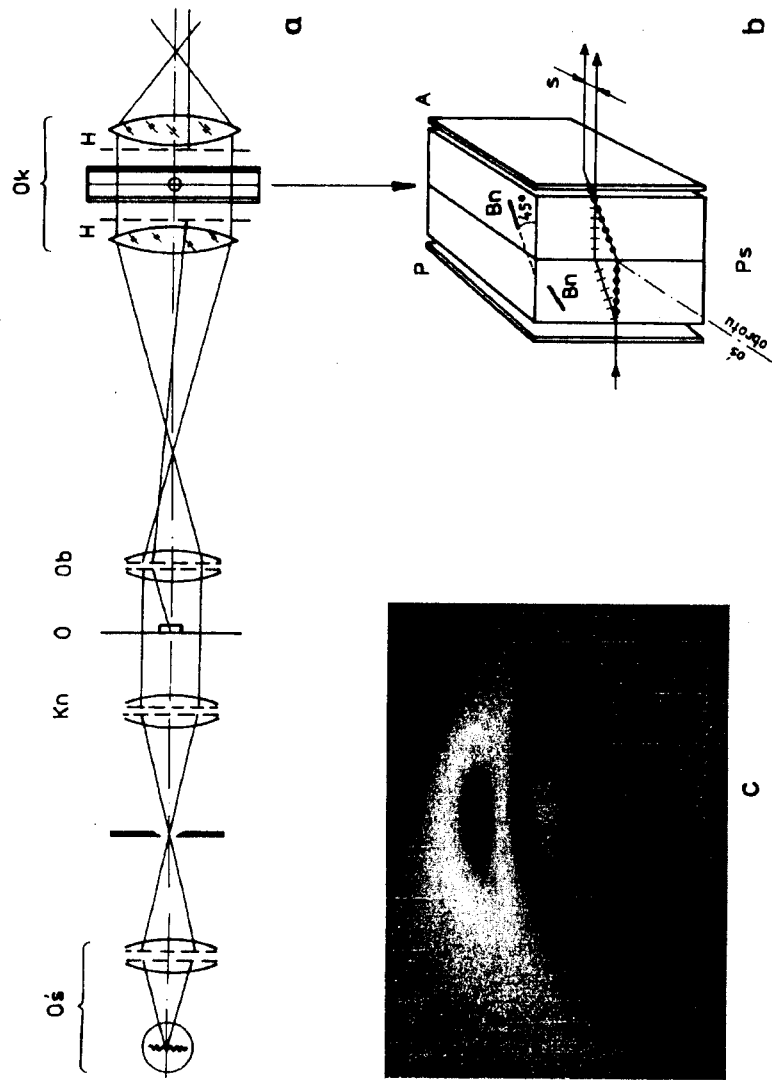
Bardzo pogładową, choć niedoskonałą wersję mikroskopu polaryzacyjno-interferencyjnego pokazano na rys. 4.17a. Przedmiot O mieści się między polaryzatorem P i analizatorem A . Za przedmiotem, ale niekoniecznie przed obiektywem, jak to pokazano na rysunku, znajduje się płytka jednoosiowa dwójłonna Pd , np. kwarcowa lub kalcytowa, której oś optyczna tworzy z osią optyczną mikroskopu kąt około 45° . Promienie aperturowe idące od przedmiotu O dzielą się w płytce na promienie zwyczajne i nadzwyczajne.

Promienie zwyczajne o tworzą w płaszczyźnie obrazowej mikroskopu „zwyczajny” obraz O'_o , a nadzwyczajne – „nadzwyczajny” obraz O'_e przedmiotu O . Nadzwyczajność tego obrazu polega jeszcze na tym, że jest przesunięty poprzecznie względem zwyczajnego o S (shearing poprzeczny). Interferujące w płaszczyźnie obrazowej fale własne o i e są przesunięte wzdłużnie względem siebie o trzy wartości: w tle o wartość $R = d|n_o - n_e|$ (shearing podłużny), oraz w obszarze obrazów o $R - \Delta R$ oraz $R + \Delta R$. Ze wzorów (4.11) i (4.12) widać, że odpowiada to różnym natężeniom światła w tle i w obu obrazach, gdy pomiaru dokonuje się w świetle monochromatycznym lub trzem różnym barwom, gdy obserwuje się w świetle białym. W pierwszym przypadku za pomocą kompensatora, w drugim – za pomocą kompensatora lub oceny barwy można wyznaczyć różnicę dróg optycznych ΔR , jaka powstaje w badanym obiekcie dwójłonnym O .

Innym przykładem mikroskopu polaryzacyjno-interferencyjnego jest mikroskop z polaryskopem Savarta Ps , umieszczanym najczęściej w równoległej wiązce światła w okularze mikroskopu. Okular z polaryskopem Savarta nazywa się okularzem Francona. Polaryskop Savarta to dwie dwójłonne płytki płasko-równoległe wewnątrz polaryskopu liniowego, w którym polaryzator P jest skrzyżowany z analizatorem A (rys. 4.18b). Oś optyczna Bn jednej z nich leży w płaszczyźnie rysunku i jest pochylona pod kątem 45° do poziomu. Druga płytka jest taka sama jak pierwsza, ale obrócona wokół osi okularu o 90° . Promień zwyczajny w pierwszej płytce staje się nadzwyczajnym w drugiej, i odwrotnie, nadzwyczajny w pierwszej jest zwyczajnym w drugiej. Promienie nadzwyczajne, biegnąc przez płytki, odchylają się w kierunku ich osi optycznych, co powoduje przesunięcie poprzeczne o wartość S . Wyższość tego mikroskopu polaryzacyjno-interferencyjnego nad opisanym wyżej wariantem z jedną płytką pole-



Rys. 4.17. a) Zasada działania mikroskopu polaryzacyjno-interferencyjnego z płytką dwójłomną. *Pd*, *Oś* – oświetlacz. *Kn* – kondensator, *Σ* – fala płaska, *P* – polaryzator skrzyżowany z analizatorem *A*, *O* – przedmiot dwójłomny, *Ob* – obiektyw, *O'0*, *O'e* – obrazy utworzone przez fale zwyczajną (*o*) i nadzwyczajną (*e*) przesunięte względem siebie wzdłuż osi mikroskopu o *R* i poprzecznie do niej o *S*, *Ok* – okular; b) poprzeczny przekrój dwójłomnych smug w szkłem widziany w mikroskopie polaryzacyjno-interferencyjnym



Rys. 4.18. Mikroskop polaryzacyjno-interferencyjny z okulem Francona: a) schemat optyczny mikroskopu z okulem Francona; b) polaryskop Savarta; c) poprzeczny przekrój smugi w szkłem widziany w mikroskopie z okulem Francona

ga na tym, że obracając polaryskop Savarta względem osi pokazanej na rysunku 4.18b, można zmieniać wartość różnicy dróg optycznych R podłużnego wzajemnego przesunięcia fal o i e w płaszczyźnie obrazowej. Okular Francona może być więc używany jako kompensator służący do wyznaczania wartości ΔR . Przykład obrazu przedstawiającego poprzeczny przekrój smugi w szkle, obserwowany w omawianym mikroskopie, pokazano na rys. 4.18c.

4.8. Mikroskop z kontrastem amplitudowo-fazowym

Wprowadzenie

Przedmiot jako obiekt dyfrakcyjny

Wyjaśnienie działania mikroskopu z kontrastem amplitudowo-fazowym wymaga krótkiego omówienia w jaki sposób, na gruncie teorii falowej, powstaje obraz w mikroskopie. Każdy przedmiot obserwowany przez mikroskop ugina światło. Gdyby tym przedmiotem była amplitudowa siatka dyfrakcyjna oświetlona równoległą wiązką światła (rys. 4.19), wtedy w odległości f' od płaszczyzny głównej obrazowej obiektywu mikroskopowego utworzy się obraz dyfrakcyjny siatki, na który składa się punkt 0 utworzony przez promienie nie ugięte oraz pary punktów $\pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$ utworzone przez promienie ugięte i interferujące z różnicą dróg optycznych $1\lambda, 2\lambda, 3\lambda, \dots m\lambda$. Wszystkie te punkty odpowiadające różnym rzędom ugięcia „emitują” w stronę płaszczyzny obrazowej wzajemnie koherentne fale świetlne, które interferując ze sobą tworzą tam „geometryczny” obraz przedmiotu.

Funkcję rozkładu amplitudy $E(x)$ fali świetlnej w przedmiocie, jeżeli spełnia ona warunek Dirichleta, można przedstawić w postaci szeregu Fouriera

$$I(x) = a_0 + \sum_{m=1}^{\infty} \left(a_m \cos \frac{2\pi mx}{d} + b_m \sin \frac{2\pi mx}{d} \right), \quad (4.13)$$

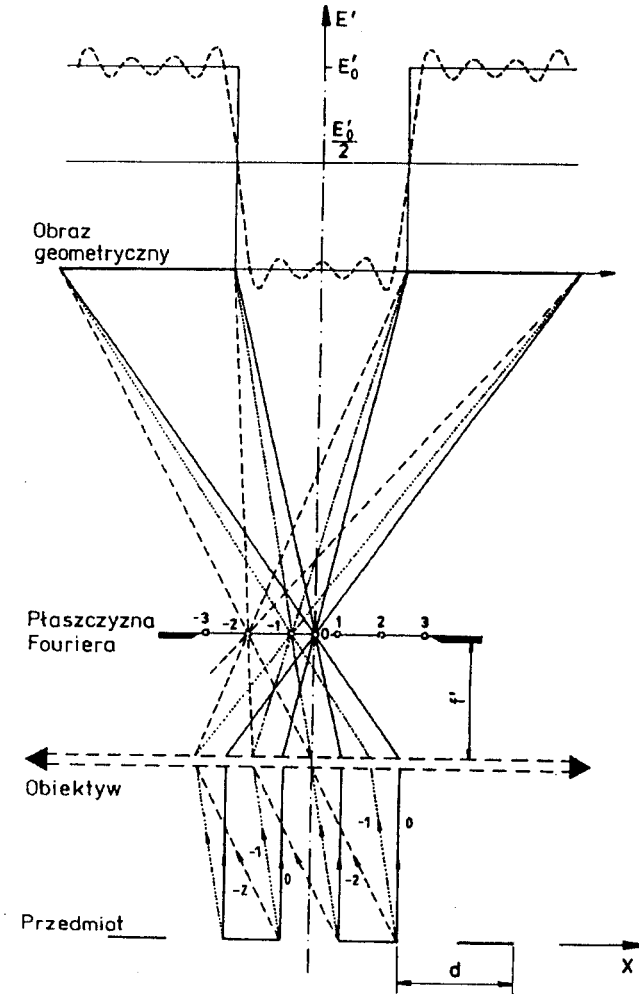
gdzie występujące w nim współczynniki Eulera określają wzory:

$$a_0 = \frac{1}{d} \int_0^d E(x) dx, \quad a_m = \frac{2}{d} \int_0^d E(x) \cos \frac{2\pi mx}{d} dx, \quad b_m = \frac{2}{d} \int_0^d E(x) \sin \frac{2\pi mx}{d} dx,$$

d – stała siatki, $m = 1, 2, 3, \dots, \infty$.

Dla siatki amplitudowej pokazanej na rys. 4.19, gdzie szerokość szczeliny jest równa szerokości przerwy między szczelinami, funkcja (4.13) ma postać:

$$E(x) = \frac{E_0}{2} + \frac{2E_0}{\pi} \left(\cos \frac{2\pi}{d} x - \frac{1}{3} \cos 3 \frac{2\pi}{d} x + \frac{1}{5} \cos 5 \frac{2\pi}{d} x - \frac{1}{7} \cos 7 \frac{2\pi}{d} x \dots \right). \quad (4.14)$$



Rys. 4.19. Przedmiot, jego obraz dyfrakcyjny oraz obraz geometryczny

Przebieg tej funkcji uwzględniający jej cztery wyrażenia pokazano na rys. 4.19 nad płaszczyzną obrazu geometrycznego. Nie jest ona identyczna z rozkładem amplitud w przedmiocie, bo powstała w wyniku nałożenia się tylko czterech, a nie nieskończenie wielu wyrażen.

W sensie fizycznym wyrażenie (4.14) przedstawia efekt równoczesnego działania sinusoidalnych siatek amplitudowych zamiast jednej zerojedynkowej. Obraz dyfrak-

cyjny sinusoidalnej siatki amplitudowej zawiera jedynie punkty zerowego i pierwszego rzędu ugięcia. Można więc powiedzieć, że punkt 0 na rys. 4.19 odpowiada wartości stałej ($E_0/2$) szeregu (4.14), punkty 1 pierwszego rzędu ugięcia – pierwszemu wyrażeniu w nawiasie, punkty 2 – drugiemu itd.

Kontrast amplitudowy

O przedmiotach zmieniających natężenie (a więc amplitudę) przechodzącego lub odbijającego się światła mówi się, że są amplitudowe. Zmiana fazy fali świetlnej w takim przypadku nie jest ważna. Często zachodzi potrzeba zwiększenia kontrastu obrazu przedmiotu, np. w reprodukcji starych, wyblakłych fotografii. Na rysunku 4.20 przedstawiono taki małokontrastowy przedmiot w kartezjańskim układzie E, x o sinusoidalnym rozkładzie natężenia $E(x)$ składowej elektrycznej fali świetlnej.

$$E(x) = m_0 + m \cos kx, \quad (4.15)$$

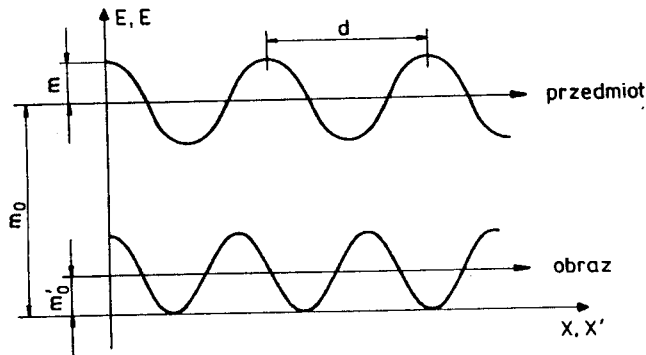
gdzie:

m_0 – średnia wartość amplitudy fali świetlnej po przejściu przez obiekt,

m – amplituda zmian m_0 ,

$$k = \frac{2\pi}{d},$$

d – okres przestrzenny zmian m_0 .



Rys. 4.20. Rozkład amplitudy fali świetlnej w niekontrastowym przedmiocie oraz w kontrastowym obrazie (niżej) tego przedmiotu

Kontrast w przedmiocie rozumiany jako

$$K = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$$

wynosi

$$K = \frac{(m_0 + m)^2 - (m_0 - m)^2}{(m_0 + m)^2 + (m_0 - m)^2} = \frac{2m_0m}{m_0^2 + m^2} = \frac{2 \frac{m}{m_0}}{1 + \frac{m^2}{m_0^2}}. \quad (4.16)$$

Gdyby układ optyczny zmniejszał amplitudę m_0 tła do wartości m'_0 , ale nie naruszał wartości m (4.15), wtedy rozkład amplitudy w płaszczyźnie obrazowej wynosiłby

$$E(x') = m'_0 + m \cos k'x', \quad (4.17)$$

gdzie $x' = \beta x$, β – powiększenie poprzeczne układu, a jego kontrast

$$K' = \frac{2 \frac{m}{m'_0}}{1 + \frac{m^2}{m_0^2}}. \quad (4.18)$$

Aby poprawić kontrast odwzorowania ($K' > K$), należy w nim zwiększyć wartość ilorazu m/m'_0 . Bardziej kontrastowy obraz otrzymuje się zatem po podstawieniu w równaniu (4.17) $m'_0 = m_0 \sqrt{\tau}$, gdzie $\sqrt{\tau}$ jest transmisją amplitudy przez układ optyczny, tutaj, przez obszar płaszczyzny Fouriera, obejmujący punkt 0 obrazu dyfrakcyjnego. Należy tam umieścić filtr osłabiający falę świetlną. Równania (4.17) oraz (4.18) przyjmują więc postać

$$E(x') = m_0 \sqrt{\tau} + m \cos k'x' \quad (4.19)$$

oraz

$$K' = \frac{2 \frac{m}{m_0 \sqrt{\tau}}}{1 + \frac{m^2}{m_0^2 \tau}}. \quad (4.20)$$

Największy kontrast w obrazie wystąpiłby wtedy, gdyby natężenie światła (amplituda) w najciemniejszym punkcie obrazu było równe zero (rys. 4.20), a więc wtedy, gdy średnia wartość amplitudy m'_0 fali świetlnej w obrazie jest równa amplitudzie m zmian amplitudy w przedmiocie. Inaczej, $m'_0 = m_0 \sqrt{\tau} = m$. Kontrast w obrazie wynosi wtedy $K' = 1$. Ogólniej, poprawa kontrastu jest możliwa wtedy, gdy $1 > \sqrt{\tau} \geq m/m_0$.

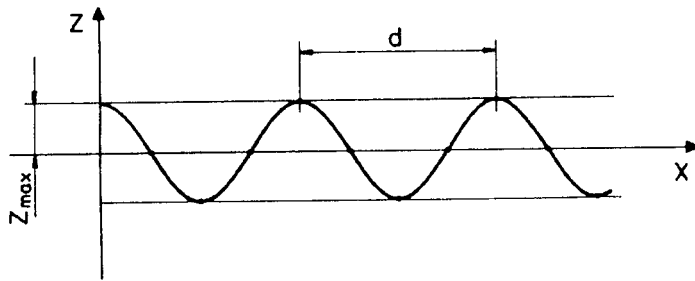
Kontrast amplitudowo-fazowy

W tym przypadku nie chodzi o zwiększenie kontrastu między ciemnymi i jasnymi obszarami obrazu, ale o uwidocznienie deformacji czoła fali, jaka powstaje podczas przechodzenia fali płaskiej o stałej amplitudzie rzeczywistej m_0 przez ośrodek z niejednorodnym współczynnikiem załamania, np. przez ciecz z okruciami szkła o innym współczynnikiem załamania. Podczas „normalnej” obserwacji okruczy przezroczystego szkła zanurzone w przezroczystej cieczy nie są widoczne. Załóżmy dla uproszczenia rozumowania, że zdeformowane czoło fali (rys. 4.21) po przejściu przez taki ośrodek jest opisane równaniem:

$$z(x) = z_{\max} \cos kx, \quad (4.21)$$

gdzie:

z_{\max} – amplituda deformacji, $k = \frac{2\pi}{d}$, d – okres przestrzenny deformacji.



Rys. 4.21. Deformacja czoła fali świetlnej po przejściu przez przezroczysty ośrodek z sinusoidalnie zmiennym współczynnikiem załamania

Deformacja $z(x)$ w miejscu x odpowiada zmianie fazy w punkcie x czoła fali o $\varphi(x)$, którą można wyliczyć z proporcji

$$\frac{\varphi(x)}{2\pi} = \frac{z(x)}{\lambda}.$$

Po podstawieniu (4.21) otrzymuje się

$$\varphi(x) = \varphi_{\max} \cos kx, \quad (4.22)$$

gdzie: amplituda fazy $\varphi_{\max} = \frac{2\pi}{\lambda} z_{\max}$, $k = \frac{2\pi}{d}$, λ – długość fali świetlnej.

Amplituda zespolona fali jest z definicji równa

$$E(x) = m_0 e^{i\varphi(x)}. \quad (4.23)$$

Natężenie światła w dowolnym punkcie x przedmiotu wynosi

$$I(x) = E(x)E^*(x) = m_0^2$$

jest stałe i oko nie widzi niejednorodności współczynnika załamania (np. bezbarwnego szkła w wodzie). Po rozwinięciu $e^{i\varphi(x)}$ w szereg potęgowy równanie (4.23) ma postać:

$$E(x) = m_0 \left(1 + i\varphi(x) - \frac{\varphi^2(x)}{2!} + \frac{i\varphi^3(x)}{3!} - \dots \right),$$

a po odrzuceniu potęg wyższych niż 1 pozostaje

$$E(x) = m_0 (1 + i\varphi(x)). \quad (4.24)$$

We wzorze tym występuje wartość stała m_0 oraz zmienna $\varphi(x)$. Wielkość stała odpowiada punktowi dyfrakcyjnemu 0 w obrazie dyfrakcyjnym w płaszczyźnie ogniskowej obiektywu mikroskopu (w płaszczyźnie Fouriera). W tym punkcie, odpowiadającym promieniom nieugiętym, należy dokonać podwójnej operacji: zmniejszyć amplitudę fali przepuszczonej do wartości $m = m_0 \sqrt{\tau}$ i przesunąć fazę o δ . Amplituda zespolona fali tworzącej obraz w płaszczyźnie obrazu geometrycznego przekształca się więc z postaci (4.24) do

$$E(x') = m_0 (\sqrt{\tau} e^{i\delta} + i\varphi(x')), \quad (4.25)$$

a rozkład natężenia

$$I'(x') = E(x')E^*(x') = m_0^2 [\tau + 2\sqrt{\tau}\varphi(x') \sin \delta + \varphi^2(x')]. \quad (4.26)$$

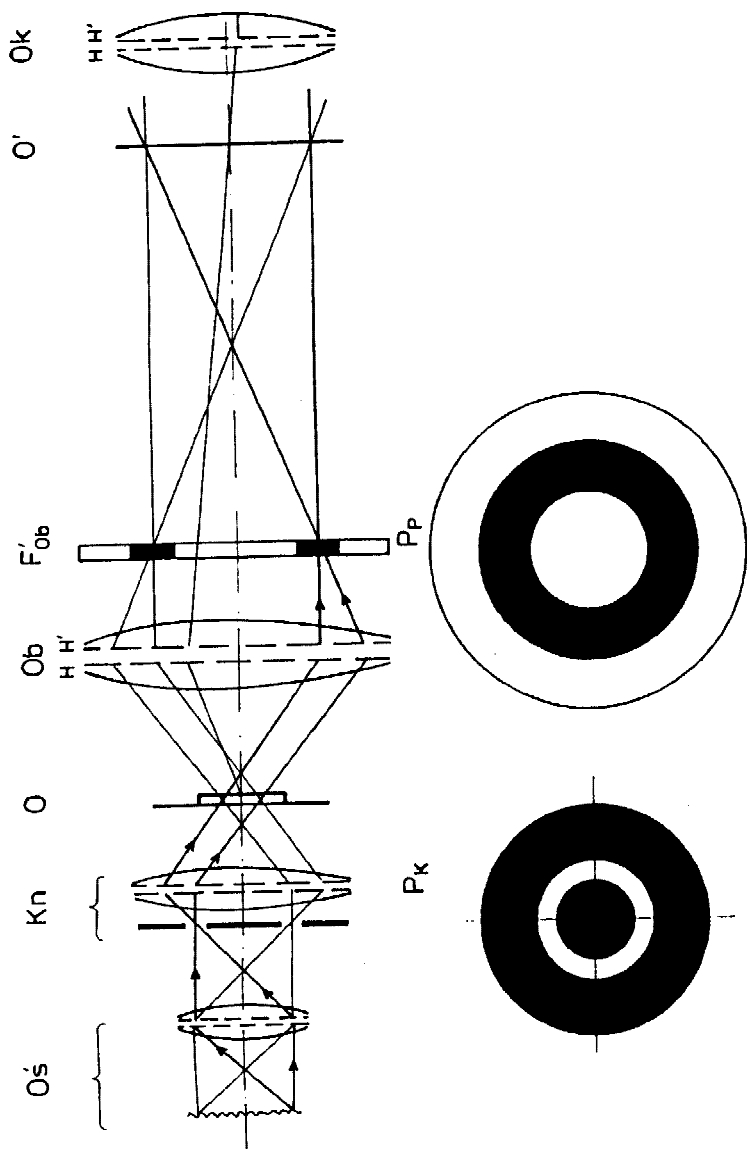
Ten ostatni wynik znajduje zastosowanie w dwóch rodzajach przyrządów optycznych: przyrządów cieniowych (określanych w literaturze angielskiej i niemieckiej mianem schlieren), gdy $\tau = 0$, oraz mikroskopów z kontrastem amplitudowo-fazowym, gdy $0 < \tau \leq 1$ (w praktyce 10–20%) oraz $\delta = \pm 90^\circ$.

Metody cieniowe

Wprowadzając w ognisko obiektywu nieprzeźroczystą przesłonę (transmisja $\tau = 0$) powoduje się, że ze wzoru (4.26), po uwzględnieniu (4.22), pozostaje tylko

$$I'(x') = m_0^2 \varphi^2(x') = m_0^2 \varphi_{\max}^2 \cos^2 kx'. \quad (4.27)$$

Deformacja czoła fali (zmiany fazy czoła fali $\varphi(x')$), poprzez wygaszenie częstości zerowej w płaszczyźnie Fouriera, została przetransponowana na natężenie światła $I'(x')$ i jest widoczna dla oka.



Rys. 4.22. Bieg promieni w mikroskopie z kontrastem amplitudowo-fazowym Zernikego: *Oś* – oświetlacz, *Kn* – kondensator z pierścieniową przysłoną *Pk*, *Ob* – obiektyw, *F'ob* – płaszczyzna ogniskowa obiektywu, w której mieści się kołowa przysłona *Pp*, *O'* – kondensator z pierścieniową przysłoną *Pk*, *Ob* – obiektyw, *F'ob* – płaszczyzna ogniskowa obiektywu, w której mieści się kołowa przysłona *Pp*, *O'* – obraz geometryczny, *Ok* – okular, *O* – przedmiot, *O'* – obraz

Kontrast amplitudowo-fazowy

Oslabienie strumienia światła przechodzącego przez punkt 0 obrazu Fouriera i przesunięcie jego fazy o δ wyraża się nową postacią wzoru (4.26), z którego odrzucono ostatni wyraz, ponieważ jest znacznie mniejszy od pozostałych

$$I'(x') = m_0^2 [\tau + 2\sqrt{\tau}\varphi(x') \sin \delta]. \quad (4.28)$$

Kontrast obrazu wynosi

$$K' = \frac{2\varphi_{\max} \sin \delta}{\sqrt{\tau}}. \quad (4.29)$$

Kontrast jest największy, gdy przesunięcie fazowe promieni nie ugiętych wynosi $\pm 90^\circ$. W przypadku $\delta = +90^\circ$ (kontrast amplitudowo-fazowy dodatni) fragment opóźnionego czoła fali przedstawia się jako ciemny obszar na jasnym tle, przyspieszonego zaś jako jasny obszar na ciemnym tle. W przypadku kontrastu fazowego ujemnego $\delta = -90^\circ$ reguła jest odwrotna.

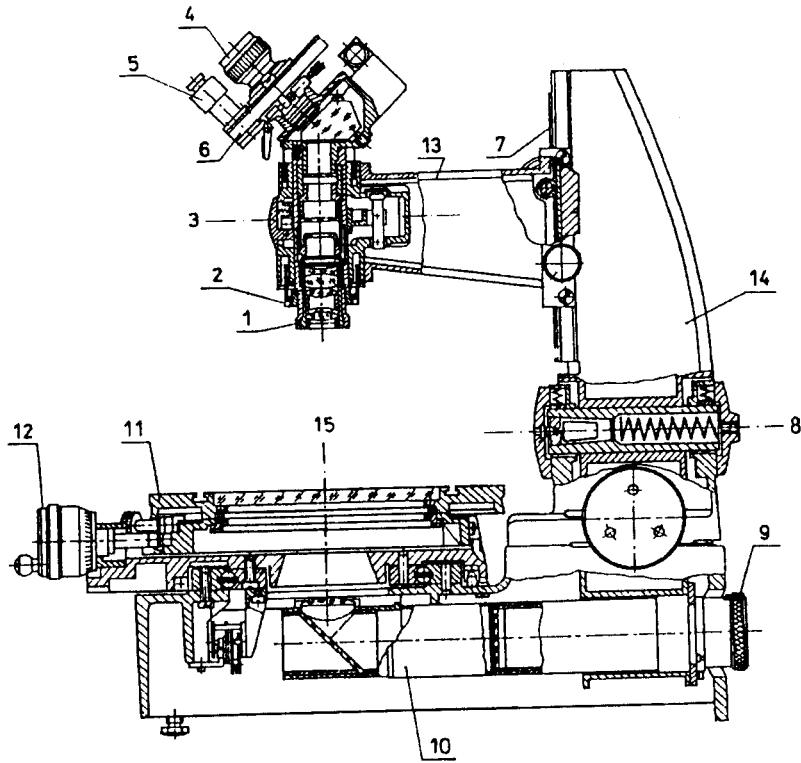
Mikroskop z kontrastem amplitudowo-fazowym

Jak to wynika z przytoczonego wyżej opisu, w mikroskopie amplitudowo-fazowym, w płaszczyźnie ogniskowej jego obiektywu należy wprowadzić bardzo małą przysłonę, która pochłaniałaby około 80–90% światła przechodzącego przez zerowy punkt obrazu dyfrakcyjnego oraz przesuwała je w fazie o + lub -90° . Obszar ten jest jednak bardzo mały i trudności technologiczne skłaniają do modyfikacji zasady pokazanej na rys. 4.19. Wprowadza się inny sposób oświetlania przedmiotu zaproponowany przez Fritsa Zernikego, pokazany na rys. 4.22. Źródło światła oświetlacza *Oś* jest odwzorowane na pierścieniowej przysłonie *Pk* umieszczonej w płaszczyźnie ogniskowej kondensora *Kn*. Światło przechodzące przez tę przysłonę i kondensator przechodzi więc przez obserwowany przedmiot jako wiązka promieni wzajemnie równoległych. Na strukturze przedmiotu występuje dyfrakcja, ale promienie nie ugięte biegną dalej, nie zmieniając kierunku, i obiektyw *Ob* mikroskopu skupia je na pierścieniowej przysłonie *Pp*. Obszar 0 zerowego rzędu ugięcia, który na rys. 4.19 jest mały i obejmuje bliskie otoczenie punktu 0, jest tutaj rozciągnięty na całym pierścieniu przysłony *Pp*. Ten właśnie pierścień jest pokryty substancją, która osłabia natężenie światła i przesuwa jego fazę o 90° . W płaszczyźnie *O'* tworzy się obraz geometryczny, który obserwuje się przez okular *Ok*.

4.9. Mikroskop cieniowy

Mikroskop cieniowy jest rzadkim przedstawicielem cienioskopów opisanych szerzej w rozdziale 6.2. Przyrządy cieniowe są szczególnym przypadkiem przyrządów kontrastowo-fazowych. Ich zasada działania, opisana wyżej (wzór (4.27)), po-

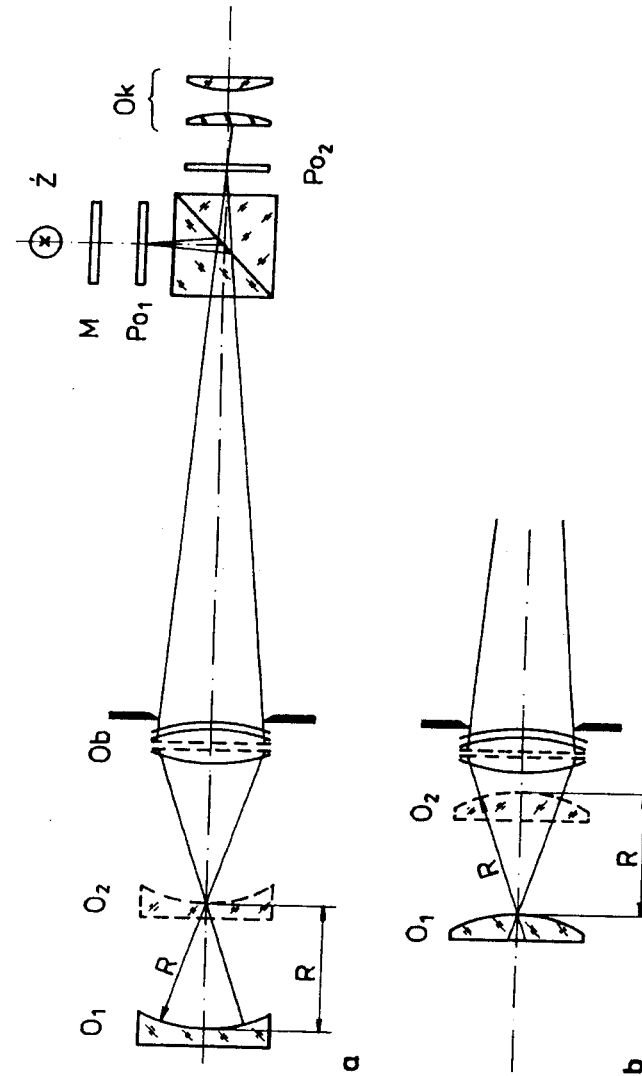
wem na zębatce 7 oraz precyzyjnie mikroprzesuwem 2. Okular 4, najczęściej ortoskopowy lub Kellnera, ma powiększenie 10–15×. W płaszczyźnie przedmiotowej okularu mieści się płytka ogniskowa z obracającym krzyżem, którego pochylenie można odczytać na podziałce kątowej za pomocą mikroskopu odczytowego 5. W głowicy okularowej mieszczą się szablony, które po wprowadzeniu w pole widzenia okularu pozwalają np. sprawdzić profil gwintu, kąt zeszlifowania noża tokarskiego itp.



Rys. 4.24. Mikroskop warsztatowy [5]

4.11. Mikroskop autokolimacyjny

Mikroskop autokolimacyjny (rys. 4.25) należy do mikroskopów technicznych i służy m.in. do pomiaru krótkich promieni krzywizny soczewek. Składa się z obiek-



Rys. 4.25. Zasada pomiaru promienia krzywizny mikroskopem autokolimacyjnym: a) Wykorzystanie mikroskopu autokolimacyjnego do pomiaru promienia R krzywizny powierzchni wklęsłych, O_1 , O_2 – położenia przedmiotu w czasie pomiaru, Ob – obiekt mikroskopu, Z – źródło światła, M – matówka, P_{01} – płytka ogniskowa przedmiotowa, P_{02} – płytka ogniskowa obrazowa, Ok – okular.
b) Sposób pomiaru promienia R powierzchni wypukłej, O_1 i O_2 – położenia przedmiotu w czasie pomiaru

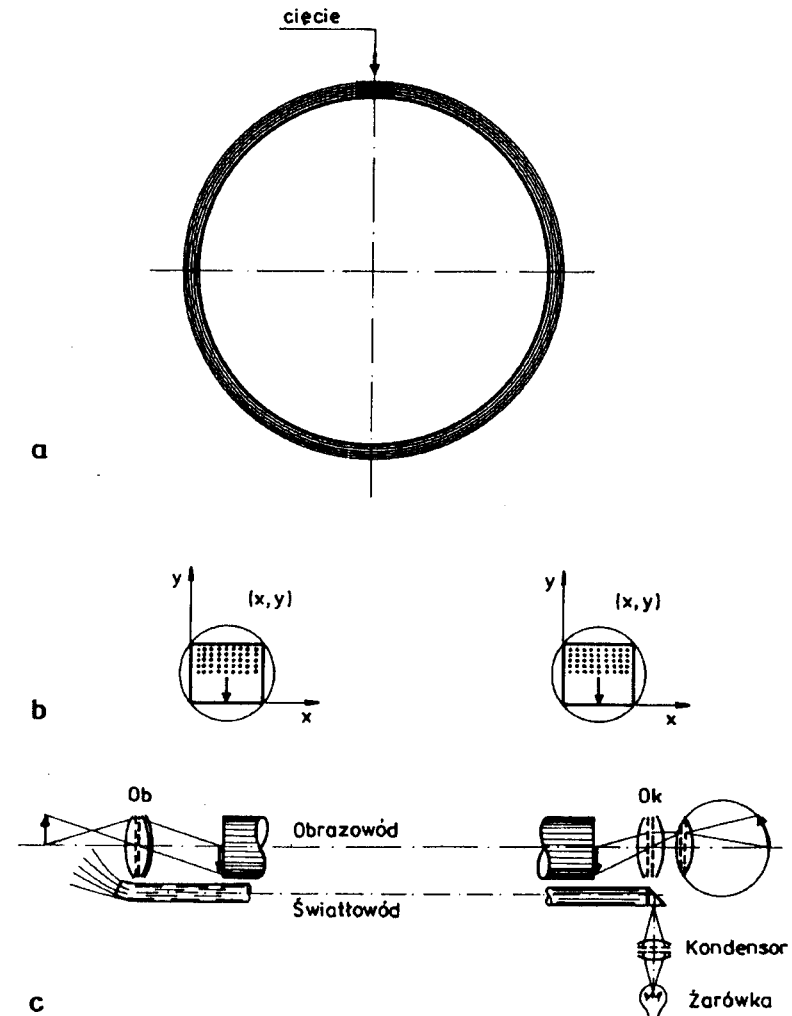
tywu Ob o dłuższej ogniskowej, okularu Ok oraz dwóch płytek ogniskowych: przedmiotowej Po_1 i obrazowej Po_2 położonych symetrycznie względem kostki światłodzielącej. Płytkę ogniskową przedmiotową, na której mieści się na ogół krzyż, jest oświetlona prostym oświetlaczem, np. matówką M i żarówką. Badaną powierzchnię sferyczną O_1 należy najpierw umieścić w takiej odległości od mikroskopu, aby promienie wychodzące ze środka krzyża przedmiotowej płytki ogniskowej Po_1 po odbiciu się od zwierciadła światłodzielącego i po przejściu przez obiektyw mikroskopu padały na nią prostopadłe (rys. 4.25a). Na płytce ogniskowej obrazowej Po_2 zobaczy się wtedy obraz krzyża płytki Po_1 . Następnie mikroskop lub mierzoną powierzchnię należy przesunąć o wartość R równą jej promieniowi, tak aby promienie wychodzące z Po_1 skupiały się na jej powierzchni. Na płytce ogniskowej obrazowej Po_2 znowu zobaczy się obraz krzyża płytki Po_1 . Przesuw mikroskopu jest wyposażony w noniusz. Jak widać na rysunkach 4.25a i b, zasada pomiaru promieni powierzchni wklęsłych i wypukłych jest jednakowa.

4.12. Wzierniki obrazowodowe

Szczególnym rodzajem mikroskopu jest wziernik obrazowodowy. Obrazowód jest wiązką uporządkowanych włókien światłowodowych, tzn. takich, gdzie obie końcówki każdego włókna mają identyczne współrzędne na powierzchni wejściowej i wyjściowej obrazowodu (rys. 4.26b). Obiektyw mikroskopowy Ob (rys. 4.26c) tworzy obraz na powierzchni wejściowej obrazowodu. Obrazowód przenosi go na swój drugi koniec do powierzchni wyjściowej, w miejsce dogodne do obserwacji. Jeżeli obraz jest jasny, to światło wnika tylko do tych włókien, na których końcówkach utworzył się obraz. Włókna przenoszą światło na swój drugi koniec, więc tam końcówki włókien też są jasne. Jeżeli obserwowany przedmiot jest ciemny, np. ścianka żołądka, wtedy można go oświetlić nieuporządkowaną wiązką włókien, zwaną światłowodem, prowadzoną wewnątrz obudowy wziernika. Na powierzchni wyjściowej obrazowodu tworzy się więc replika obrazu powierzchni wejściowej. Tam jest on obserwowany przez dodatni okular Ok . Głównym elementem optycznym takiego wziernika jest obrazowód, a więc wiązka uporządkowanych włókien szklanych. Aby uporządkować włókna w obrazowodzie, należy je nawinąć na bęben (rys. 4.26a), w pewnym miejscu scisnąć, uformować, nasycić klejem i przeciąć.

Wziernik (mikroskop) obrazowodowy ma tę przewagę nad wziernikiem soczewkowym z układami odwracającymi, że jest elastyczny i może być prawie dowolnie długi, aby przenieść obraz w miejsce dogodne do obserwacji. Wzierniki mają różnorodne zastosowania, a niektóre ich wyspecjalizowane wersje mają swoje nazwy. Są więc wzierniki do przeprowadzania operacji chirurgicznych (laparoskopij), do wzier-

nikowania żołądka (gastroskopy), jelit (rektoskopy), pęcherza (cystoskopy), do inspekcji elementów mechanicznych (np. lufy), do inspekcji odwiertów skał, konstrukcji budowlanych, obiektów niebezpiecznych i innych.



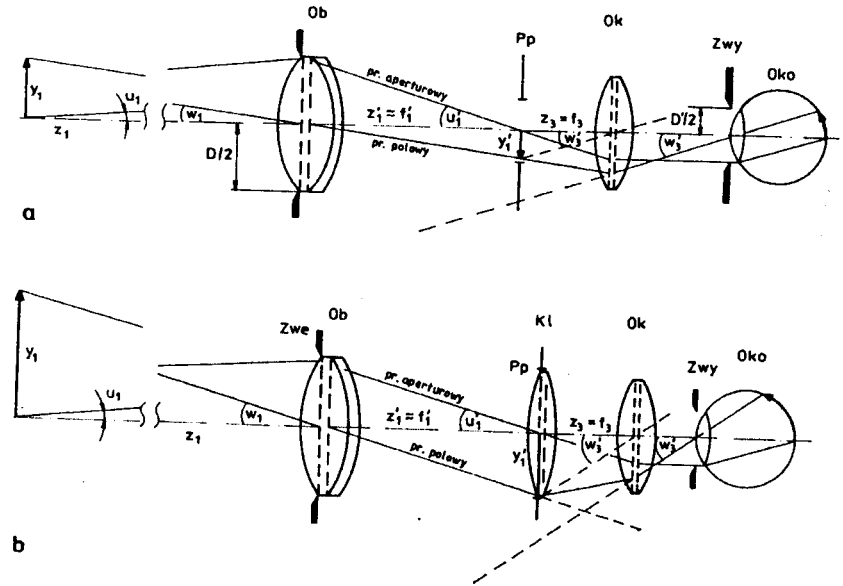
Rys. 4.26. a) Sposób porządkowania włókien w obrazowodzie, b) współrzędne każdego włókna w płaszczyźnie wejściowej obrazowodu są takie same jak w płaszczyźnie wyjściowej, c) schemat ideowy wziernika obrazowodowego z oświetlaczem światłowodowym

5. Lunety i przyrządy lunetowe

Lunety stanowią dużą grupę przyrządów służących do powiększenia kąta widzenia odległych przedmiotów. Lunety mogą być używane do obserwacji, jak to ma miejsce w lornetkach turystycznych czy teatralnych lub peryskopach, ale najczęściej stanowią podstawową część wielu przyrządów pomiarowych. Należą do nich lunety astronomiczne, niwelatory, teodolity, lunety celownicze (np. panoramy artyleryjskie), lunety montażowe i lunety w przyrządach bardziej wyspecjalizowanych. Podział przyrządów na lunety i mikroskopy jest umowny. Istnieje wiele przyrządów należących do klasy pośredniej. Rozróżnia się dwa zasadnicze typy lunet soczewkowych: Keplera i Galileusza. Lunety zwierciadlane oraz soczewkowo-zwierciadlane są stosowane najczęściej w astronomii oraz geodezji.

5.1. Luneta Keplera

Kepler opisał swoją lunetę w 1611 r., a pierwszy jej egzemplarz wykonał Scheiner w 1615 r. Bieg promieni w lunecie Keplera przedstawiają rysunki 5.1a i b. Zbiegowa przedmiotowa z_1 jest duża i nie mieści się na rysunku. Przerwano ją podwójną linią falistą. Obiektyw Ob lunety, najczęściej klejony achromat, tworzy obraz y'_1 odległego przedmiotu o wysokości y_1 . Lunety Keplera na ogół nie mają soczewki polowej, zwanej też kolektywem (rys. 5.1a). Jeżeli potrzebne jest powiększenie pola widzenia, to w pobliżu płaszczyzny obrazowej obiektywu umieszcza się kolektyw Kl (rys. 5.1b) kierujący do okularu te promienie polowe, które w wersji bez kolektywu nie biorą już udziału w odwzorowaniu. Ognisko przedmiotowe okularu pokrywa się z obrazem y'_1 . Promień aperturowy po wyjściu z okularu jest równoległy do osi optycznej lunety i pada na siatkówkę na osi oka spoczynkowego. Promień polowy po przejściu przez okular przecina oś optyczną w środku źrenicy wyjściowej lunety. Tam powinna znajdować się źrenica wejściowa oka. Promień polowy wchodzi do oka pod kątem w'_3 i określa wielkość obrazu na siatkówce.



Rys. 5.1. Bieg promieni w lunecie Keplera: a) bez kolektywu oraz b) z kolektywem; y_1, y'_1 – przedmiot i obraz pośredni, u_1, u'_1 – kąty aperturowe, w_1, w'_1 – kąty polowe, z_1, z'_1, z_3 – odległości obrazowe i przedmiotowe, Z_{we}, Z_{wy} – źrenica wejściowa i wyjściowa, D, D' – średnica źrenicy wejściowej i wyjściowej, Pp – przysłona polowa, Ob – obiektyw, Kl – kolektyw, Ok – okular

Powiększenie wizualne lunety

Przedmiot obserwowany przez lunetę jest oddalony i z tego powodu za tangens kąta widzenia w_1 bez lunety można przyjąć $\text{tg } w_1 = y_1 / z_1 = y'_1 / z'_1$. Tangens kąta widzenia w'_3 przez lunetę (rys. 5.1) wynosi $\text{tg } w'_3 = y'_1 / z_3$. Stąd powiększenie wizualne:

$$\Gamma = \frac{\text{tg } w'_3}{\text{tg } w_1} = \frac{z'_1}{z_3}$$

Ze wzoru soczewkowego Kartezjusza można wyliczyć, że

$$z'_1 = \frac{z_1 f'_1}{z_1 + f'_1}$$

Ponadto z rysunku 5.1 wynika, że $z_3 = -f'_3$. Po podstawieniu obu tych wyrażeń do wzoru określającego powiększenie wizualne otrzymuje się ostatecznie:

$$\Gamma = -\frac{f_1'}{f_3'} \left(\frac{z_1}{z_1 + f_1'} \right). \quad (5.1)$$

Po rozwinięciu nawiasu w szereg można napisać często cytowaną, przybliżoną wersję:

$$\Gamma = -\frac{f_1'}{f_3'} \left(1 - \frac{f_1'}{z_1} \right). \quad (5.2)$$

Pomiar powiększenia lunety Keplera metodą źrenicową

Powiększenie wizualne lunety Keplera nastawionej na nieskończoność można również wyliczyć ze średnic obu jej źrenic: wejściowej i wyjściowej. Z rysunku 5.1 wynika, że połowy średnic obu tych źrenic wyrażają odpowiednio dwa poniższe równania:

$$\frac{D}{2} = f_1' \operatorname{tg} u_1',$$

$$\frac{D'}{2} = -f_3' \operatorname{tg} u_1'.$$

Dzieląc równania stronami, otrzymuje się bezpośrednio wynik:

$$\Gamma = -\frac{f_1'}{f_3'} = \frac{D}{D'}. \quad (5.3)$$

Średnicę źrenicy wejściowej, czyli na ogół średnicę otworu oprawki obiektywu lunety mierzy się suwmiarką. Średnicę źrenicy wyjściowej mierzy się dynametrem Ramsdena. Jest to po prostu lupa z matówką i podziałką milimetrową w jej ognisku. Źrenica wyjściowa jawi się jako świecący krążek. Matówkę dynametru należy umieścić w płaszczyźnie tego krążka i za pomocą podziałki odczytać jego średnicę.

Pomiar odległości za pomocą lunety Keplera

Promień połowy przechodzi przez obiektyw lunety w pobliżu punktu głównego, więc w przybliżeniu nie zmienia swojego kierunku. Na tej podstawie dla trójkątów ograniczonych promieniem połowym i osią optyczną (rys. 5.1) można napisać równanie:

$$\frac{y_1}{z_1} = \frac{y_1'}{f_1'},$$

a stąd bezpośrednio otrzymać zależność pozwalającą ocenić odległość przedmiotu od obserwatora:

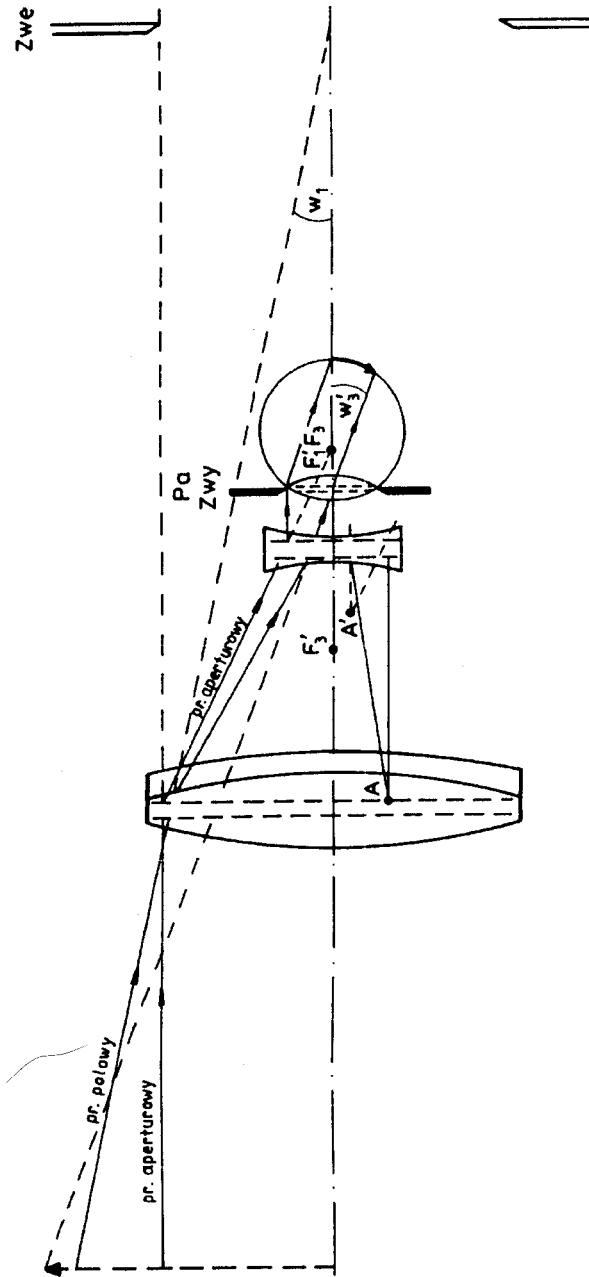
$$z_1 = \frac{f_1' y_1}{y_1'}. \quad (5.4)$$

Jeżeli więc znamy wysokość y_1 obserwowanego przedmiotu (można np. ocenić wysokość budynku, znając liczbę jego kondygnacji) oraz ogniskową f_1' lunety, to odczytując na płytce ogniskowej okularu wielkość y_1' obrazu, można ocenić odległość z_1 przedmiotu od obserwatora.

Rozdzielczość kątową lunet określa znany już wzór $\psi = 1,22\lambda / \phi_{Zwy}$. Oś optyczną lunety wyznaczają środki optyczne obiektywu i okularu. W wielu lunetach pomiarowych i montażowych oś optyczna musi pokrywać się z osią mechaniczną. Na ogół jednak wystarczy zdefiniować oś optyczną jako prostą przechodzącą przez środek optyczny obiektywu i przez środek krzyża na płytce ogniskowej okularu. Jeżeli w lunecie znajduje się równocześnie płytka ogniskowa i kolektyw, to w płaszczyźnie ogniskowej okularu umieszczamy płytkę ogniskową, a kolektyw w jej sąsiedztwie najczęściej w zespole okularu (np. okular Huygensa albo Ramsdena). Lunety charakteryzuje średnica źrenicy wejściowej, często tożsama ze średnicą obudowy obiektywu, ogniskowa obiektywu, kąt pola widzenia, powiększenie wizualne oraz najmniejsza odległość przedmiotowa. Niekiedy podaje się i inne użyteczne wielkości, które mogą jednak być wyliczone z podanych wyżej danych standardowych.

5.2. Luneta Galileusza

Opisana niżej luneta, nazywana lunetą Galileusza, została w 1604 r. wynaleziona przez holenderskiego optyka Zachariasza Jansena i bywa też nazywana lunetą holenderską. Galileusz później, jak sam pisał, „wynałazł taki sam przyrząd nie przez przypadek, ale na drodze czystego rozumowania”. Zasadniczą cechą konstrukcji Jansena (Galileusza) jest ujemny okular. Zasada konstrukcji jest taka sama jak poprzednio. Ognisko obrazowe F_1' obiektywu pokrywa się z ogniskiem przedmiotowym F_3 okularu (rys. 5.2). Okular jest rozpraszający, więc jego ognisko przedmiotowe jest na rysunku po jego prawej stronie, a nie po lewej. Luneta jest krótsza o $2f_3$. Źrenica wejściowa nie znajduje się na obiektywie lunety, ponieważ jej obraz – źrenica wyjściowa – mieściłaby się wtedy między obiektywem i okularzem, nie mogłaby się więc pokrywać ze źrenicą wejściową oka. Potwierdza to rysunek 5.2, gdzie w płaszczyźnie tej hipotetycznej źrenicy wejściowej umieszczono reprezentujący ją punkt A i „szkolnym” sposobem znaleziono jego obraz A' . Rzeczywistą przysłoną aperturową Pa układu luneta Galileusza – oko jest źrenica oka. Prowadząc promień połowy w kierunku wstecznym od osiowego punktu źrenicy oka stwierdzamy, że po przejściu przez

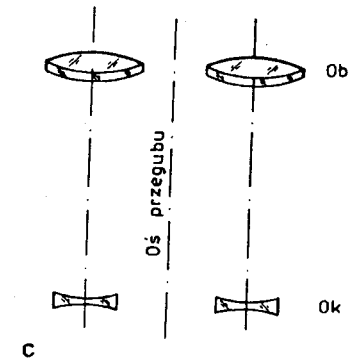
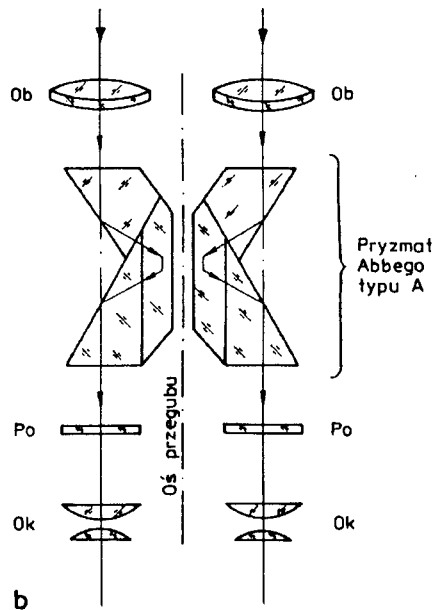
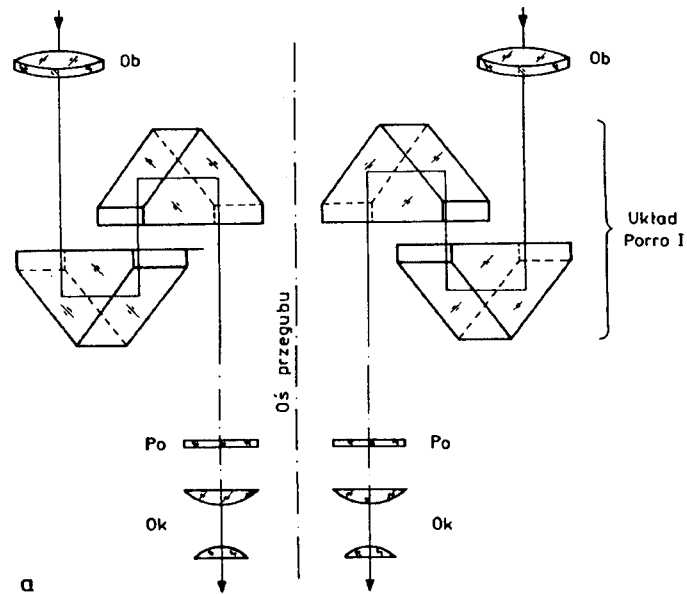


Rys. 5.2. Bieg promieni w luncie Galileusza. Oznaczenia jak na rys. 5.1

cały układ jego przedłużenie przecina oś optyczną w płaszczyźnie Zwe . Tam znajduje się źrenica wejściowa. Przedłużenie promienia aperturowego w przestrzeni przedmiotowej określa jej średnicę. Padający promień połowy tworzy z osią optyczną przedmiotowy kąt połowy w_1 . Po przejściu przez lunetę przechodzi on przez środek źrenicy oka, tworząc z osią optyczną kąt pola widzenia obrazu w'_3 . Określa on wielkość obrazu na siatkówce. Powiększenie lunety Galileusza wylicza się też ze wzoru (5.1). Ponieważ jednak ogniskowa obrazowa okularu $f'_3 < 0$, powiększenie lunety Galileusza jest więc dodatnie ($\Gamma > 0$). Oznacza to, że w luncie Galileusza obraz jest prosty. Lunety Galileusza mają małe powiększenia, nie większe niż $5\times$. Jakość obrazu przy większych powiększeniach nie jest wystarczająca.

5.3. Lornety

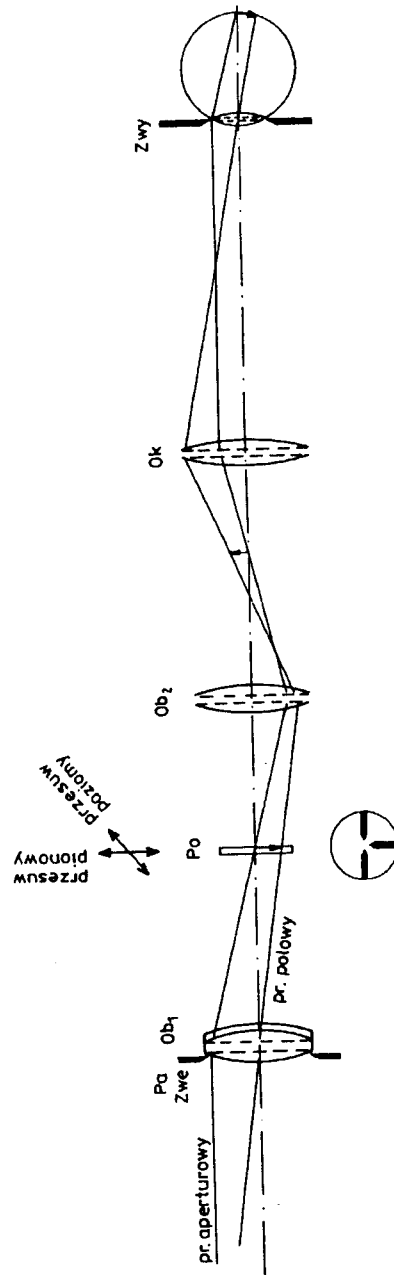
Lornety mają różne konstrukcje i różne przeznaczenie. Są to dwie lunety Keplera lub Galileusza obracane przegubowo wokół wspólnej osi mechanicznej (rys. 5.3) tak, aby dopasować odległość ich źrenic wyjściowych do rozstawu źrenic oczu obserwatora. Lornety wojskowe i turystyczne są na ogół tak budowane, aby obiektywy obu ich lunet były bardziej od siebie oddalone niż okulary (niż źrenice oczu). Jest to szczególnie wyraźne w lornecie nożycowej. Dzięki temu uzyskuje się większą stereoskopowość widzenia przedmiotów odległych. Efekt ten otrzymuje się stosując w lunetkach Keplera układy pryzmatów odwracających Porro 1. rodzaju (rys. 5.3a). W lornetach turystycznych rezygnuje się często ze zwiększonej stereoskopowości na rzecz bardziej zwartej konstrukcji, wygodniejszej do przenoszenia w kieszeni lub plecaku. Zamiast układów Porro do „prostowania” obrazu stosuje się wtedy pryzmaty odwracające, np. Abbego typu A (rys. 5.3b), Pechana z dachem lub jeszcze inne. Lornetki z lunetkami Galileusza dają z natury obraz prosty i nie wymagają układów odwracających (rys. 5.3c). Ich aberracje nie dają się wystarczająco dobrze korygować, w rezultacie powiększenia wizualne lornetek Galileusza są małe, dlatego są one stosowane głównie jako lornetki teatralne. Lornety bazujące na luncie Keplera bywają zaopatrzone na ogół w jedną płytkę ogniskową Po , na której mieści się skala lub wzornik ułatwiający pomiar wielkości lub odległości obserwowanego przedmiotu. Wielkościami charakteryzującymi lornety są grawerowane na obudowie powiększenie wizualne oraz średnica źrenicy wejściowej, np. 11×40 (11 – powiększenie, 40 – średnica źrenicy wejściowej (w tym przypadku średnica obiektywu)). Lornety o powiększeniu powyżej $16\times$ należy umieszczać na statywie, bo mimowolne ruchy rąk utrudniają obserwację.



Rys. 5.3. Schematy lornetek: a) z lunetkami Keplera oraz pryzmatycznym układem odwracającym Porro I. rodzaju, b) z lunetkami Keplera oraz pryzmatem odwracającym Abbego typu A, c) z lunetkami Galileusza. *Ob* – obiektyw, *Ok* – okular, *Po* – płytka ogniskowa

5.4. Luneta celownicza

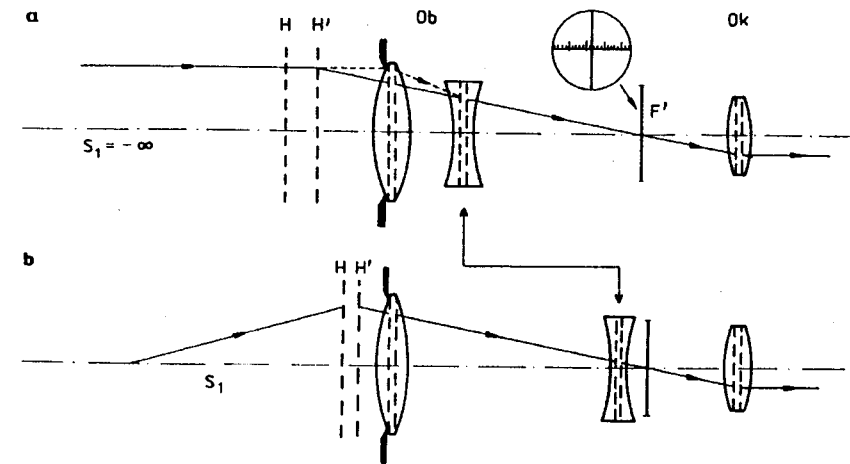
Istnieje wiele lunet celowniczych różniących się konstrukcją uwarunkowaną ich zastosowaniem. Inne są więc lunety celownicze będące wyposażeniem broni myśliwskiej i strzelców wyborowych, inne będące na wyposażeniu broni przeciwlotniczej, inne do dział strzelających, często do niewidocznego celu, jeszcze inne w bombowcach. Spośród wymienionych lunet celowniczych będzie omówiona jedynie luneta celownicza używana przez myśliwych i strzelców wyborowych. Jest to luneta Keplera (rys. 5.4) z soczewkowym układem odwracającym, montowana na tylnej części lufy. Obiektyw Ob_1 tworzy odwrócony obraz przedmiotu w płaszczyźnie płytki ogniskowej Po z naniesionym na niej wzornikiem ułatwiającym celowanie. Utworzony przez obiektyw Ob_2 obraz jest ponownie odwrócony i mieści się w płaszczyźnie ogniska przedmiotowego okularu Ok . Lunety tego typu mają mały kąt polowy ($2\omega \cong 12^\circ$) i soczewki polowe (kolektywy) nie są potrzebne. Powiększenie wizualne wynosi około $1,5^x$. Cechą szczególną lunety celowniczej jest duża odległość źrenicy wyjściowej od okularu, wynosząca 80 mm. Jak wiadomo, źrenica wyjściowa musi pokrywać się ze źrenicą wejściową oka obserwatora, a strzelec, z natury rzeczy, w czasie strzelania ma głowę oddaloną od lunety. Zresztą nie może być inaczej ze względu na ochronę przed odrzutem broni w czasie strzału. Płytkę ogniskową Po ma przesuw pionowy do nastawiania odległości strzału oraz poprzeczny do lufy – do korygowania znoszenia pocisku przez wiatr. Obiektywy i okulary są wielosoczewkowe, więc narysowane na rys. 5.4 należy traktować symbolicznie.



Rys. 5.4. Luneta celownicza. Pa – przyszona aperturowa, Zwe – żrenica wejściowa, Zwy – żrenica wyjściowa, Po – płytka ogniskowa z przesuwem poziomym i pionowym, Ob₁ – obiektyw lunety, Ob₂ – obiektyw odwracający, Ok – okular

5.5. Luneta geodezyjna

Luneta Keplera z soczewką ogniskującą bywa nazywana lunetą geodezyjną. Pierwotnie była ona stosowana w niwelatorach i teodolitach w przedstawionej niżej wersji, obecnie wzbogaca się ją w układ odwracający, pozwalający na otrzymywanie obrazów prostych. Przez lunety geodezyjne powinno się obserwować przedmioty oddalone od nieskończoności do około 1 m. W dawnych modelach nastawianie na ostrość przy zmianie odległości przedmiotu odbywało się za pomocą przesuwu zespołu okularu. Prowadziło to do niestabilności osi optycznej lunety, spowodowanej luzami okularu. Obecnie uzyskuje się to przez zmianę położenia ujemnej soczewki obiektywu. Obiektyw lunety geodezyjnej składa się z części stałej, skupiającej, oraz części rozpraszającej, zwanej soczewką ogniskującą (rys. 5.5). Soczewka ogniskująca może przesuwać się wzdłuż osi lunety z mniejszymi luzami niż okular. Gdy luneta jest ustawiona na ostre widzenie przedmiotów odległych (rys. 5.5a), soczewka ogniskująca jest przysunięta do dodatniej części obiektywu. Promień aperturowy, padający na obiektyw z nieskończoności, kieruje się po przejściu przez część skupiającą do jej ogniska, ale zostaje odchylony przez soczewkę ogniskującą i tworzy obraz w innym miejscu, będącym ogniskiem F' całego obiektywu. W tym miejscu umieszcza się płytkę ogniskową z podziałką. Przedłużając ten promień wstecz, aż do przecięcia z promieniem aperturowym padającym na lunetę, znajdujemy płaszczyznę główną obrazową H' obiektywu ustawionego na nieskończoność. Gdy soczewka ogniskująca



Rys. 5.5. Bieg promieni w lunecie z obiektywem o zmiennej ogniskowej: a) nastawionej na nieskończoność, b) nastawionej na skończoną odległość s_1 , Ob – obiektyw z przesuwaną soczewką ogniskującą

jest przesunięta do płytki ogniskowej (rys. 5.5b), na płycie tworzy się wówczas obraz znacznie bliższego przedmiotu, znajdującego się w najbliższej odległości celowania. Obiektywy zbudowane z części dodatniej i umieszczonej za nią części ujemnej nazywa się teleobiektywami. Cechuje je mniejsza długość i z tego powodu stosuje się je wtedy, gdy z jakiegokolwiek powodu wskazana jest redukcja długości obiektywu. Cechą szczególną teleobiektywu są wysunięte przed jego obiektyw płaszczyzny główne.

5.6. Niwelator

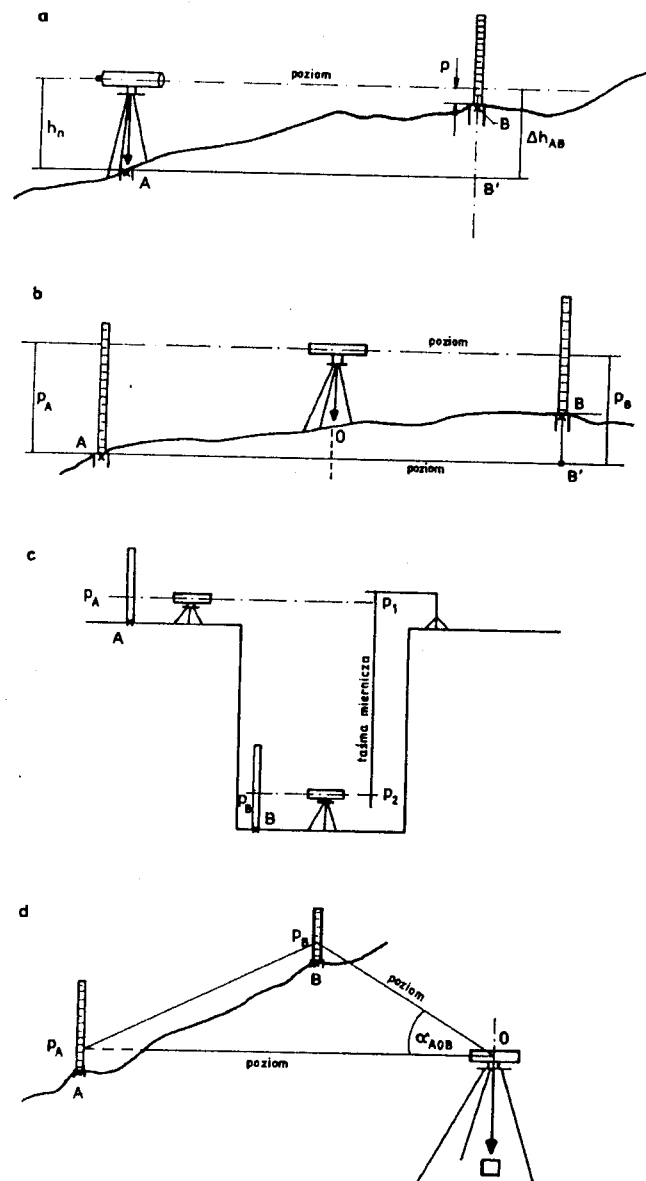
Niwelator jest odpowiednio przystosowaną lunetą geodezyjną z układem odwracającym, zaopatrzoną w pionową oś obrotu. Służy głównie do określania różnicy wysokości między wybranymi punktami A i B terenu (rys. 5.6a, b, c) oraz do pomiaru kąta dwuściennego między płaszczyznami przechodzącymi odpowiednio przez punkty A , B oraz pionową oś obrotu lunetki niwelatora (rys. 5.6d). Kąty poziome odczytuje się na kole podziałowym, zwanym również limbusem. W czasie pomiarów wykorzystuje się drewniane lub inwarowe łaty niwelacyjne o długości 2, 3 lub 4 m z naniesionymi na nich podziałkami. Łaty ustawia się na znakach wysokości (reperach), na metalowych podstawkach lub palikach. Pionowe ustawienie łaty kontroluje się okrągłą poziomą. Niwelator pozwala również na pomiar odległości łaty od osi obrotu lunetki. Jeżeli stanowisko pomiarowe można tak zlokalizować, aby punkty A i B oraz niwelator znajdowały się na wspólnej prostej, to różnicę wysokości między zadanymi punktami przeprowadza się metodą niwelacji „w przód” (rys. 5.6 a) lub „ze środka” (rys. 5.6 b). W pierwszym przypadku pionową oś obrotu niwelatora umieszcza się nad punktem A i mierzy wysokość h_n osi optycznej niwelatora od A . Po umieszczeniu łaty w punkcie B i spoziomowaniu lunetki niwelatora odczytuje się wartość p pomiarowej na łacie na wysokości osi optycznej lunetki, czyli wysokość osi lunetki nad punktem B . Różnica wysokości Δh_{AB} punktów A i B wynosi więc

$$\Delta h_{AB} = h_n - p.$$

Przy niwelacji „ze środka” (rys. 5.6b) lunetkę ze spoziomowaną osią kieruje się najpierw na łatę umieszczoną w punkcie A i odczytuje na niej wartość p_A nad punktem A . Podobnie wyznacza się wysokość p_B osi nad punktem B . Różnica wysokości Δh_{AB} punktów A i B wynosi zatem

$$\Delta h_{AB} = p_A - p_B.$$

Mierząc dodatkowo wzajemne odległości punktów A i B' , gdzie B' jest rzutem punktu B na płaszczyznę poziomą przechodzącą przez A , można w ten sposób „krok po kroku” zmierzyć profil terenu wzdłuż zadanego kierunku.



Rys. 5.6. Pomiar różnicy wysokości niwelatorem metodą „w przód” (a) oraz „ze środka” (b), przenoszenie wysokości w pomiarach niwelacyjnych (c), niwelacja za pomocą poziomego kąta podziałowego (d)

Często zachodzi potrzeba wyznaczania raptownie zmieniających się zmian wysokości, np. głębokości szybu kopalni (rys. 5.6c). Używa się wtedy pionowo opuszczonej taśmy mierniczej. Najpierw robi się odczyt wartości p_A na łacie umieszczonej nad punktem A oraz odczyt p_1 na taśmie mierniczej na stanowisku górnym, potem wartości p_B na łacie umieszczonej nad punktem B oraz p_2 na taśmie na stanowisku dolnym. Różnica Δh_{AB} wysokości punktów A i B wynosi

$$\Delta h_{AB} = (p_1 - p_2) - (p_A - p_B).$$

Jest wiele powodów, że w czasie pomiaru nie da się ustawić niwelatora na linii łączącej punkty terenowe A i B . Umieszcza się go wtedy poza tą linią w punkcie O , a spoziomowaną lunetkę kieruje się najpierw na łacę umieszczoną w punkcie A , a potem, po obróceniu lunetki o kąt α_{AOB} , na łacę stojącą w punkcie B , notując za każdym razem odczyty działek p_A oraz p_B na osi optycznej lunety niwelatora. Należy jeszcze zmierzyć odległości AO i BO punktów A i B od niwelatora. Wystarcza to do wyliczenia wzajemnej „poziomej” odległości AB punktów A i B oraz różnicy wysokości między nimi.

Niwelator samopoziomujący

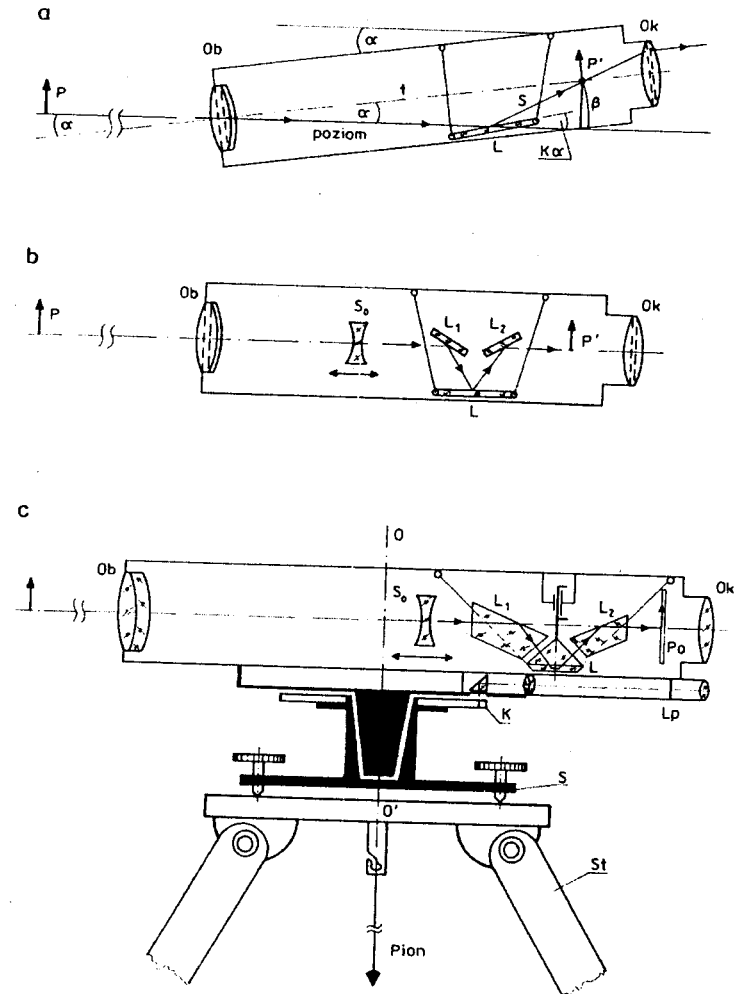
Jak widać, w czasie pomiarów niwelacyjnych kluczowym problemem jest spozimowanie lunetki, gdyż rzutuje to bezpośrednio na dokładność pomiaru. Istniało wiele wymyślnych sposobów poziomowania oraz wiele typów poziomnic służących do tego celu. Problem przestał być kłopotliwy, gdy wynaleziono poziomowanie automatyczne.

Zasadę samopoziomowania na przykładzie niwelatora Ni2 firmy Zeiss-Opton pokazano na rys. 5.7a, a jej realizację na 5.7b i c. Lunetka niwelatora (rys. 5.7a) została wstępnie spozimowana za pomocą poziomicy i pozostał błąd α poziomowania wynoszący kilka minut. Z tego powodu poziomy promień wychodzący z punktu P przedmiotu i przechodzący przez punkty główne obiektywu nie utworzy razem z innymi promieniami obrazu tam gdzie powinien, to znaczy na osi optycznej niwelatora w punkcie P' . Można go jednak tam skierować za pomocą zwierciadła L zawieszono go na stalowych nitkach. Zawieszenie jest tak zrobione, aby przy pochyleniu osi lunetki o kąt α zwierciadło pochylało się o kąt $k\alpha$, gdzie $k \approx 3$. Gdy więc poziomy promień aperturowy pada na zwierciadło pochylone pod kątem $k\alpha$, promień odbity s biegnie pod kątem $\beta = 2k\alpha$. Pozwala to ustalić lokalizację zwierciadła. Z rysunku 5.7a widać, że słuszne jest równanie:

$$f\alpha = s\beta = 2sk\alpha,$$

a stąd

$$s = \frac{f}{2k} \approx \frac{f}{6}. \quad (5.5)$$



Rys. 5.7. Zasada samopoziomowania niwelatora Ni2 f-my Zeiss-Opton. a) Oś lunetki jest pochylona pod kątem α do poziomu. Poziomy promień aperturowy przechodzi przez punkty węzłowe obiektywu o ogniskowej f' i po odbiciu się od zwierciadła L pochylonego pod kątem $k\alpha$, przebywając drogę s , kieruje się pod kątem β do punktu P' , gdzie powinien utworzyć się obraz, gdyby lunetka była dobrze spozimowana. Ob – obiektyw, So – soczewka ogniskująca, P, P' – przedmiot i jego obraz. Ok – okular. b) Kierowanie wiązki aperturowej na zwierciadło kompensujące L za pomocą zwierciadeł L_1 i L_2 . c) Schemat niwelatora Opton-Oberkochen. Zwierciadła L_1 i L_2 zastąpiono pryzmatami jednoodbiciowymi, zwierciadło L – pryzmatem dachowym. Po – płytka ogniskowa, Lp – lunetka pomocnicza do odczytu skali poziomego koła podziałowego K , S – spodarka, St – statyw, OO' – oś obrotu lunetki niwelatora (na podstawie [17])

Jak już powiedziano, kompensowane kąty są rzędu kilku minut, więc konstrukcja nie może być taka jak schemat ideowy pokazany na rys. 5.7a, gdyż zwierciadło (prawie poziome) obcinałoby wiązkę aperturową. Techniczne zastosowanie tej zasady pokazano na rys. 5.7b, gdzie wiązka promieni jest kierowana na zwierciadło L za pomocą dwóch zwierciadeł nieruchomych L_1 i L_2 . Układ zwierciadeł L_1, L, L_2 odwraca obraz lunety „górną – dół”, ale nie „lewo – prawo”. Aby uzyskać pełne odwrócenie obrazu, zamiast zwierciadła L stosuje się pryzmat prostokątny z dachem (rys. 5.7c na przykładzie niwelatora Opton-Oberkochen). Zwierciadła L_1 i L_2 zastępuje się pryzmatami jednoodbiciowymi. Pryzmat dachowy jest zawieszony na stalowych nitkach i zaopatrzony w tłumik drgań. Układ pryzmatów L_1, L, L_2 spełnia więc tutaj dwie role – jest układem samopoziomującym oraz odwracającym.

Opisany sposób samopoziomowania jest oczywiście jednym z kilku możliwych. W skład lunetki wchodzi jeszcze soczewka ogniskująca S_0 , płytka ogniskowa P_0 i okular Ok . Lunetka niwelatora jest połączona za pomocą pionowej osi OO' ze spodarką S , a ta z kolei ze statywem St . Pion zwisający pod statywem jest przedłużeniem osi obrotu lunetki niwelatora, czyli stanowi przedłużenie linii OO' . W spodarce mieści się koło podziałowe z podziałką kątową. Do odczytu skali koła podziałowego służy pomocnicza lunetka odczytowa L_p .

Bezpośredni pomiar odległości niwelatorem

Zasada bezpośredniego pomiaru odległości niwelatorem jest przedstawiona na rys. 5.8. Przez odległość przedmiotu od niwelatora rozumie się odległość D_o od pionowej osi obrotu jego lunetki. W punkcie pomiarowym należy ustawić łąkę pomiarową. Na płytce ogniskowej P_0 niwelatora są umieszczone dwie poziome kreski odległe od siebie o a . Należy odczytać, jaka długość l łąki jest odwzorowana między tymi kreskami. Z rysunku 5.8 wynika równość następujących proporcji.

$$\frac{D - f}{l} = \frac{f}{a},$$

czyli

$$D = f + \frac{lf}{a}$$

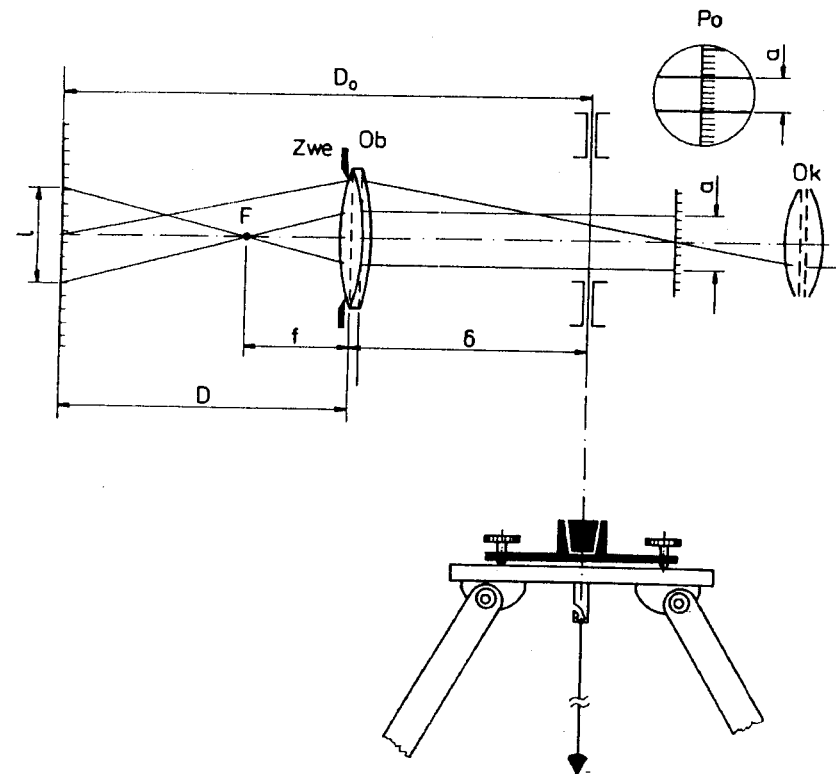
gdzie:

D – odległość łąki od przedmiotowej płaszczyzny głównej obiektywu,

f – ogniskowa przedmiotowa obiektywu.

„Prawdziwa” odległość D_o przedmiotu jest równa sumie odległości D , liczonej do przedmiotowej płaszczyzny głównej, i odległości δ tej płaszczyzny głównej od osi obrotu.

$$D_o = D + \delta.$$



Rys. 5.8. Pomiar odległości niwelatora: l – odcinek łąki odwzorowany między kreskami naniesionymi we wzajemnej odległości a na płytce ogniskowej P_0 .

Ob – obiektyw niwelatora o ogniskowej przedmiotowej f i ognisku F .

D – odległość przedmiotu (łąki) od płaszczyzny głównej przedmiotowej obiektywu,

δ – odległość tej płaszczyzny od osi obrotu lunety niwelatora, D_o – odległość przedmiotu od tej osi

Wartość δ powinna być podana przez producenta niwelatora. Po wyeliminowaniu D odległość przedmiotu od osi wynosi

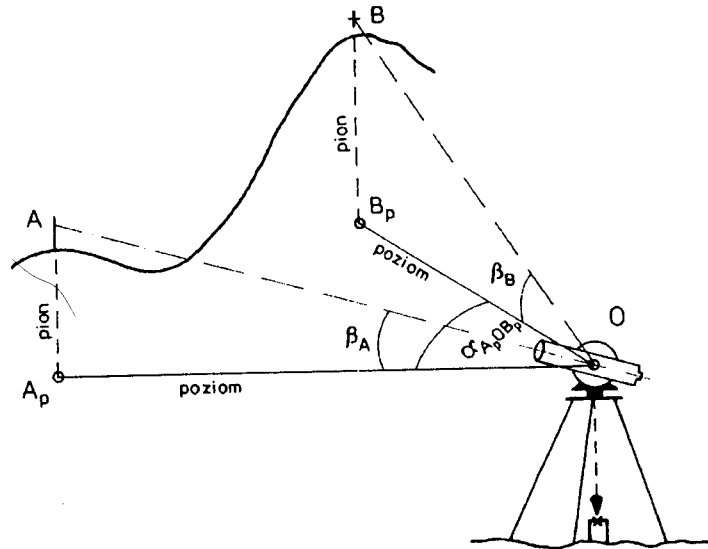
$$D_o = kl + C, \quad (5.6)$$

gdzie

$$k = \frac{f}{a} = \text{const} \text{ oraz } C = f + \delta = \text{const}.$$

5.7. Teodolit

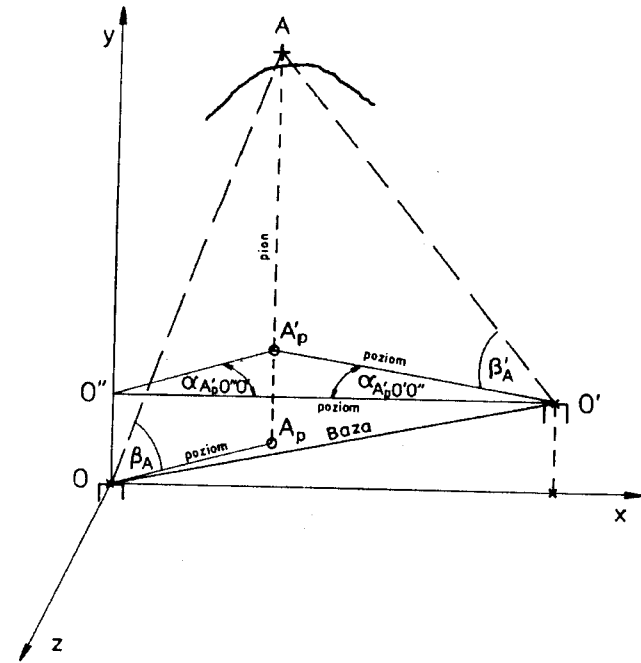
Teodolit służy do pomiaru kąta dwuściennego $\alpha_{A_p O B_p}$ między pionowymi płaszczyznami $AA_p O$ i $BB_p O$ (rys. 5.9) oraz kątów pionowych β_A między poziomem a linią celowania OA oraz β_B między poziomem a linią celowania OB . W odróżnieniu od niwelatorów, teodolity mają dwa koła podziałowe; jedno do pomiaru kątów poziomych, drugie do pionowych.



Rys. 5.9. Wyznaczanie ze stanowiska pomiarowego O teodolitu kątów pionowych β_A i β_B oraz kąta dwuściennego $\alpha_{A_p O B_p}$ między pionowymi płaszczyznami przechodzącymi przez punkty A, O i B, O

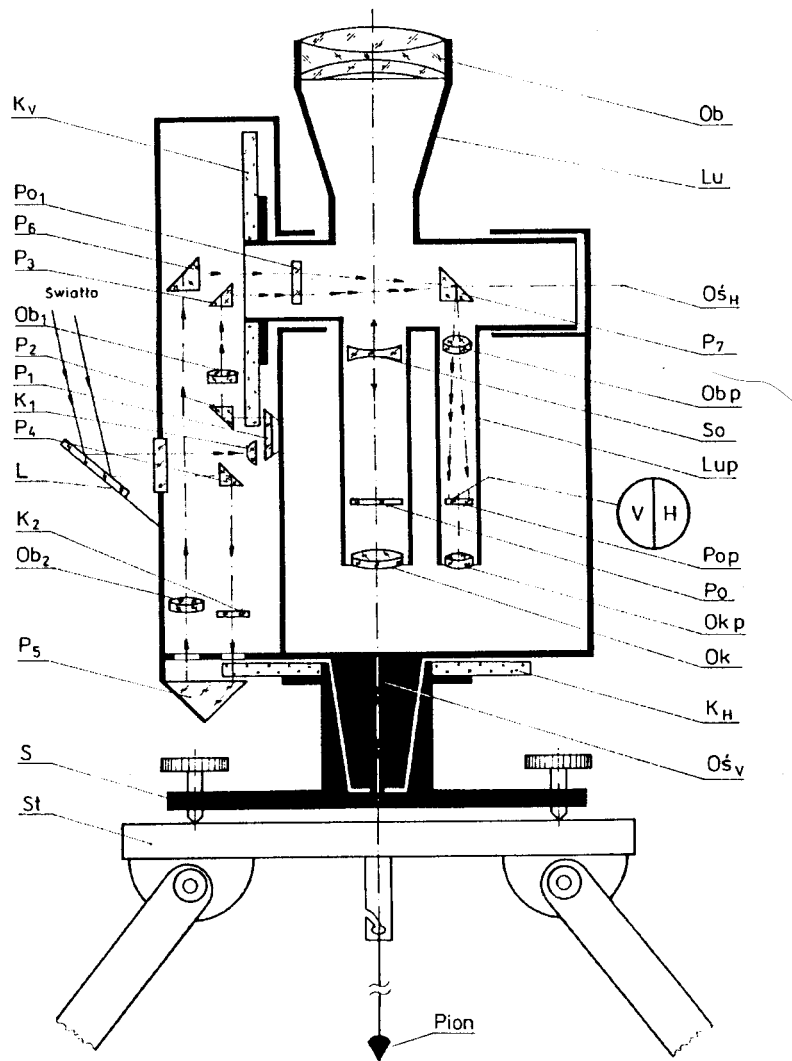
Typowym zadaniem geodezyjnym rozwiązywanym za pomocą teodolitu jest wyznaczenie współrzędnych kartezjańskich punktu A w terenie (rys. 5.10). Do rozwiązania tego zadania jest potrzebna tak zwana baza, czyli dwa repery O i O' o znanych współrzędnych x, y, z . Na rysunku 5.10 przyjęto dla ułatwienia, że baza leży w płaszczyźnie x, y układu. Celując teodolitem z punktu O w kierunku punktu A , a potem w kierunku O' , można na poziomym kole podziałowym odczytać kąt dwuścienny $\alpha_{A_p O' O''}$ między płaszczyzną x, y a płaszczyzną przechodzącą przez punkt A i oś y układu. Na pionowym kole podziałowym odczytuje się pionowy kąt β_A między poziomem a linią celowania OA . Umieszczając teodolit na drugim reperze, mierzy się podobnie kąt poziomy $\alpha_{A_p' O' O''}$ oraz pionowy β'_A . W poziomym trójkącie $O' O'' A_p'$

znana jest długość odcinka $O' O''$ wyliczona ze współrzędnych bazy. Pozwala to wyliczyć odległości OA_p oraz $O' A_p'$ pionu spuszczonego z punktu A , a także wysokości AA_p oraz AA'_p punktu A . Postępując podobnie dalej, można cały teren pokryć takimi trójkątami poziomymi, czyli siecią triangulacyjną i wyznaczyć na nim wysokości interesujących nas punktów.



Rys. 5.10. Sposób wyznaczania współrzędnych punktu A za pomocą teodolitu

Jako przykład konstrukcji teodolitu na rys. 5.11 pokazano bardzo uproszczoną wersję teodolitu Wilda T16. Luneta Lu teodolitu z apochromatycznym obiektywem Ob , przesuwaną soczewką ogniskującą So , płytką ogniskową Po i okularzem Ok obraca się razem z pionowym kołem podziałowym K_V wokół poziomej osi obrotu $O_s H$. Obrót lunety połączonej z pionowym kołem podziałowym pozwala mierzyć kąty pionowe. Luneta wraz z jej obudową może ponadto obracać się wokół osi pionowej $O_s V$ względem spodarki S , z którą związane jest poziome koło podziałowe K_H . Spodarka jest umieszczona na statywie St , z którym związany jest pion pokrywający się z pionową osią obrotu teodolitu. Wartości działek kątowych poziomego i pionowego koła podziałowego odczytuje się w okularze Okp lunetki pomocniczej Lup . Prześledźmy, jak



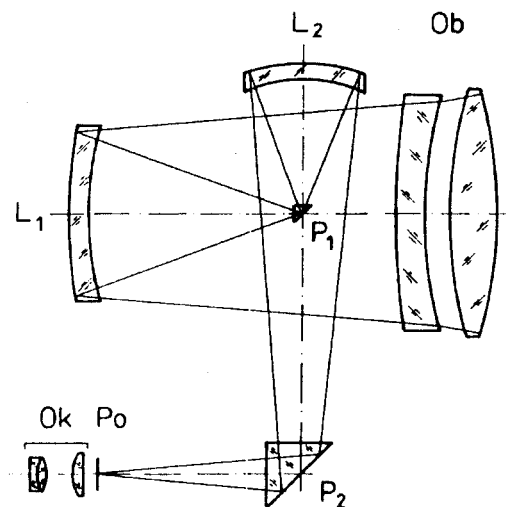
Rys. 5.11. Uproszczony układ optyczno-mechaniczny teodolitu Wilda T16 (na podstawie [17]).
Objaśnienie w tekście

w lunecie pomocniczej tworzą się obrazy skal obu kół podziałowych. Zwierciadło L kieruje do wnętrza układu odczytowego teodolitu wiązkę światła, która dzieli się na dwie części: górną i dolną. Kondensator K_1 i pryzmat P_1 oświetlają fragment skali pio-

nowego koła podziałowego. Obiektyw Ob_1 za pomocą pryzmatów P_2 i P_3 tworzy obraz tego fragmentu skali na połowie płytki ogniskowej Po_1 .

Dolna część wiązki kierowanej przez zwierciadło L za pomocą kondensora K_2 i pryzmatu P_4 oświetla potrzebny do odczytu fragment poziomego koła podziałowego. Obiektyw Ob_2 za pomocą pryzmatów P_5 i P_6 tworzy obraz tej skali na drugiej połowie płytki ogniskowej Po_1 . Na płytce ogniskowej Po_1 powstają więc równocześnie obrazy skal pionowego i poziomego koła podziałowego. Obiektyw Ob_p lunetki pomocniczej wspomagany przez pryzmat P_7 przenosi je na płytkę ogniskową Po_p umieszczoną w płaszczyźnie przedmiotowej okularu Ok_p lunetki pomocniczej.

Opisany wyżej przykład konstrukcji teodolitu jest konstrukcją sprzed dziesięcioleci, a został przytoczony dzięki jego zaletom dydaktycznym. Nowsze rozwiązania posługują się często soczewkowo-zwierciadlanymi układami optycznymi. Są to układy trudniejsze do justowania i prawidłowego montażu, ale cechują się większą zwartością konstrukcji i mniejszą podatnością na drgania. Przykład takiej katadioptrycznej (soczewkowo-zwierciadlanej) lunetki niwelatora stosowanej w firmie Kern-Aarau pokazano na rys. 5.12. Achromatyczny obiektyw Ob wraz ze zwierciadłem L_1 tworzy obraz pośredni w obszarze pryzmatu P_1 . Ten pryzmat kieruje wiązkę do obiektywu zwierciadlanego L_2 , który za pomocą pryzmatu P_2 tworzy obraz prosty na płytce ogniskowej Po okularu Ok .



Rys. 5.12. Przykład lunetki soczewkowo-zwierciadlanej teodolitu Kerna-Aaraua.
 Ob – achromat soczewkowy, L_1 , L_2 – obiektywy zwierciadlane, P_1 , P_2 – pryzmaty,
 Po – płytka ogniskowa, Ok – okular [3]

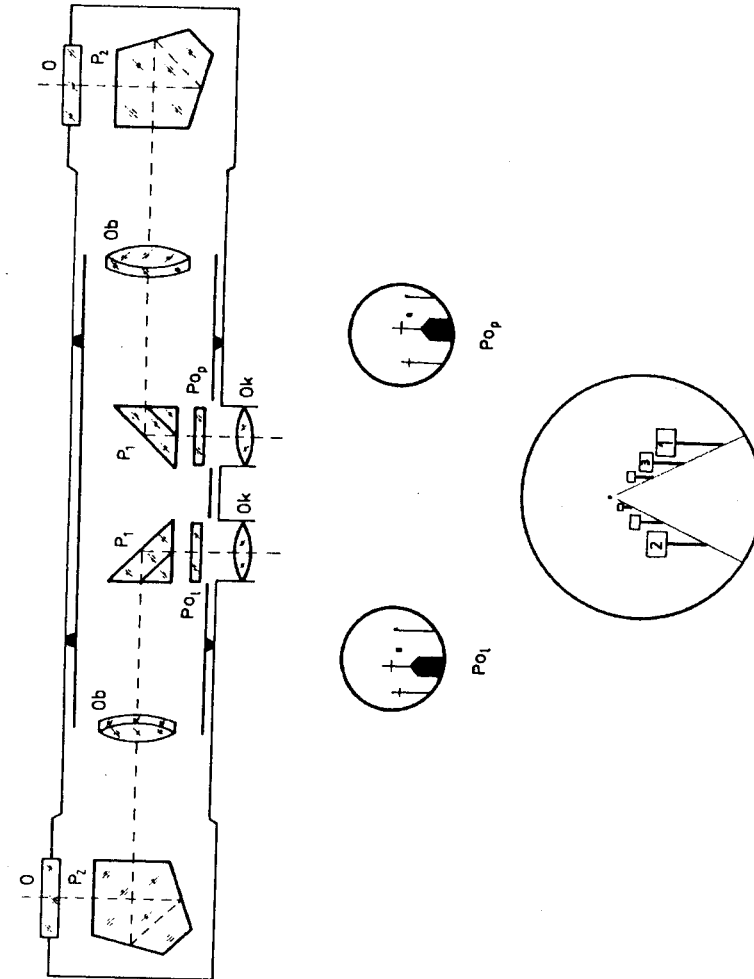
5.8. Dalmierze

Dalmierz stereoskopowy

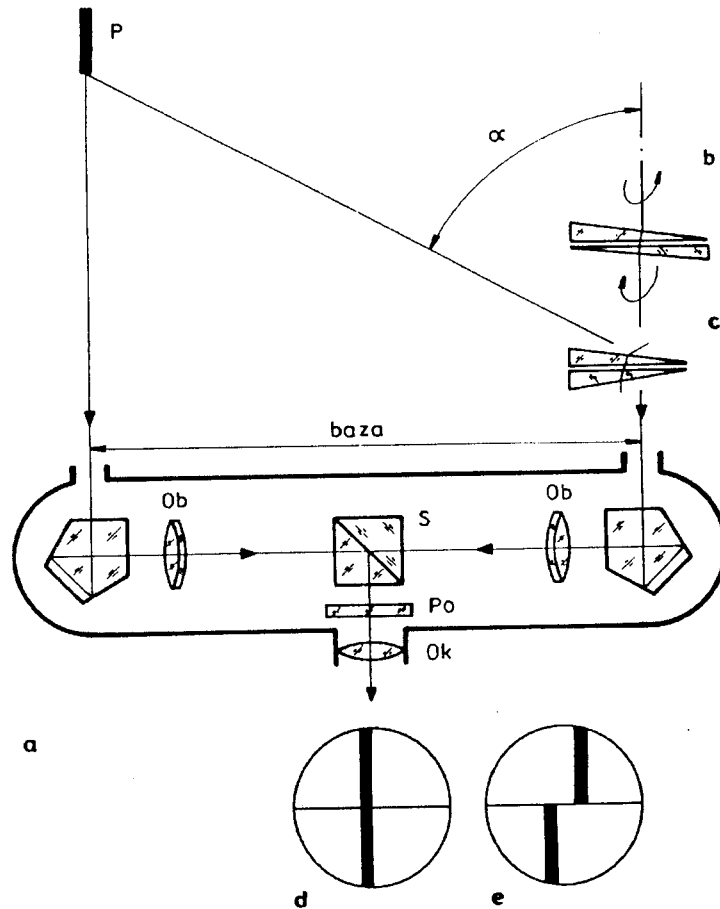
Dalmierze mają różnorodne rozwiązania konstrukcyjne. Dalmierze stereoskopowe mają np. konstrukcję bardzo podobną do lornety nożycowej. Ob – obiektywy lunet, Ok – okulary, P_1 – pryzmaty prostokątne dachowe, P_2 – pryzmaty pentagonalne, O – okienka ochronne. Na płytkach ogniskowych obu okularów umieszcza się znaczniki przestrzenne lewy i prawy (P_{o_l} , P_{o_p}) tak rozmieszczone, że obserwator ulega złudzeniu, że widzi je w przestrzeni (rys. 5.13). Gdyby te znaczniki przypominały słupy rozmieszczone wzdłuż drogi, na których wypisano odległości od obserwatora, wtedy patrząc przez taki stereoskopowy dalmierz, obserwowane obiekty widzi się między tymi znakami odległości i bardzo szybko można określić, jak daleko się znajdują. Można to łatwo sprawdzić, patrząc na płytkę P_{o_l} na rys. 5.13 lewym okiem, a na płytkę P_{o_p} – prawym. Czarny kwadracik mieści się między wieżą kościelną a masztem. Dalmierze stereoskopowe są używane zwłaszcza wtedy, gdy mierzy się odległość do niewielkich, szybko przesuwających się obiektów słabo odbijających promieniowanie radarowe.

Dalmierz koincydencyjny

Inny rodzaj dalmierza, nazywanego dalmierzem koincydencyjnym, przedstawiono na rys. 5.14. Są to dwie lunety we wspólnej obudowie, doprowadzające obraz do wspólnego okularu Ok w ten sposób, że jedna luneta tworzy obraz w górnej połowie pola widzenia płytki ogniskowej P_o , druga – w jej dolnej połowie (widoki d) i e)). Podział wiązek następuje w kostce światłodzielną S , która z jednej strony ma zasłoniętą część dolną, a z drugiej – część górną. Wzajemna odległość przysłon aperturowych obiektywów Ob obu lunet, zwana bazą, może wynosić aż 10 m, a pomiar odległości jest wtedy możliwy do 50 km. Istotną częścią dalmierza jest system pryzmatów zmieniający kąt biegu promieni idących od przedmiotu do jednego z obiektywów. Jeden z przykładów takiego systemu przedstawiają rys. 5.14b i c. Jest to układ dwóch klinów optycznych na wspólnej osi, mogących obracać się w przeciwnych kierunkach. Jeżeli oba kliny kompensują się (b), to promienie z bardzo odległych przedmiotów wchodzi do obu obiektywów jako wzajemnie równoległe i tworzą w obu częściach okularu dwa fragmenty tego samego przedmiotu, będące wzajemnym przedłużeniem (rys. 5.14d). Występuje więc koincydencja obu części obrazu. Obraz obiektu leżącego bliżej obserwatora byłby w okularze podzielony (rys. 5.14e). Chcąc teraz obie części obrazu doprowadzić do koincydencji, należy tak obrócić kliny, aby promień idący od przedmiotu do klinów znowu wchodził do obiektywu równoległe do promienia przechodzącego przez drugi obiektyw. Po ustawieniu klinów na koincydencję odczytuje się zmianę kąta α biegu promienia i wylicza odległość przedmiotu P . Odległość ta może być też podana bezpośrednio na skali obrotu klinów zamiast podziałki kątowej. Podobny dalmierz stosuje się w wizjerach niektórych aparatów fotograficznych.



Rys. 5.13. Dalmierz stereoskopowy. O – okienka ochronne, Ob – obiektywy, Ok – okulary, P_1 – pryzmaty dachowe, P_2 – pryzmaty pentagonalne, P_{o_l} , P_{o_p} – płytki ogniskowe lewa i prawa i przykład naniesionych na nie znaczników stereoskopowych

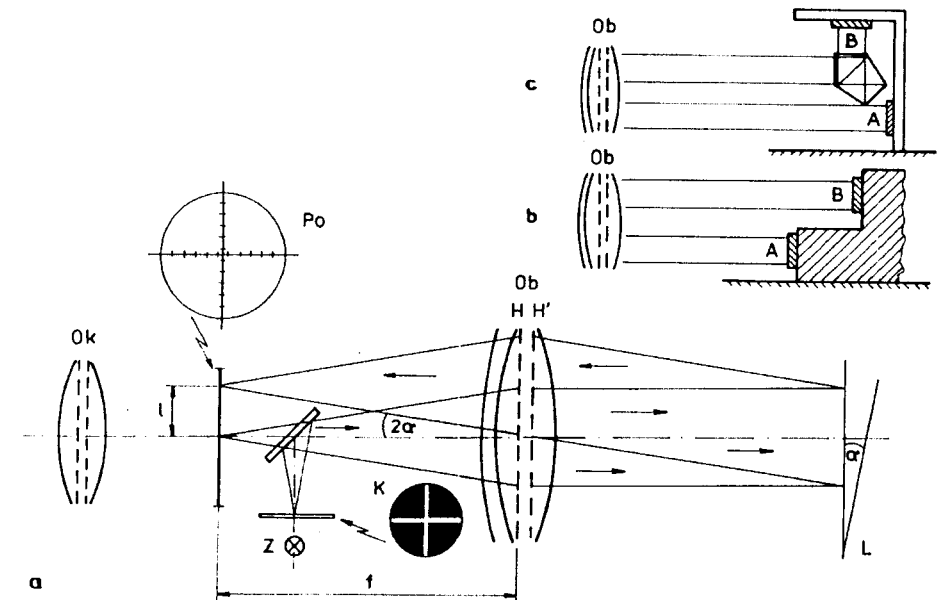


Rys. 5.14. Schemat dalmierza koincydencyjnego: a) lunety dalmierza we wspólnej obudowie, P – przedmiot, Ob – obiektywy lunet, Po – płytka ogniskowa, S – kostka światłodzieląca, b) i c) klipy o zmiennym kącie odchylenia w skrajnych położeniach, d) pole widzenia w okularze w przypadku dobrej koincydencji, e) – pole widzenia w okularze przy braku koincydencji

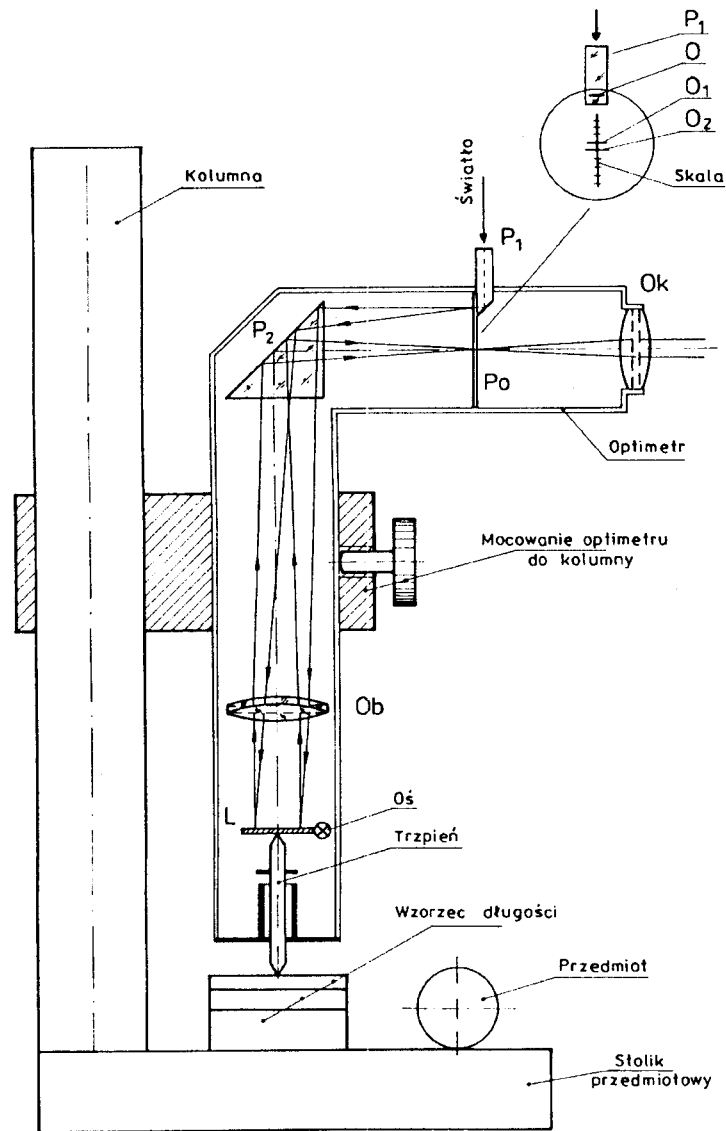
5.9. Luneta autokolimacyjna

Luneta autokolimacyjna jest reprezentantem większej rodziny lunet kontrolno-pomiarowych i montażowych. W płaszczyźnie ogniskowej obiektywu, a zarazem okula-

ru (rys. 5.15a) jest umieszczona płytka ogniskowa Po z krzyżem i podziałką. Dla ułatwienia rozumowania założymy, że środek krzyża leży na osi optycznej. Prostopadle do osi optycznej jest zamontowany układ oświetlający z krzyżem przedmiotowym K leżącym, podobnie jak płytka ogniskowa Po , w płaszczyźnie ogniskowej obiektywu. Krzyż K jest oświetlony źródłem światła Z . Promienie wychodzące ze środka krzyża K , po odbiciu się od zwierciadła lub kostki światłodzielącej, wychodzą z obiektywu Ob równoległe do osi optycznej. Jeżeli trafiają na powierzchnię lustrzaną L do nich prostopadłą, to wracają do lunety i tworzą obraz krzyża K pokrywający się z krzyżem na płytce ogniskowej Po . Jeżeli jednak powierzchnia odbijająca jest odchylna pod kątem α , to wiązka po odbiciu jest pochylona do osi pod kątem 2α i obraz krzyża K przesuwa się względem krzyża na płytce ogniskowej na odległość $l = f' \operatorname{tg} 2\alpha$. W ten sposób można mierzyć kąt pochylenia powierzchni odbijającej: $\alpha = 0,5 \operatorname{arctg}(l/f')$. Można też zmierzyć nierównoległość ścian A i B (rys. 5.15b) lub ich nieprostotałość (rys. 5.15c). Istnieje wiele innych zastosowań lunety autokolimacyjnej.



Rys. 5.15. a) Zasada działania lunety autokolimacyjnej, b) autokolimacyjny pomiar nierównoległości dwóch powierzchni A i B , c) autokolimacyjny pomiar nieprostotałości dwóch powierzchni. K – płytka ogniskowa z krzyżem, Po – płytka ogniskowa ze skalą, Z – źródło światła, Ob – obiektyw, Ok – okular



Rys. 5.16. Zasada działania optimetru: *Ob* – obiektyw, *Ok* – okular, *L* – obrotowe zwierciadło, *P₁* – pryzmat oświetlacza, *P₂* – pryzmat prostokątny, *Po* – płytka ogniskowa, *O* – działka oświetlacza, *O₁* – obraz działki *O* związany ze wzorcem długości, *O₂* – obraz działki *O* związany z mierzonym przedmiotem

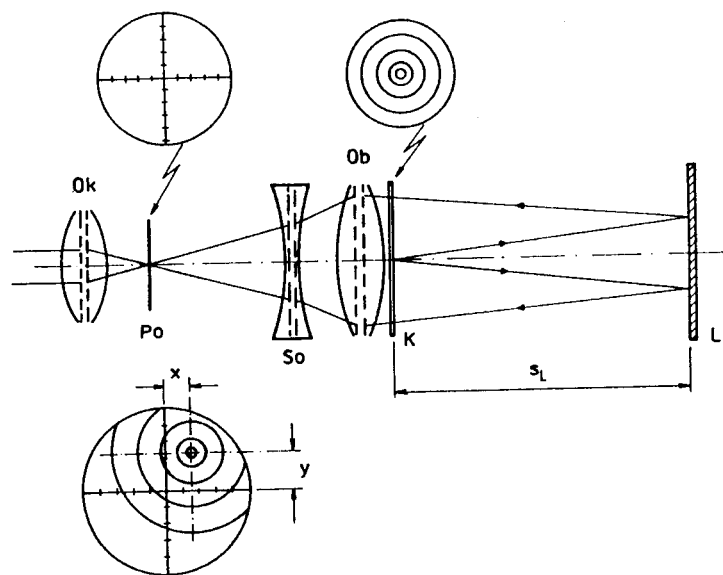
5.10. Optimetr

Optimetr jest przyrządem służącym do pomiaru małych różnic długości z dokładnością 0,001mm lub nieco lepszą. Jego działanie jest oparte na zasadzie działania lunety autokolimacyjnej. Lunetę autokolimacyjną stanowią obiektyw *Ob* (rys. 5.16), okular *Ok*, płytka ogniskowa *Po*, pryzmaty *P₁* i *P₂* oraz zwierciadło *L*. Lunetka jest mocowana do kolumny statywu. Zwierciadło *L* obraca się na swojej osi i jest pochylane za pomocą trzpienia wspartego na wzorcu długości umieszczonym na stoliku przedmiotowym. Wzorcem długości mogą być zestawy płytek Johanssona.

Światło wprowadzane do lunetki za pomocą pryzmatu *P₁* oświetla poziomą działkę *O* na płytce ogniskowej *Po*, na której, poniżej działki *O*, znajduje się pionowa skala długości. Wiązka światła wychodząca z działki *O* po przejściu przez obiektyw *Ob* pada jako wiązka równoległa na zwierciadło *L* i wracając tworzy swój obraz *O₁* na skali płytki ogniskowej. Jeżeli następnie pod trzpieniem optimetru zamiast wzorca długości umieści się mierzony przedmiot, to w analogiczny sposób w innym miejscu skali płytki ogniskowej utworzy się inny obraz *O₂*. Odległość obu obrazów *O₁*, *O₂* jest miarą różnicy długości wzorca i mierzonych przedmiotu.

5.11. Luneta autorefleksyjna

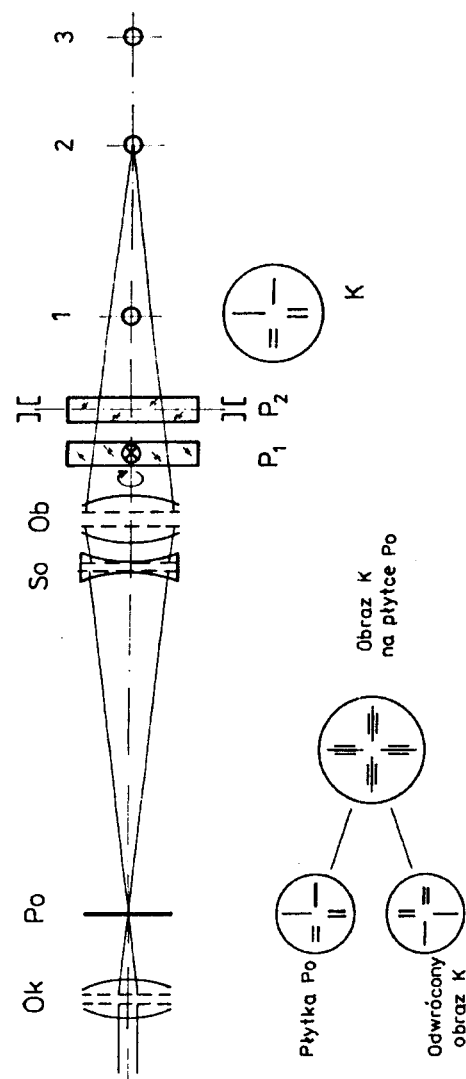
Luneta autorefleksyjna (rys. 5.17) tworzy na swojej płytce ogniskowej *Po* obraz płytki przedmiotowej *K* nakładanej na obiektyw. Aby to było możliwe, przed lunetą, prostopadle do jej osi, należy umieścić zwierciadło *L*, a zbiegowa przedmiotowa obiektywu lunety powinna być dwa razy dłuższa od zbiegowej *S_L* zwierciadła *L*. W lunecie autorefleksyjnej należy więc stosować obiektyw *Ob* z soczewką ogniskującą *So*. Płytkę *K* jest oświetlona zewnętrznym źródłem światła (na rysunku nie pokazano). Oś optyczną lunety wyznaczają środek krzyża na płytce ogniskowej *Po* i środek wzoru naniesionego na płytkę *K*, np. koncentrycznych okręgów. Jeżeli zwierciadło *L* jest prostopadle do osi, to środek krzyża na płytce *Po* pokrywa się ze środkiem obrazu okręgów płytki *K*. Jeżeli nie, wtedy oba środki są względnie przesunięte. Składowe *x*, *y* tego przesunięcia można zmierzyć okularzem mikrometrycznym, a następnie wyliczyć z nich kierunek i wartość kąta pochylecia zwierciadła *L*.



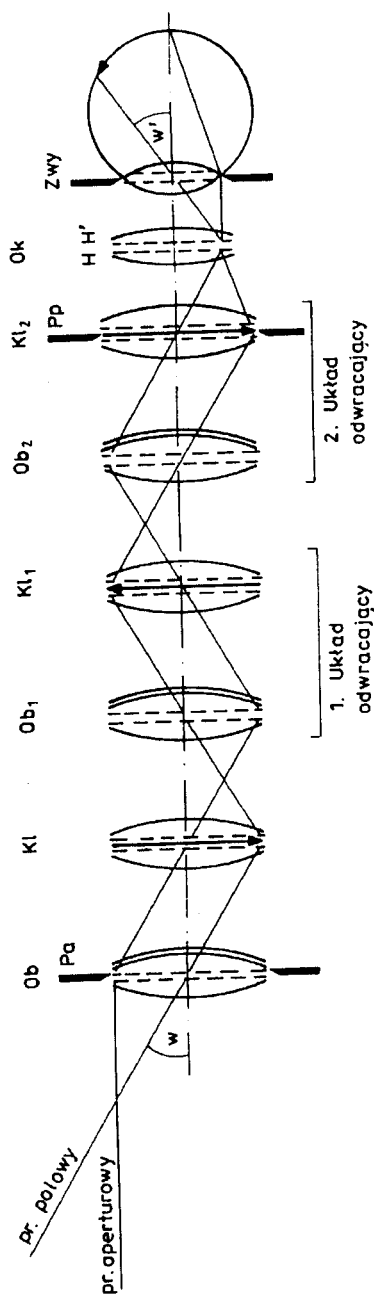
Rys. 5.17. Luneta autorefleksyjna: *K* – płytka wzornikowa nakładana na obiektyw lunety geodezyjnej, *Ob* – obiektyw, *So* – soczewka ogniskująca, *Ok* – okular, *Po* – płytka ogniskująca, *x, y* – współrzędne przesunięcia obrazu płytki przedmiotowej względem płytki ogniskowej

5.12. Luneta aliniometryczna

Częstym problemem metrologicznym jest sprawdzenie współliniowości elementów. Istnieje wiele optycznych i nieoptycznych metod sprawdzania współliniowości, a luneta aliniometryczna (rys. 5.18) należy do jednej z nich. Jest to luneta geodezyjna, czyli taka, której obiektyw *Ob* jest wyposażony w soczewkę ogniskującą *So*. Na badane obiekty pomiarowe 1, 2, 3, ... nakłada się kolejno płytkę celowniczą *K*. W płaszczyźnie ogniskowej okularu *Ok* na płytce ogniskowej *Po* naniesiony jest taki sam wzór jak na płytce celowniczej *K*. Po nałożeniu się na płytkę ogniskową odwróconego obrazu płytki *K*, której środek leży na osi optycznej lunety, mamy cztery pary linii, a każda para jest podzielona trzecią linią na dwie równe części. Oko potrafi z dużą dokładnością ocenić symetrię takiej bisekcji. Jeżeli jednak środek płytki nie leży na osi, to podział nie jest symetryczny. Można go doprowadzić do symetrii, pochylając wokół wzajemnie prostopadłych osi dwie płytki płasko-równoległe *P*₁ i *P*₂, umieszczone przed obiektywem lunety. Pochylenie płytek powoduje równoległe przemieszczenie się osi optycznej lunety, a ich kąt pochylecia jest miarą tego przemieszczenia.



Rys. 5.18. Luneta aliniometryczna: *K* – płytka celownicza nakładana kolejno na punkty pomiarowe 1, 2, 3, ..., *Po* – płytka ogniskowa, *P*₁, *P*₂ – płytki płasko-równoległe i ich osie obrotu, *Ob* – obiektyw, *So* – soczewka ogniskująca, *Ok* – okular



Rys. 5.19. Bieg promieni w peryskopie: *Ob* – obiektyw, *Ok* – okular, *Kl* – kolektyw, *Pa* – przysłona aperturowa, *Pp* – przysłona połowa, *Zwy* – źrenica wyjściowa

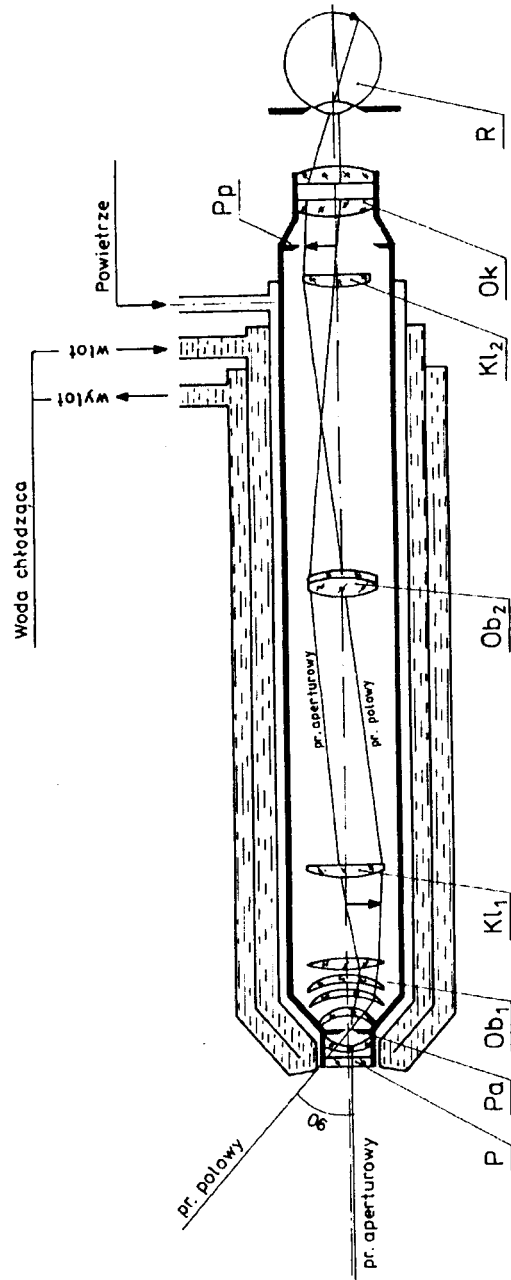
5.13. Peryskopy i wzierniki soczewkowe

Peryskopami nazywa się układy optyczne, które przenoszą obrazy na znaczną odległość od obiektywu, zmieniając przy tym na ogół kierunek obserwacji i umożliwiając panoramowanie otoczenia. Jest to potrzebne np. wtedy, gdy trzeba obserwować z ukrycia (z okopu, z łodzi podwodnej). Stosuje się wówczas lunety z układami przenoszącymi obraz, nazywanymi układami odwracającymi. Podobne układy optyczne służące do obserwacji niedostępnych, choć bliskich przedmiotów nazywa się wziernikami. Muszą one przenosić obraz z miejsca niedostępnego bezpośredniej obserwacji do miejsca dogodniejszego dla obserwatora. Przykładem może być obserwacja wewnętrznej strony lufy, wnętrza silnika, odwiertu itp. W medycynie wzierniki z soczewkowymi układami odwracającymi są zdecydowanie wypierane przez tańsze i praktyczniejsze wzierniki włóknowo-soczewkowe.

Obiektiw peryskopu *Ob* (rys. 5.19) tworzy obraz obserwowanego przedmiotu tam, gdzie promień aperturowy przecina oś optyczną, a wielkość tego obrazu jest ograniczona promieniem połowym. W lunecie lub mikroskopie ten właśnie obraz byłby obserwowany przez okular. Jeżeli jednak układ optyczny chcemy wydłużyć, wtedy w płaszczyźnie tego obrazu należy ustawić kolektyw *Kl*, a zamiast okularu za obrazem umieścić pierwszy układ odwracający, składający się z obiektywu *Ob₁* i kolektywu *Kl₁*. Kolektyw *Kl* nie ma wpływu na bieg promienia aperturowego, który po przejściu przez obiektyw *Ob₁* pierwszego układu odwracającego wyznacza w miejscu przecięcia z osią położenie nowego obrazu. Promień połowy jest skierowany przez kolektyw *Kl* do punktu głównego obiektywu *Ob₁* i w płaszczyźnie kolektywu *Kl₁* określa wielkość drugiego obrazu pośredniego w peryskopie. Obraz w płaszczyźnie kolektywu *Kl₁* jest odwrócony w stosunku do obrazu w płaszczyźnie kolektywu *Kl*. Stąd zespół przenoszący obraz nazywa się układem odwracającym. Gdyby teraz za kolektywem *Kl₁* umieścić okular, mielibyśmy lunetę ziemską, tworzącą prosty obraz za pomocą układu odwracającego, a nie za pomocą układu przyzmatów. Peryskop lub wziernik można wydłużyć przez zastosowanie dalszych układów odwracających, ale za ostatnim z nich należy umieścić okular *Ok* i odbiornik, a więc np. oko, kamerę telewizyjną, aparat fotograficzny lub kilka z nich równocześnie. Znane są również inne konstrukcje układów odwracających niż pokazana na rys. 5.19.

Wziernik podobnej konstrukcji o średnicy około 20 mm i długości do około 3 m wykonano w Instytucie Fizyki Politechniki Wrocławskiej do badania odwiertów w stropach chodników kopalnianych

Przykładem innego wziernika peryskopowego może być wziernik do obserwacji procesu spalania w kotle energetycznym wytwarzającym parę dla turbin parowych, wykonany w Instytucie Fizyki Politechniki Wrocławskiej (rys. 5.20). Wykonywany był w wersji prostej (jak na rysunku) oraz z obiektywem skierowanym ku gorze,



Rys. 5.20. Wziernik kotłowy: *P* – płytka ochronna, *Ob₁*, *Ob₂* – obiektywy, *Pp* – przysłona polowa, *Pa* – przysłona aperturowa, *Kl₁* i *Kl₂* – kolektywy, *Ok* – okular, *R* – receptor

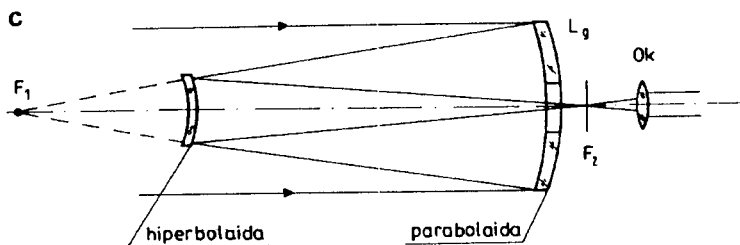
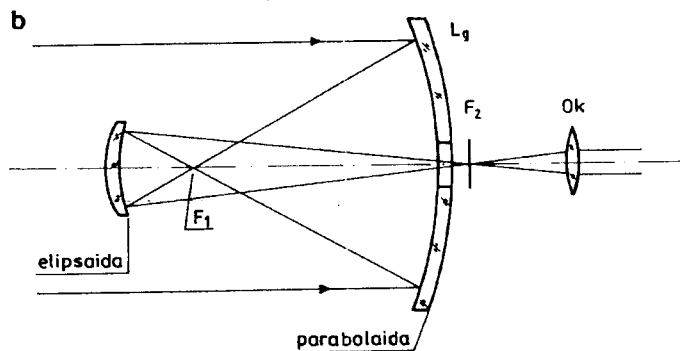
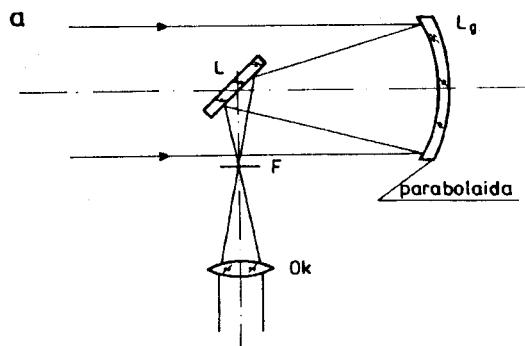
w kierunku stropu kotła. Obiektyw aplanatyczny *Ob₁* tworzy obraz płomieni przed kolektywem *Kl₁*, a obiektyw *Ob₂* przenosi go za drugi kolektyw do płaszczyzny przedmiotowej okularu. Przysłona *Pa* redukuje nadmierną ilość światła oraz redukuje aberracje geometryczne. To, że obrazy nie powstają bezpośrednio na kolektywach, ale w ich pobliżu jest zjawiskiem typowym. Idzie o to, aby obserwator na tle obserwowanego przedmiotu nie widział pyłków, które mogą osiadać na powierzchniach kolektywów. Tutaj pyły są zatrzymywane płytką ochronną *P*. Wziernik pracuje w temperaturze około 1300 °C, więc płytka ochronna i pierwsza soczewka obiektywu są wykonane z kwarcu. Cały układ jest chroniony podwójnym płaszczem bieżącej wody oraz nawiewem powietrza usuwającym pyły z powierzchni płytki ochronnej. Do obserwacji służy kamwid. Obserwator patrzący bezpośrednio przez okular, chociaż znajduje się po zewnętrznej stronie kotła, może wytrzymać tam bardzo krótko. Z tego powodu obraz jest przenoszony drogą kablową z kamwidu do monitora umieszczonego na przykład w dyżurce.

5.14. Teleskopy

Teleskopami nazywa się lunety służące do obserwacji powiększonych wizualnie obrazów ciał niebieskich. Teleskopy stosowane w astronomii dzielą się na soczewkowe (refrakторы), zwierciadlane (reflektory) i mieszane. Teleskopy soczewkowe odgrywają w astronomii drugorzędną rolę. Największy soczewkowy teleskop (Williamsbay, USA) ma średnicę zaledwie 1,02 m. Od średnicy obiektywu teleskopu zależy, jak wiadomo, jego zdolność rozdzielcza, a ta, dla średnicy 102 cm, zwłaszcza w obserwacji naziemnej, jest niezadowalająca. Pierwszy refraktor typu Galileusza powstał w 1608 r. (Z. Jansen, H. Lippershey), luneta Keplera w 1615 r. (Ch. Scheiner), a pierwszy reflektor zbudował w 1616 r. N. Zucchius. Limitowana objętość tego podręcznika nie pozwala opisać interesującej historii rozwoju teleskopów oraz uzyskanych dzięki nim wiadomościom o naszym układzie planetarnym i wszechświecie. Ograniczę się zatem do opisanie tych refraktorów, które przetrwały próbę czasu, pomijając inne, jak np. teleskop Herschela.

Teleskop Newtona

Teleskop Newtona (rys. 5.21a) składa się z paraboloidalnego zwierciadła głównego *Lg*, które skupia wzajemnie równoległą wiązkę światła w swojej płaszczyźnie ogniskowej *F*. Pomocnicze zwierciadło płaskie *L* kieruje tę wiązkę pod kątem prostym poza tubus teleskopu. Obraz obserwowanego obiektu można oglądać przez okular, fotografować, rzutować na płytkę CCD i obrabiać komputerowo lub wprowadzić do szczeliny spektrografu.



Rys. 5.21. Teleskopy: a) Newtona, b) Gregory'ego, c) Cassegraina.
 L_g – zwierciadło główne, L – zwierciadło wtórne, F , F_1 , F_2 – ogniska,
 a zarazem płaszczyzny obrazowe, Ok – okular

Teleskop Gregory'ego

Teleskop Gregory'ego (rys. 5.21b) ma główne zwierciadło L_g , podobnie jak teleskop Newtona, paraboloidalne, ale wtórne zwierciadło jest elipsoidalne. Ognisko F_1 zwierciadła głównego pokrywa się z ogniskiem zwierciadła wtórnego L i wiązka światła zostaje ponownie skupiona w drugim ognisku F_2 elipsoidy. Teleskop Gregory'ego tworzy obraz prosty, a zwierciadło elipsoidalne L spełnia rolę układu odwracającego. Może być więc użyty jako luneta naziemna. Wiązka tworząca drugi, prosty obraz jest wyprowadzona przez otwór wykonany na osi zwierciadła głównego. Płaszczyzna obrazowa jest umieszczona na osi optycznej teleskopu poza głównym zwierciadłem i może być obserwowana przez okular lub analizowana w poprzednio opisany sposób.

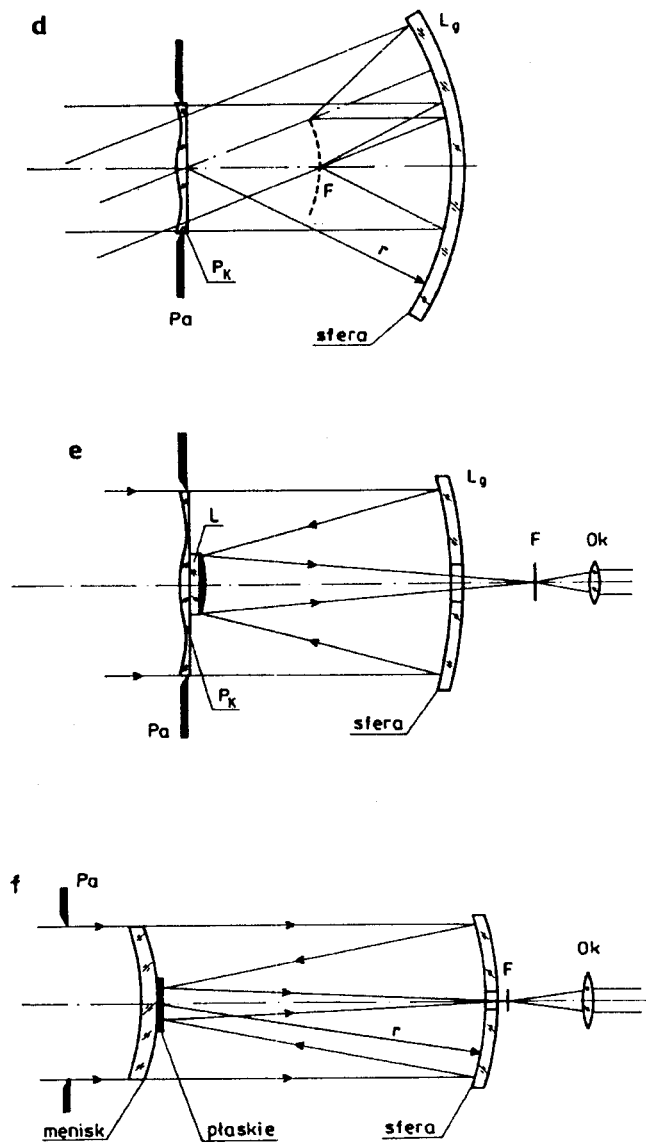
Teleskop Cassegraina

Główne zwierciadło L_g teleskopu Cassegraina (rys. 5.21c) również jest paraboloidalne, ale zwierciadło wtórne jest hiperboloidą. Promienie padające na zwierciadło paraboloidalne L_g równoległe do osi są kierowane do ogniska F_1 hiperboloidy, spełniającej tutaj rolę obiektywu odwracającego. Po odbiciu się od niej skupiają się w ognisku F_2 drugiej gałęzi hiperboloidy, leżącym już poza zwierciadłem głównym. W tym miejscu powstaje więc drugi obraz teleskopu Cassegraina, który może być oglądany przez okular lub analizowany w inny sposób.

Opisane wyżej teleskopy mają małe pole widzenia, gdyż brak aberracji może być zapewniony tylko w niewielkiej odległości od osi optycznej teleskopu. Przełomowe znaczenie pod tym względem mają opisane niżej kamera Schmidta oraz teleskop Schmidta–Cassegraina, Maksutowa i Kecka.

Kamera Schmidta

Kamera Schmidta (rys. 5.21d) jest „teleskopem”, który nie jest przystosowany do obserwacji wizualnej, lecz jedynie do fotografowania na materiale światłoczułym lub płytce CCD. Powstała ona w 1930 r. i stanowi ważny etap w rozwoju teleskopów. Jej idea polega na umieszczeniu przysłony aperturowej Pa w płaszczyźnie przechodzącej przez środek krzywizny sferycznego zwierciadła głównego L_g . Przysłona aperturowa obejmuje asferyczną płytkę Pk korygującą aberrację sferyczną zwierciadła głównego. Umieszczenie przysłony i płytki korekcyjnej w środku krzywizny likwiduje automatycznie komę i astygmatyzm. Pozostaje jedynie krzywizna poła (na rys. 5.21d wylbrzymbiona) i nieszkodliwa aberracja chromaticzna wprowadzona przez płytkę Pk . Pole widzenia kamery Schmidta wynosi 20° . Materiał światłoczuły należy umieścić na powierzchni F .



Rys. 5.21. Teleskopy cd.: d) kamera Schmidta, e) teleskop Schmidta–Cassegraina, f) teleskop Maksutowa. L_g – zwierciadło główne, L – zwierciadło wtórne, F, F_1, F_2 – ogniska, a zarazem płaszczyzny obrazowe, Ok – okular, r – promień krzywizny, Pa – przysłona aperturowa, P_k – płytka korekcyjna

Teleskop Schmidta–Cassegraina

Kamera Schmidta przystosowana do obserwacji wizualnej nosi nazwę teleskopu Schmidta–Cassegraina. Do elementów występujących w kamerze Schmidta dochodzi wtórne zwierciadło hiperboloidalne L (rys. 5.21e), kierujące promienie do płaszczyzny przechodzącej przez F . Tam powstaje obraz oglądany przez okular Ok .

Teleskop Maksutowa

Teleskop Maksutowa został zbudowany w 1941 r. Jeden z jego wariantów pokazano na rys. 5.21f. W teleskopie tym nie ma powierzchni asferycznych, płytkę korekcyjną zastępuje menisk korygujący aberrację sferyczną, a menisk jest umieszczony w środku krzywizny zwierciadła głównego. Zwierciadło wtórne jest płaskie i tworzy obraz poza zwierciadłem głównym.

Budowa teleskopów jest technologicznie trudna. Wykonanie zwierciadeł sferycznych, a zwłaszcza asferycznych o średnicach liczonych w metrach i odstępach od zadanego kształtu rzędu ułamka długości fali świetlnej opanowały nieliczne wytwórnie o dużej tradycji i wysokiej kulturze technicznej. Elementy te są ciężkie, a więc podatne na odkształcenia grawitacyjne, co stwarza trudności z ich mechanicznym mocowaniem. Dochodzą do tego problemy justerskie, polegające na regulacji wspólnego montażu elementów teleskopu, to znaczy usuwaniu nawet drobnych wzajemnych poprzecznych przesunięć ich osi optycznych lub drobnych kątowych odchyłeń elementów optycznych, nie mówiąc już o regulacji ich wzajemnej odległości. Jakkolwiek części optyczne wykonywane są z materiałów o małej rozszerzalności termicznej, problem deformacji termicznej jest nadal bardzo istotny. Dotyczy to zarówno elementów optycznych, jak i mechanicznych. Teleskopy w obserwatoriach astronomicznych są zwykle montowane w tzw. układzie równikowym, czyli paralaktycznym, to znaczy mają dwie osie obrotu. Jedna z nich jest równoległa do osi obrotu Ziemi (oś godzinna), druga jest do niej prostopadła (oś deklinacyjna). Specjalny mechanizm zegarowy steruje obrotem wielotonowej lunety wokół jej osi godzinnej z dużą precyzją tak, by obraz obiektu niebieskiego podczas obserwacji był nieruchomy.

Teleskop Kecka

Teleskop Kecka, ze względu na stosowane technologie jego produkcji i justowania opracowane w firmie Kodak, zaliczany jest do teleskopów nowej generacji. Jest, a właściwie są to obecnie dwa największe teleskopy na świecie (jeden na podczerwień, drugi na światło widzialne) o „średnicy” zwierciadła głównego wynoszącej 10 m. Oba zostały zbudowane na Mauna Kea na Hawajach i oddane do użytku w 1992 r. Średnica w cudzośliwie, bo zwierciadło główne składa się 36 heksagonalnych segmentów szklanych, a więc nie jest okrągłe. Wzajemna odległość przeciwległych narożników każdego z tych sześcioboków foremnych wynosi 1,8 m. Elementy zwierciadła były w czasie polerowania elastycznie deformowane w kontrolowany sposób tak, by

uzyskały wymagany profil. Ponadto każdy element stanowiący fragment zwierciadła głównego jest na teleskopie tak montowany, by można go było poddawać deformacjom, to znaczy zmieniać kształt jego powierzchni. Możliwa jest również regulacja pochylenia każdego elementu oddzielnie. W rezultacie każdy fragment tego szczególnego zwierciadła, przypominającego plaster miodu, kieruje 80% światła emitowanego przez punktowe źródło do wspólnego obszaru o średnicy kątowej $0,25''$. Obrazowo można powiedzieć, że uzyskana rozdzielczość pozwoliłaby zobaczyć oddzielnie oba reflektory samochodu osobowego, oddalone od siebie o 2 m, z odległości ponad 1600 km.

Teleskop Hubble'a

Jest to w rzeczywistości zespół instrumentów składający się z teleskopu o średnicy zwierciadła głównego 2,4 m, dwóch kamer, dwóch spektrografów i fotometru, nazwany teleskopem kosmicznym Hubble'a dla uczczenia amerykańskiego astronoma Edwina Powella Hubble'a (1889–1953). Teleskop wchodzący w skład tego zespołu jest największym teleskopem umieszczonym na orbicie okołoziemskiej. Mimo że średnica jego zwierciadła głównego jest czterokrotnie mniejsza od teleskopów Kecka na Mauna Kea, jego zdolność rozdzielcza jest porównywalna i wynosi $0,1''$. Doskonałą jakość i rozdzielczość obrazów teleskop Hubble'a zawdzięcza temu, że na orbicie nie podlegają one wpływowi niejednorodnej atmosfery ziemskiej.

Jeszcze lepszą rozdzielczość uzyskano ostatnio za pomocą 8-metrowej kamery Conica zbudowanej dzięki francusko-niemieckiej współpracy na Cerro Paranal w chilijskich Andach. Rozdzielczość wynosząca około $0,03''$ uzyskano dzięki zastosowaniu automatycznej korekcji fluktuacji ostrości wywołanej niestabilnością ziemskiej atmosfery. Korektor może jednak pracować tylko wtedy, gdy w polu widzenia kamery znajduje się względnie jasna gwiazda.

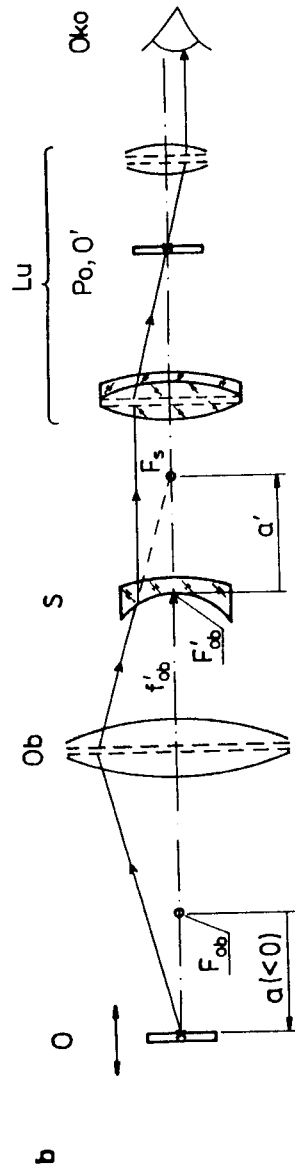
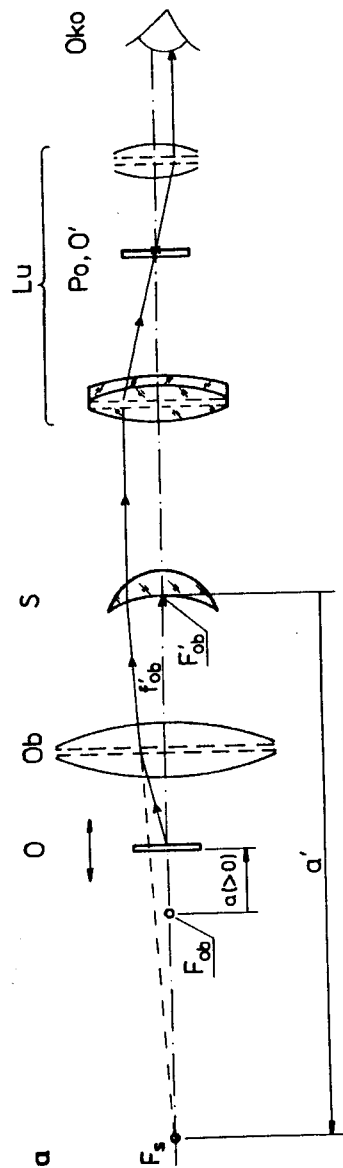
6. Inne przyrządy optyczne

W tym rozdziale omówiono przyrządy optyczne, które często spotyka się w laboratoriach, nie są one jednak ani mikroskopami, ani lunetami. Konieczność dokonania wyboru sprawiła, że nie ma tu przyrządów fotometrycznych, kolorymetrycznych, układów automatycznego rozpoznawania obrazów, gładkościomierzy i kilku innych.

6.1. Dioptrycznik

Dioptryczniki, zwane również frontofokometrami, służą do pomiaru zdolności skupiającej (stad dioptrycznik) korekcyjnych szkieł okularowych. Druga nazwa pochodzi od ogniska (focus), a ściślej od ogniskowej, która jest odwrotnością zdolności skupiającej. Przedrostek „fronto” wyjaśnia, że ogniskowa jest mierzona od frontu (powierzchni czołowej) soczewki do jej odpowiedniego ogniska a nie, jak to powinno być poprawnie, od płaszczyzny głównej soczewki do ogniska. Szklane okulary mają niewielką grubość w porównaniu z ich ogniskową, więc wynikający stąd błąd pomiaru zdolności skupiającej można zaniedbać. Frontofokometrem nie powinno się mierzyć zdolności skupiającej soczewek lub układu soczewek o znacznej grubości i krótkiej ogniskowej.

Zasadę działania dioptrycznika wyjaśnia rys. 6.1. „Sercem” przyrządu jest płytka przedmiotowa O , przesuwana za pomocą zębatego wzdłuż osi optycznej w okolicy ogniska przedmiotowego F_{ob} obiektywu Ob . Ognisko obrazowe F'_{ob} tego obiektywu leży na pierwszej powierzchni mierzonej soczewki S . Gdy mierzona soczewka S jest skupiająca, wtedy płytka przedmiotowa powinna mieścić się między ogniskiem F_{ob} a obiektywem Ob (rys. 6.1a). Istnieje taka odległość a (>0) płytki ogniskowej O od ogniska F_{ob} , przy której wychodzący z niej promień aperturowy po przejściu przez obiektyw Ob i badaną soczewkę S jest równoległy do osi optycznej. Równoległość tego promienia do osi sprawdza się lunetką Lu . Jeżeli jest równoległy, to obraz O' płytki przedmiotowej O pokrywa się z płytką ogniskową Po lunetki. Przedłużenie odcinka tego promienia mieszczącego się między Ob i S (rys. 6.1a) przecina oś optyczną w ognisku przedmiotowym F_s soczewki S . Dla ścisłości trzeba powiedzieć, że ognisko F_s , które



Rys. 6.1. Bieg promieni w dioptrierzu, gdy mierzona soczewka S jest skupiająca (a) oraz gdy jest rozpraszająca (b). O – płytki przedmiotowa, O' – obraz płytki przedmiotowej, Ob – obiektyw, S – mierzona soczewka, Lu – lunetka, P_o, P_o' – płytka ogniskowa w lunecie

na rysunku jest ogniskiem przedmiotowym, dla użytkownika okularów jest ogniskiem obrazowym, bo okulary nosi się zwrócone wypukłością do przedmiotu.

Przypomnijmy sobie wzór soczewkowy Newtona:

$$aa' = -f_{ob}'^2, \quad (6.1)$$

gdzie:

a – odległość ogniska przedmiotowego obiektywu od przedmiotu,

a' – odległość ogniska obrazowego od obrazu,

f' – ogniskowa obrazowa obiektywu.

Odległość a' od ogniska F_s do powierzchni czołowej soczewki S jest w przybliżeniu równa jej ogniskowej przedmiotowej

$$a' = f_s = -f_s' = -\frac{1}{\varphi_s},$$

gdzie φ_s oznacza zdolność skupiającą badanej soczewki S .

Po podstawieniu tej ostatniej zależności do (6.1) otrzymuje się ostatecznie wzór użyteczny do pomiaru zdolności skupiającej szkieł okularowych:

$$\varphi_s = \frac{a}{f_{ob}}. \quad (6.2)$$

Jeżeli badana soczewka S jest rozpraszająca (rys. 6.1b), to promień wchodzący do lunetki jest równoległy do osi wtedy, gdy płytki przedmiotowa O mieści się na lewo od ogniska F_{ob} obiektywu Ob , a przedłużenie promienia aperturowego padającego na soczewkę S przechodzi przez jej ognisko przedmiotowe F_s . Należy sobie przypomnieć, że soczewki rozpraszające mają ogniska przedmiotowe i obrazowe umieszczone odwrotnie niż skupiające. Reszta rozumowania jest taka, jak w przypadku pomiaru zdolności skupiającej omówionej wyżej soczewki dodatniej.

6.2. Cienioskop

Cienioskopy, przyrządy cieniowe (ros.: *tieniewyje pribory*), smugoskopy, (niem.: *schlierengeräte*, ang.: *schliering device*) – oto kilka nazw przyrządów, które podobnie jak mikroskopy z kontrastem amplitudowym pozwalają obserwować deformację czoła fali na niewidocznych gołym okiem niejednorodnościach optycznych, spowodowanych najczęściej niejednorodną temperaturą, przepływem gazu lub obecnością smug w szkle. Pole widzenia mikroskopu cieniowego wynosi jednak kilka mm, smugoskopu soczewkowego około 10 cm, a smugoskopu zwierciadlanego około 1 m.

Cienioskop soczewkowy

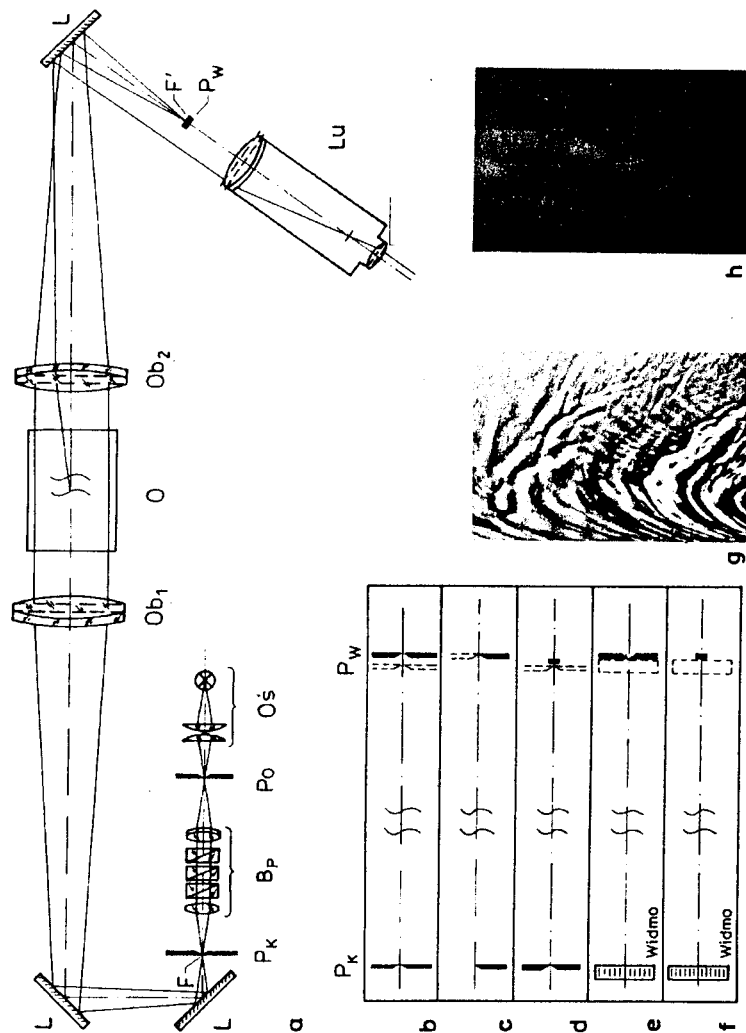
Schemat cienioskopu soczewkowego pokazano na rys. 6.2a. Obserwowany przedmiot O umieszczony jest w wiązce światła wysyłanej przez kolimator złożony z obiektywu Ob_1 i przysłony kolimatora Pk . Możliwe są dwa sposoby oświetlenia przysłony Pk kolimatora. Pierwszy: przysłona kolimatora może być oświetlona bezpośrednio przez oświetlacz $Oś$ (wtedy usuwa się blok Bp pryzmatów prostego widzenia oraz przysłonę oświetlacza Po , a sam oświetlacz montuje się bezpośrednio przed przysłoną Pk). Drugi: oświetlacz skupia światło na szczeliny przysłony oświetlacza Po , która znajduje się w ognisku obiektywu bloku pryzmatów Bp . Światło jako wiązka równoległa przechodzi przez blok pryzmatów, rozszczepia się i zostaje skupione jako widmo na przysłonie kolimatora Pk . Przysłona wybiera z widma wąski przedział długości fal. Można też usunąć przysłonę Pk i wtedy w badaniu bierze udział całe widmo. Światło, po przejściu przez kolimator, obserwowany przedmiot O oraz obiektyw Ob_2 tworzy w płaszczyźnie ogniskowej F' tego ostatniego obraz przysłony Pk kolimatora. Tam też umieszcza się przysłonę wizualizującą Pw . Do obserwowania niejednorodności w przedmiocie O służy luneta Lu . Istnieje wiele kombinacji przysłon kolimatora Pk z przysłonami wizualizującymi Pw , które pokazano na rysunkach 6.2b–f. Bardzo uproszczony szkic teorii falowej mikroskopu amplitudowo-fazowego czy też mikroskopu cieniowego, przedstawiony w rozdziale 4, przewidywał jedynie wygaszenie lub osłabienie i przesunięcie fazy obrazu dyfrakcyjnego zerowego rzędu i nie wystarcza do wyjaśnienia zjawisk, jakie występują przy wykorzystaniu innych przysłon wizualizujących Pw . Posłużymy się więc optyką geometryczną.

Dwie szczeliny

Obie przysłony (rys. 6.2b) są wzajemnie równoległymi szczelinami. Jeżeli obiekt O jest jednorodny, to obraz szczeliny Pk (linia przerywana) pokrywa się ze szczeliną przysłony wizualizującej. Światło wychodzące ze szczeliny Pk przechodzi również przez szczelinę Pw , trafia do lunety Lu i obserwator widzi jasne, białe lub monochromatyczne tło. Jeżeli jednak w obrębie obiektu występują zmiany (gradienty) współczynnika załamania, to przechodzące przez nie wiązki światła nie tworzą obrazu szczeliny Pk na szczeliny Pw . Światło przechodzące przez te obszary nie przechodzi więc przez szczelinę przysłony Pw i są one widoczne w lunecie obserwacyjnej Lu jako ciemne lub przynajmniej przyciemnione obszary na jasnym tle. Opisany tu wariant b nie jest często stosowany, bo przysłona wizualizująca Pw działa równocześnie jako przysłona aperturowa lunetki i ogranicza jej zdolność rozdzielczą. Obraz jest rozmyty. Można go oczywiście poprawić, rozwierając przysłonę Pw , ale wtedy spada czułość smugoskopu.

Dwa ostrza

Ostrzem nazywa się połowę przysłony szczelinowej. Oba ostrza umieszcza się wzajemnie równolegle, po tej samej stronie osi optycznej (rys. 6.2c). Obraz ostrza Pk kolimatora jest odwrócony i leży nad ostrzem wizualizującym Pw . Jeżeli obraz ostrza



Rys. 6.2. a) Cienioskop soczewkowy. Pk – przysłona kolimatora, Ob_1 – obiektyw kolimatora, O – obserwowany przedmiot, Ob_2 – obiektyw, Pw – przysłona wizualizująca, L – zwierciadła, F – ogniskowa przedmiotowa obiektywu Ob_1 , F' – ogniskowa obrazowa obiektywu Ob_2 , Lu – lunetka, Bp – blok pryzmatów prostego widzenia z obiektywami, Po – przysłona oświetlacza, $Oś$ – oświetlacz.

b–f) Możliwe kombinacje przysłony kolimatora Pk i przysłony wizualizującej. Przysłona narysowana linią przerywaną jest obrazem przysłony Pk , g) obraz cienioskopowy smug w szkłe w układzie szczelina–nit, h) turbulencja powietrza nad dłonią

i ostrze stykają się, to nie przepuszczają światła, więc obraz ośrodka jednorodnego (czyli tło ośrodka niejednorodnego), jest ciemny. Gdy jednak w ośrodku O występują obszary z gradientem współczynnika załamania, wtedy, w zależności od kierunku i zwrotu wektora gradientu, przesuwa się obraz szczeliny. Jeżeli odsuwają go od ostrza P_w , to niejednorodności obserwowane w lunecie są jasne na czarnym tle. Jeżeli przesuwa się obraz ostrza w kierunku ostrza P_w – niejednorodności są ciemne, a więc niewidoczne.

Szczelina–nić

Ten przypadek był już omówiony przy dyskusji wzoru (4.26). Obraz szczeliny P_k kolimatora zasłania wąską „nić” (rys. 6.2d). Tą nicią jest najczęściej drut lub wąski pasek blachy. Rozumując analogicznie jak wyżej wywnioskujemy, że obszary jednorodnego obiektu O widać w lunecie jako ciemne, a niejednorodne – jako jasne. Na rysunku 6.2g pokazano przykład obrazu smug w szkle, obserwowanego w ciemnym polu widzenia w układzie szczelina–nić. Na następnym obrazie (rys. 6.2h) widać turbulencję powietrza ogrzanego od dłoni.

Widmo–szczelina

Z układu optycznego cienioskopu należy usunąć przysłonę P_k kolimatora. Światło rozszczepić w pryzmatach prostego widzenia i cały układ wyregulować tak, by widmo mieściło się tam, gdzie wcześniej była przysłona P_k (rys. 6.2e).

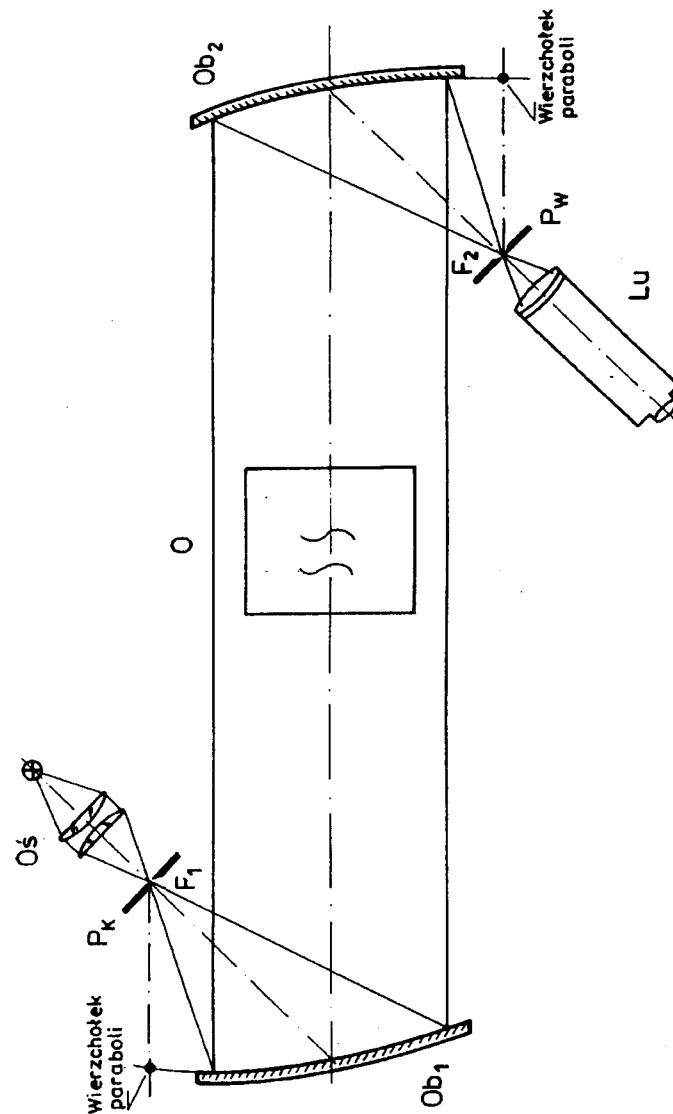
Obraz tego widma tworzy się w płaszczyźnie przysłony wizualizującej P_w . Jeżeli obiekt O jest jednorodny, widać go przez lunetkę w tym kolorze, który szczelina P_w wycina z widma. Obszary z gradientem współczynnika załamania przesuwa obraz widma względem szczeliny P_w , są więc one widoczne w różnych kolorach, zależnych od wartości rzutu wektora gradientu na kierunek prostopadły do szczeliny. Można tu powtórzyć zastrzeżenie, że przysłona wizualizująca P_w działa równocześnie jako przysłona aperturowa lunetki i ogranicza jej zdolność rozdzielczą. Obraz jest rozmyty.

Widmo–nić

Obraz widma tworzy się na tle nici. Nić może być w tym przypadku nieco szersza niż w świetle monochromatycznym, aby wycięła znaczącą część widma. Jednorodny obszar obserwowanego ośrodka O widać wtedy w kolorze dopełniającym do wyciętego. Obszary niejednorodne przesuwa obraz widma względem nici, widać je więc w różnych kolorach dopełniających.

Cienioskop zwierciadlany

Cienioskopy zwierciadlane mają kilka zalet w porównaniu do soczewkowych, ale są droższe i trudniejsze do wykonania i justowania. Średnica przestrzeni pomiarowej może być około 10 razy większa niż w cienioskopach soczewkowych. Obiektami Ob_1 i Ob_2 są dwa pozaosiowe fragmenty zwierciadła paraboloidalnego (rys. 6.3). Są one wolne od aberracji sferycznej i chromatycznej. Przysłony P_k oraz P_w mieszczą się



Rys. 6.3. Cienioskop zwierciadlany. Ob_1 , Ob_2 – paraboloidalne obiektywy zwierciadlane, P_k – przysłona kolimatora, P_w – przysłona wizualizująca, F_1 , F_2 – ogniska paraboloid, O – obiekt obserwacyjny, Lu – luneta obserwacyjna, O – obserwowany przedmiot

w ich ogniskach. Przystonę Pk oświetla oświetlacz $Oś$, za przystoną Pw jest lunetka obserwacyjna. Przystony Pk i Pw są tutaj narysowane symbolicznie. W rzeczywistości mogą być stosowane wszystkie warianty zestawów przyston pokazane na rys. 6.2b–f.

6.3. Goniometr-spektrometr

Goniometr służy do pomiaru kątów pryzmatów oraz kątów odchylenia światła w pryzmatach. Spektrometry służą do pomiaru współczynnika załamania światła pryzmatu lub do pomiaru długości fali, gdy znana jest dyspersja współczynnika załamania materiału, z którego wykonany jest pryzmat. Goniometr-spektrometr spełnia obie funkcje.

Na schemacie goniometru-spektrometru (rys. 6.4) pominięto cały układ mechaniczny i justerski. Goniometr składa się z oświetlacza $Oś$ złożonego ze źródła światła Z i kondensora Kn . Oświetlacz skupia swoją wiązkę światła na szczelinie kolimatora K . Kolimator jest związany z kołem podziałowym Kp z podziałką kątową.

Przedmiot mierzony O umieszcza się na stoliku przedmiotowym S . Stolik może obracać się wokół własnej osi, ale nie jest związany z jakąkolwiek podziałką kątową. Luneta autokolimacyjna La obraca się wokół osi przechodzącej przez środek koła podziałowego i pokrywającej się z osią stolika. Kąt obrotu lunetki autokolimacyjnej mierzy się na kole podziałowym za pomocą dwóch mikroskopów odczytowych Mo . Dwa, aby wyeliminować błąd mimosrodowości. Lunetki autokolimacyjne wykorzystuje się w niektórych pomiarach jako zwyczajne lunetki. Na płycie ogniskowej lunetki autokolimacyjnej naniesione są najczęściej krzyż, często z podziałką, bisektory oraz (lub) inne znaczniki ułatwiające pomiar i zwiększające jego dokładność.

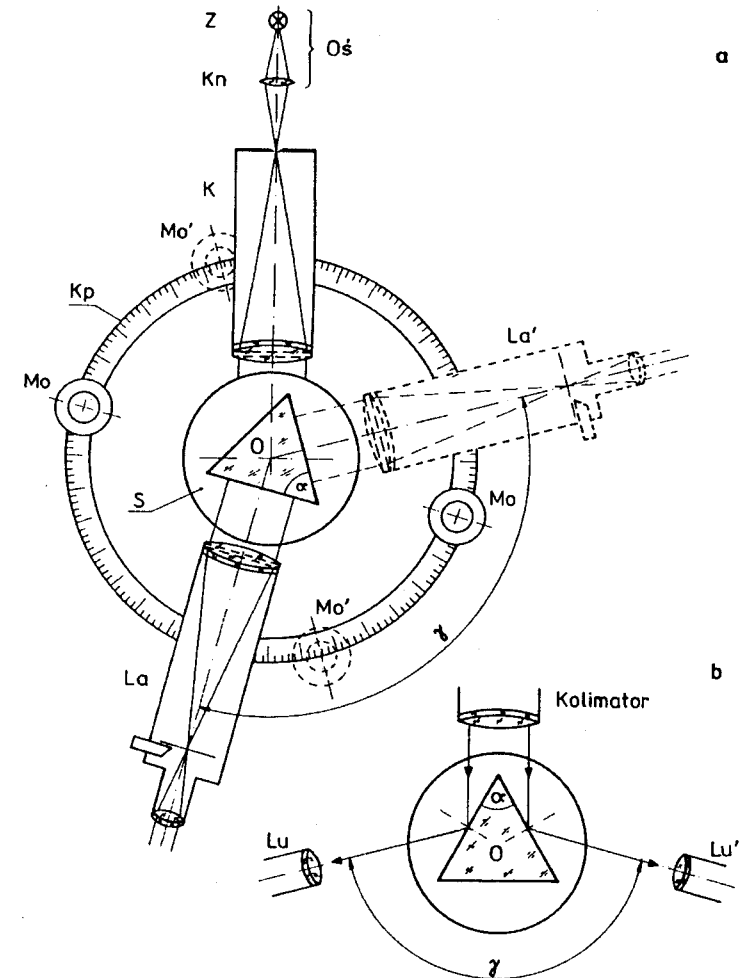
Pomiar kąta w świetle odbitym

Pryzmat umieszcza się na stoliku pomiarowym (rys. 6.4a). Stolik należy zabezpieczyć przed obrotem. Lunetkę autokolimacyjną La należy ustawić najpierw prostopadle do jednej z powierzchni tworzących kąt α i odczytać jej położenie za pomocą obu mikroskopów odczytowych Mo . Następnie trzeba ją ustawić prostopadle do drugiej z tych powierzchni (położenie La') i znowu odczytać jej położenie za pomocą mikroskopów odczytowych, będących teraz w położeniu Mo' . Odległości kątowe γ obu położen autokolimatora pozwalają wyliczyć kąt pryzmatu

$$\alpha = 180^\circ - \gamma. \quad (6.3)$$

Pomiar kąta za pomocą kolimatora

Pryzmat z mierzonym kątem dwuściennym należy ustawić na stoliku pomiarowym tak (rys. 6.4b), by światło z kolimatora padało na obie jego ściany. Lunetkę pomiarową Lu ustawia się najpierw tak, by na środku jej płytki ogniskowej skupiały się pro-



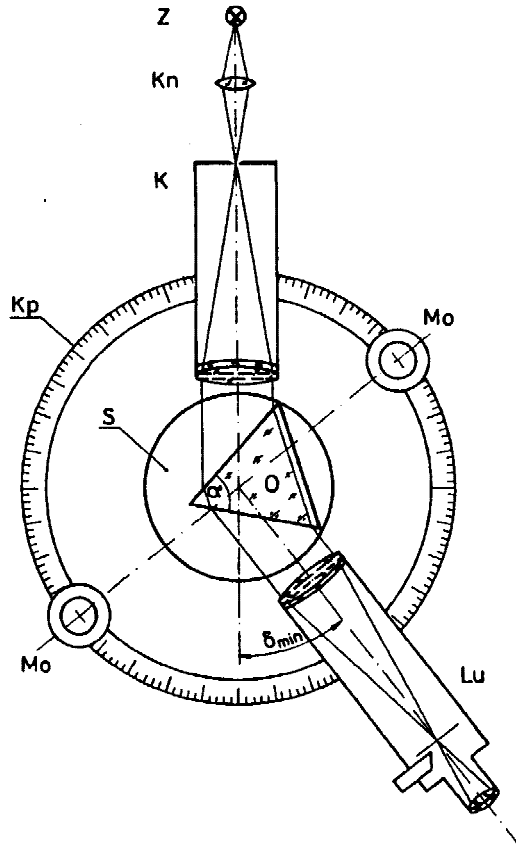
Rys. 6.4. Goniometr: Z – źródło światła, Kn – kondensator, $Oś$ – oświetlacz, K – kolimator, Kp – koło podziałowe, S – stolik, O – badany obiekt, La – lunetka autokolimacyjna, Lu – lunetka, Mo – mikroskop odczytowy; a) zasada autokolimacyjnego pomiaru kąta, b) zasada pomiaru kąta w wiązce kolimatora

mienie odbite od jednej ściany, a potem od drugiej. Kąt między obydwoma położeniami lunety wynosi γ . Mierzony kąt dwuścienny

$$\alpha = \frac{\gamma}{2}. \quad (6.4)$$

Pomiar współczynnika załamania pryzmatu lub długości fali świetlnej

Schemat spektrometru przygotowanego do pomiaru współczynnika załamania lub długości fali świetlnej przedstawiono na rys. 6.5. Źródłem światła jest teraz niskociśnieniowa lampa spektralna, której żarnik jest odwzorowany na szczelinie kolimatora.



Rys. 6.5. Spektrometr: Z – lampa spektralna, Kn – kondensator, K – kolimator, Kp – koło podziałowe, S – stolik, Lu – lunetka, Mo – mikroskopy odczytowe skali, O – badany pryzmat

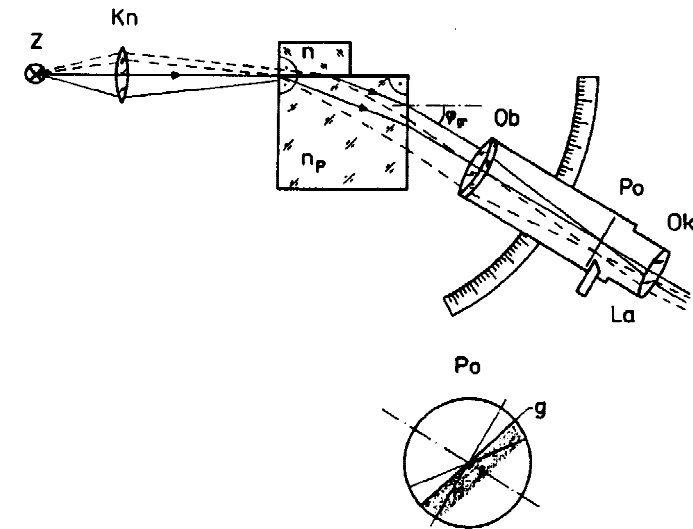
Pryzmat *O* na stoliku oraz lunetkę *Lu* umieszcza się tak, aby promienie o tej długości fali λ , dla której ma być zmierzony współczynnik załamania biegnęły przez niego pod kątem najmniejszego odchylenia i zostały skupione na środku płytki ogniskowej lunetki. Po zmierzeniu kąta δ_{\min} najmniejszego odchylenia można wyliczyć współczynnik załamania światła $n(\lambda)$

$$n(\lambda) = \frac{\sin \frac{\alpha + \delta_{\min}}{2}}{\sin \frac{\alpha}{2}} \quad (6.5)$$

Jeżeli znana jest krzywa dyspersji materiału, z którego wykonano pryzmat, to mierząc współczynnik załamania tego ośrodka dla nieznannej długości fali, łatwo można wyznaczyć jej długość.

6.4. Refraktometr Pulfricha

Oprócz spektrometrów do pomiaru współczynnika załamania światła stosuje się kilka rodzajów refraktometrów, czyli przyrządów przeznaczonych do pomiaru współczynnika załamania cieczy i ciał stałych wykorzystujących zjawisko kąta granicznego. Należą do nich refraktometr Pulfricha, Abbego i Bodnara. Dokładność pomiaru refraktometrem jest około 10 razy mniejsza niż spektrometrem, ale za to znacznie prostsza. Niżej omówiono najważniejszy z nich, refraktometr Pulfricha.



Rys. 6.6. Refraktometr Pulfricha: Z – lampa spektralna, Kn – kondensator, n – współczynnik załamania obiektu, n_p – współczynnik załamania pryzmatu spektralnego, Ob, Ok, Po – obiektyw, okular i płytka ogniskowa lunetki autokolimacyjnej La, g – linia graniczna widziana w okularze

Schemat refraktometru Pulfricha i jego zasadę pomiaru przedstawia rys. 6.6. Istotną jego częścią jest prostopadłościan (tzw. pryzmat pomiarowy) wykonany z ciężkiego flintu o współczynniku załamania n_p . Na nim spoczywa mierzony obiekt, o dwóch wzajemnie prostopadłych powierzchniach czynnych i nieznanym współczynniku załamania światła $n < n_p$. Obie przylegające do siebie powierzchnie są zwilżone bardzo cienką warstwą cieczy immersyjnej n_i , o pośrednim współczynniku załamania $n < n_i < n_p$. Źródłem światła Z jest niskociśnieniowa lampa spektralna, której promienie w postaci wiązki zbieżnej kondensator Kn kieruje na powierzchnię graniczną między obiektem a pryzmatem spektralnym. Warunek $n < n_p$ sprawia, że – w zależności od kąta padania promieni na powierzchnię graniczną – promienie te mogą wychodzić z pryzmatu pod kątem wyjściowym granicznym φ_{gr} lub większym. Te które wychodzą pod kątem φ_{gr} skupiają się na płytce ogniskowej Po lunetki autokolimacyjnej wzdłuż linii granicznej g , pozostałe zaś poniżej tej linii. Każda linia spektralna lampy Z ma oczywiście swoją linię graniczną $g(\lambda)$. Pozostała część pola widzenia jest ciemna. Kąt φ_{gr} mierzy się ustawiając lunetkę autokolimacyjną najpierw prostopadle do ściany wyjściowej pryzmatu spektralnego, a potem tak, by linia g przechodziła przez środek krzyża na płytce ogniskowej lunetki. Współczynnik załamania wylicza się ze wzoru

$$n = \sqrt{n_p^2 - \sin^2 \varphi_{gr}}. \quad (6.6)$$

6.5. Interferometry

Interferometry klasyczne są liczną rodziną przyrządów optycznych, które na zasadzie interferencji dwóch lub wielu fal pozwalają bardzo precyzyjnie mierzyć długość, ukształtowanie powierzchni, koherencję światła, wykrywać gwiazdy podwójne, analizować subtelną strukturę linii widmowych i mają jeszcze wiele innych zastosowań. Interferometria w świetle spolaryzowanym pozwala wykrywać naprężenia ośrodków, interferometria plamkowa – drobne przemieszczenia i prędkości tych przemieszczeń. Interferometria holograficzna pozwala mierzyć deformacje i właściwości mechaniczne wielu obiektów, w tym i biologicznych. Znane są jeszcze techniki mory i kilka innych. Podane tutaj wyszczególnienie metod i technik pomiarów interferencyjnych nie jest kompletne. Do klasycznych metod należy interferencja przez podział czoła fali albo przez podział amplitudy. Niżej opisano krótko jedynie tę ostatnią.

Interferencja przez podział amplitudy

Gdy falę świetlną dzieli się w sposób pokazany na rys. 6.7, gdzie jedna jej część odbija się od górnej, a inna od dolnej powierzchni płytki, wtedy mamy właśnie podział amplitudy fali. Obie odbite fale są wzajemnie koherentne, bo powstały z tej samej fali padającej. Po przejściu przez obiektyw Ob obie odbite fale interferują ze sobą

w jego płaszczyźnie ogniskowej, a natężenie światła po interferencji w dowolnym punkcie tej płaszczyzny opisuje wzór

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \left[\frac{2\pi R}{\lambda} + \Delta\delta \right] \cdot |\gamma_{1,2}|, \quad (6.7)$$

gdzie:

I_1, I_2 – natężenia światła odbitego odpowiednio od górnej i dolnej powierzchni płytki światłodzielącej,

R – różnica dróg optycznych fal od punktu podziału A do punktu interferencji:

$R = (AB + BC)n - (AD + \lambda/2)$; (wzajemne przesunięcie fal o $\lambda/2$ ma miejsce wtedy, gdy odbijają się one od powierzchni dielektryka pod kątem mniejszym od kąta Brewstera),

n – współczynnik załamania światła w płytce światłodzielącej,

$\gamma_{1,2}$ – zespolony stopień koherencji interferujących fal,

λ – długość fali.

$\Delta\delta$ – różnica początkowa faz między interferującymi falami, tutaj, ze względu na podział amplitudy równa 0.

Dla uproszczenia przyjmiemy także $|\gamma_{1,2}| = 1$, pamiętając jednak, że chociażby ze względu na znaczne różnice dróg optycznych obu fal, jakie mogą tu wystąpić, wcale tak być nie musi.

Jak łatwo wyliczyć ze wzoru (6.7), największe i najmniejsze natężenie światła w płaszczyźnie obrazu wystąpi wtedy, gdy będą spełnione następujące warunki:

maksimum natężenia światła

$$\cos \frac{2\pi R}{\lambda} = 1$$

$$\frac{2\pi R}{\lambda} = m2\pi, \quad m = 0, 1, 2, \dots$$

stąd

$$R = m\lambda \quad (6.8)$$

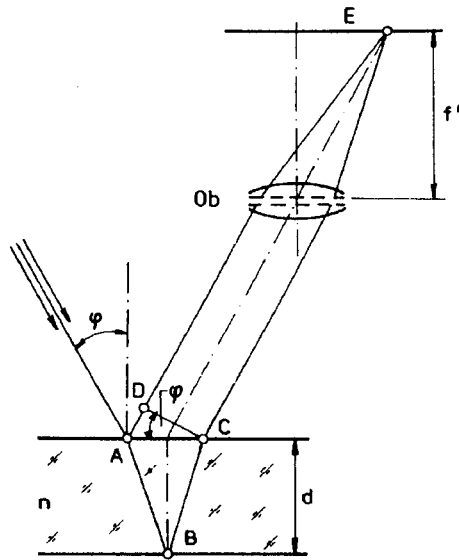
minimum natężenia światła

$$\cos \frac{2\pi R}{\lambda} = -1$$

$$\frac{2\pi R}{\lambda} = (2m + 1)\pi$$

$$R = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}. \quad (6.9)$$

Najjaśniej jest w tych punktach ekranu E umieszczonego w płaszczyźnie ogniskowej obiektywu Ob , w których różnica dróg optycznych między interferującymi falami jest wielokrotnością λ , najciemniej tam, gdzie ta różnica wynosi nieparzystą liczbę połówek długości fali. Jasne i ciemne punkty dla danej wartości m układają się w prążki interferencyjne.



Rys. 6.7. Zasada interferencji światła przez podział amplitudy

Z rysunku 6.7 wyliczamy różnicę dróg optycznych R . Promienie padające na płytkę pod kątem φ przebywają do punktu A jednakowe drogi optyczne, ponieważ stanowią jedną całość. Od odcinka CD oba promienie, z których jeden odbił się od górnej a drugi od dolnej powierzchni, aż do punktu interferencji w płaszczyźnie ogniskowej E , też przebywają takie same drogi optyczne. Różnica dróg optycznych między interferującymi falami wynosi

$$R = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \varphi} - \frac{\lambda}{2}, \quad (6.10)$$

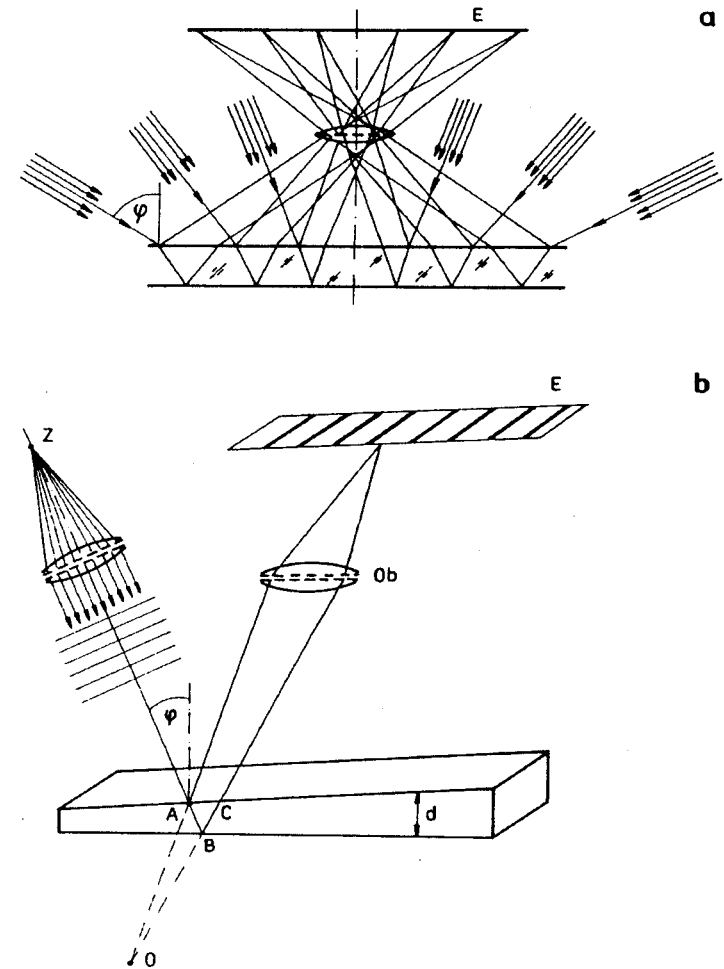
gdzie:

- d – grubość płytki światłodzielącej,
- n – współczynnik załamania płytki światłodzielącej,
- φ – kąt padania światła na płytkę.

Prążki równego nachylenia

Prążki interferencyjne równego nachylenia powstają przy odbiciu światła od płytki płaskorównoległej, więc we wzorze (6.10) $d = \text{const}$. Różnica dróg optycznych zależy zatem tylko od kąta φ padania światła na powierzchnię płytki. Gdy światło jest monochromatyczne, wtedy w zależności od kąta padania prążki są jasne lub ciemne. Pokazuje to rys. 6.8a. Jeśli światło jest białe, to z powodu dyspersyjnej zależności $n(\lambda)$ we

wzorze (6.8), prążki są barwne. „Płytką” odbijającą może być np. warstwa oliwy na wodzie, cienka płytka miki lub bańka mydlana.



Rys. 6.8. Zasada powstawania prążków równego nachylenia (a) i równej grubości (b)

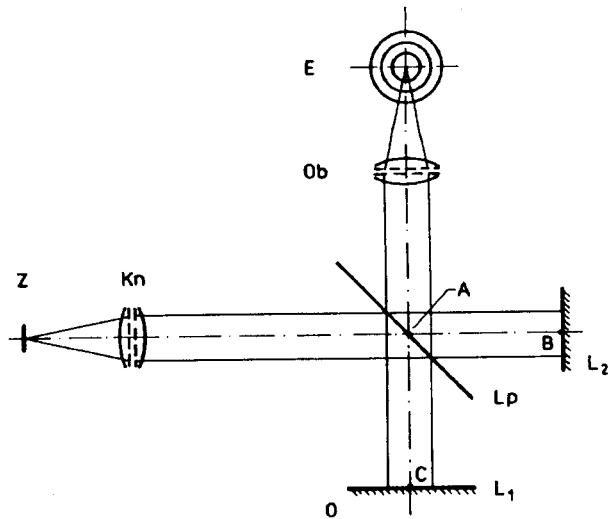
Prążki równej grubości

Można sobie wyobrazić, że światło pada nie na płytkę płaskorównoległą, ale na klin (rys. 6.8b). We wzorze (6.10) grubość d jest wtedy wielkością zmienną, a kąt padania φ – stałą. Promienie powinny padać na powierzchnię wzajemnie równoległe,

pod kątem φ . Podział amplitudy fali ma miejsce na górnej i dolnej powierzchni klina. Promienie odbite od górnej i dolnej powierzchni nie są wzajemnie równoległe, a ich przedłużenia przecinają się w punkcie O . Obiektyw Ob tworzy obraz O' tego punktu na powierzchni ekranu E . Najlepiej, aby kąt padania wynosił 0, wtedy wzór (6.10) ma postać:

$$R = 2dn - \frac{\lambda}{2}. \quad (6.11)$$

Interferometr Michelsona

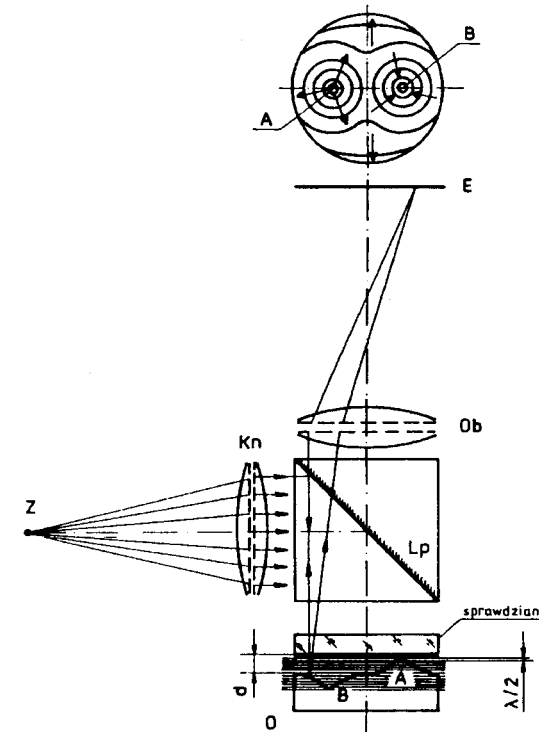


Rys. 6.9. Zasada działania interferometru Michelsona: Z – źródło światła, Kn – kondensator, L_p – zwierciadło półprzezroczyste, L_1 – zwierciadło lub obiekt O , L_2 – zwierciadło, AB, AC – ramiona interferometru, Ob – obiektyw, E – ekran

Grubość płytek d jest zawsze duża w porównaniu z długością fali, więc różnica dróg optycznych R też jest duża, a stopień koherencji i kontrast prążków w świetle nielaserowym mały. Tę trudność można ominąć, ustawiając inaczej względem siebie obie powierzchnie odbijające. Przykładem może być interferometr Michelsona pokazany ideowo na rys. 6.9. Źródło światła Z mieści się w ognisku kondensora Kn . Różnica dróg optycznych powstaje między zwierciadłem półprzezroczystym L_p a zwierciadłami L_1 i L_2 . Długości ramion AB i AC można wyregulować tak dokładnie, aby różnica dróg optycznych R była zbliżona do zera. Obraz interferencyjny powstaje w płaszczyźnie obrazowej f' obiektywu Ob . Jeżeli oba zwierciadła L_1 i L_2 są wzajemnie prostopadłe, na ekranie E powstają prążki równego nachylenia, jeżeli odchylają się kilka stopni od prostopadłości – prążki równej grubości. W jedno z ramion

interferometru można wstawić obiekt O z niejednorodnym współczynnikiem załamania, albo jedno ze zwierciadeł L można zastąpić powierzchnią, której topografię chcemy zmierzyć. W obu przypadkach prowadzi to do deformacji czoła fali, zwanej falą przedmiotową. Druga fala nazywa się falą odniesienia. Obiektyw Ob tworzy na ekranie dwa obrazy utworzone przez wzajemnie koherentne wiązki: obraz badanego obiektu utworzony przez wiązkę przedmiotową i obraz zwierciadła odniesienia utworzony przez wiązkę odniesienia. Obraz badanego przedmiotu jest pokryty prążkami interferencyjnymi. Interferometr Michelsona należy do rodziny interferometrów z rozdzielonymi wiązkami. Każda z nich dwukrotnie przebiega swoje ramię interferometru.

Interferometr Fizeau



Rys. 6.10. Interferometr Fizeau. Wiązka światła emitowana przez źródło światła Z jest kolimowana przez kondensator Kn i kierowana przez zwierciadło półprzezroczyste L_p na sprawdzian i obiekt O . Obiektyw Ob tworzy na ekranie E dwa nakładające się obrazy: dolnej powierzchni sprawdzianu i powierzchni badanego przedmiotu O . Wiązki tworzące obrazy są wzajemnie koherentne, więc obraz jest pokryty prążkami interferencyjnymi.
Różnica wysokości między sąsiednimi prążkami wynosi $\lambda/2n$

Interferometr Fizeau, którego schemat pokazano na rys. 6.10, nie ma rozdzielonych wiązek porównawczej i przedmiotowej. Omówimy dla przykładu sposób pomiaru kształtu powierzchni obiektu O . Źródło światła Z umieszczone w ognisku kondensora Kn wysyła na półprzepuszczalne zwierciadło L_p wzajemnie równoległą wiązkę światła. Po odbiciu wiązka pada prostopadłe na powierzchnię sprawdzianu. Sprawdzianem jest tutaj płytka płasko-równoległa, której dolna powierzchnia, zwrócona do badanego przedmiotu, jest wzorcowo płaska. Część światła odbija się od wzorcowej powierzchni sprawdzianu, a część od badanej powierzchni przedmiotu O . Między promieniami, które reprezentują obie fale odbite, powstaje różnica dróg określona wzorem (6.11), gdzie d jest odległością danego punktu badanej powierzchni od wzorcowej powierzchni sprawdzianu, a n – współczynnikiem załamania ośrodka między sprawdzianem a badaną powierzchnią. Obiekt Ob tworzy na ekranie E dwa nałożone na siebie obrazy: badanej powierzchni oraz powierzchni sprawdzianu. Ze względu na koherencję interferujących fal obrazy te są pokryte prążkami interferencyjnymi. Dla pewnego jasnego prążka jest spełniony warunek:

$$m\lambda = 2d_m n - \lambda/2,$$

a dla sąsiedniego:

$$(m+1)\lambda = 2d_{m+1}n - \lambda/2.$$

Po odjęciu stronami widać, że przyrost odległości Δd odpowiadający sąsiednim prążkom wynosi:

$$\Delta d = \frac{\lambda}{2n}, \quad (6.12)$$

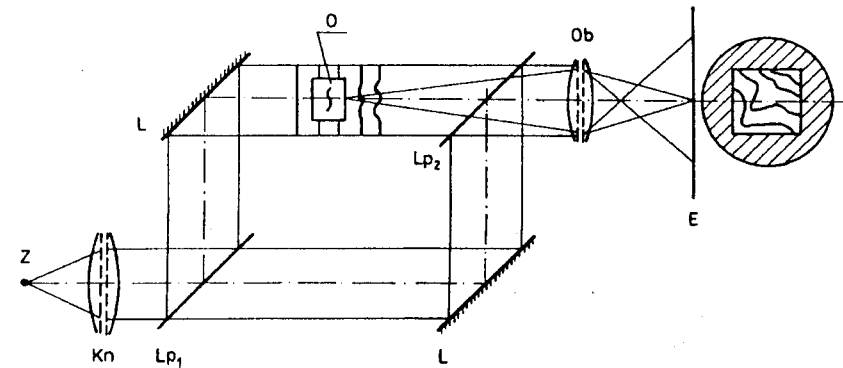
gdzie λ – długość fali w próżni.

Wniosek

W płaszczyźnie obrazowej obiektywu tworzy się obraz pokryty prążkami interferencyjnymi. Prążki interferencyjne są wywołane niepłaskością badanej powierzchni i mają takie znaczenie jak warstwicę na mapie. Łączą na obrazie te punkty powierzchni, które są jednakowo oddalone od wzorcowej powierzchni sprawdzianu. Różnica wysokości na badanej powierzchni umieszczonej w powietrzu, odpowiadająca sąsiednim warstwicom, wynosi połowę długości fali. Pewien problem stwarza odróżnienie na interferogramie wzniesienia od doliny. Na rysunku 6.10 widać, że wzniesieniu (A) oraz dolinie (B) odpowiada taki sam układ prążków interferencyjnych. Istnieje kilka sposobów odróżnienia tych dolin i wzniesień na interferogramie. Oto jeden z nich. Każdemu prążkowi odpowiada określona odległość d sprawdzianu od powierzchni. Gdyby jednak nieco przysunąć sprawdzian do przedmiotu, np. dotykając go lekko palcem, wtedy ta sama warstwicę odpowiadająca odległości d przesunie się do miejsca leżącego niżej. Stąd reguła: Zbliżając sprawdzian do badanej powierzchni powodujemy, że prążki interferencyjne przesuwają się w dół stoku. Dlatego na rysunku 6.10 uciekają od wierzchołka A , a zbiegają się w dolinie B .

Interferometr Macha–Zehndera

W interferometrze Macha–Zehndera (rys. 6.11) wiązka światła wychodząca z kondensora Kn jest rozdzielona zwierciadłem półprzepuszczalnym Lp_1 . Powstają dwie wiązki: przedmiotowa i odniesienia. Obie wiązki są rozdzielone, ale każda z nich tylko raz przebiega swoje ramię interferometru. Taki typ interferometru nadaje się dobrze do badania jednorodności materiału. Gdyby w jedno ramię włożono kostkę szkła O ze smugami, które cechują się innym współczynnikiem załamania niż ich otoczenie, wtedy czoło fali przedmiotowej będzie się deformować. Przed obiektywem Ob obie wiązki zostają połączone zwierciadłem Lp_2 . Obiekt Ob tworzy na ekranie E obraz badanej kostki szkła. Na ekranie, na tle kostki szkła, zobaczymy układ zdeformowanych prążków, pozwalający wyliczyć kształt powierzchni zdeformowanej fali.



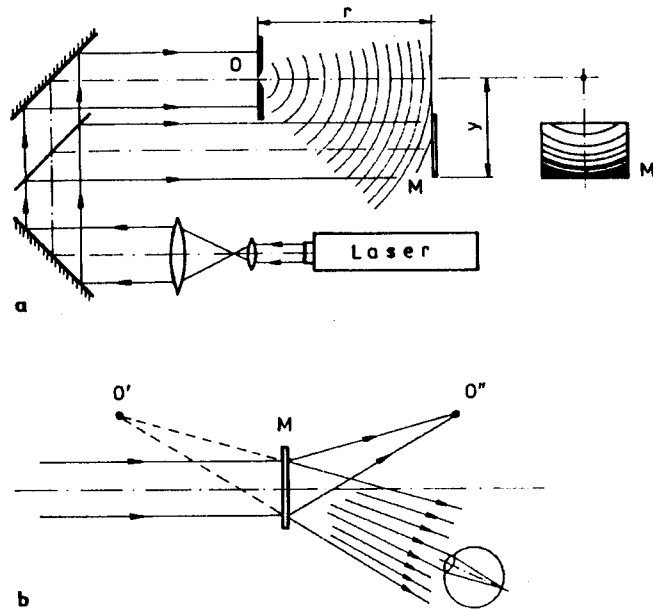
Rys. 6.11. Zasada działania interferometru Macha–Zehndera:
 Z – źródło światła, Kn – kondensator, L – zwierciadła, Lp – zwierciadła półprzepuszczalne,
 O – niejednorodny obiekt, Ob – obiektyw, E – ekran

Interferometria holograficzna

Stereoskopowość polega na tym, że każde oko widzi przedmiot z innej strony. Zwykła fotografia nie jest stereoskopowa, bo każde oko otrzymuje tę samą informację. Można zrobić dwa zdjęcia fotograficzne przedmiotu, każde z innej pozycji, i pewnymi zabiegami spowodować, aby każde oko widziało „swoje” zdjęcie. Stereoscopia wtedy wystąpi, ale tylko dla jednego punktu widzenia. Nie uda się zobaczyć, wychylając głowę, jak wygląda ten przedmiot z innej strony. Jest to jednak możliwe w holografii. Holografia posługuje się laserami, ponieważ do uzyskania interferencyjnego obrazu holograficznego wymagana jest interferencja wzajemnie koherentnych wiązek, między którymi występuje duża różnica dróg optycznych.

Zapis hologramu

Wiązkę laserową należy najpierw rozszerzyć, a następnie rozdzielić amplitudowo na dwie wiązki (rys. 6.12a). Jedną z nich, zwaną wiązką odniesienia, pada bezpośrednio na materiał światłoczuły M , druga oświetla rejestrowany przedmiot O , jakim w tym przypadku jest mały, kołowy otwór w nieprzezroczystej przysłonie. Kulista fala wychodząca z otworu interferuje na materiale światłoczułym z falą odniesienia. Pojawiają się i zostają zarejestrowane prążki interferencyjne. Z kształtu powierzchni fazowych obu interferujących fal można wywnioskować, że prążki będą się zagęszczały ku dołowi. Jak można wyliczyć, różnica dróg optycznych R wynikająca z geometrii fal wyraża się wzorem $R = y/2r$ (r, y – współrzędne powierzchni światłoczułej w układzie z początkiem w O), a to właśnie tłumaczy owo zagęszczenie. W ten sposób powstał hologram jednego punktu. Jeżeli przedmiot składa się z wielu punktów, to zostaną one wszystkie zarejestrowane w podobny sposób i utworzą hologram rozciągniętego przedmiotu.



Rys. 6.12. Zapis (a) i rekonstrukcja (b) obrazu holograficznego

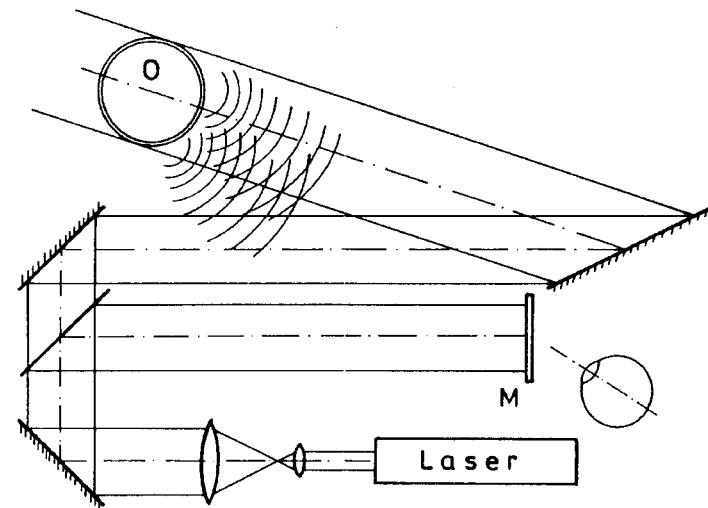
Rekonstrukcja obrazu holograficznego

Aby zrekonstruować obraz holograficzny, hologram M należy umieścić w poszerzonej wiązce laserowej. Hologram działa jak sinusoidalna siatka dyfrakcyjna. Kąt ugięcia jest większy, gdy wzrasta zagęszczenie prążków. Promienie przechodzące

przez dolną część hologramu uginają się zatem silniej niż w górnej części. Za hologramem mamy więc dwie wiązki: zbieżną, tworzącą rzeczywisty obraz O'' punktu O oraz rozbieżną, wychodzącą z urojonego obrazu O' punktu O . Oko umieszczone w wiązce rozbieżnej widzi obraz O' . Gdyby O' dotyczyło obiektu rozciągniętego, oko może przemieszczać się w obszarze wiązki i oglądać go z różnych stron. Stereoskopowość bierze się stąd, że patrząc przez hologram dwuocznie, każde oko widzi obraz złożony z punktów O' z innej strony. Współczesne techniki holograficzne pozwalają tak tworzyć hologram, aby można było oglądać obraz ze wszystkich stron. Nasza uwaga powinna skupiać się nie na samej rejestracji i rekonstrukcji hologramu, ale na jego wykorzystaniu w interferometrii.

Klasyfikacja interferometrów holograficznych

Na rysunku 6.13 pokazano znowu dwie wiązki laserowe: wiązkę odniesienia padającą bezpośrednio na materiał światłoczuły M oraz wiązkę padającą na badany przedmiot O . Tym przedmiotem może być np. element konstrukcyjny poddawany obciążeniom. Należy sprawdzić, jakie powstają odkształcenia i jak są rozmieszczone. Rozróżnia się trzy podstawowe techniki pomiarowe.



Rys. 6.13. Schemat ideowy interferometrów laserowych

1. *Metoda podwójnej ekspozycji.* Na tym samym materiale światłoczułym rejestruje się w dowolnej kolejności hologram przedmiotu zdeformowanego oraz niezdeformowanego. Podczas rekonstrukcji tych nałożonych na siebie hologramów (jak na rys.6.12) obserwator zobaczy przedmiot pokryty prążkami interferencyjnymi. Defor-

macje bywają małe, często poniżej zdolności rozdzielczej oka. Dzięki tym prążkom są jednak łatwe do wykrycia i zmierzenia. Zaletą metody podwójnej ekspozycji jest możliwość otrzymania i przechowania hologramu jako dokumentu badania.

2. *Metoda czasu rzeczywistego.* W czasie rzeczywistym obserwuje się zmiany odkształceń wtedy, gdy one powstają i ulegają zmianie. W tym celu należy wykonać tylko jedną ekspozycję przedmiotu w stanie podstawowym, a więc nieodkształconym. Ten hologram należy umieścić dokładnie w tym miejscu, gdzie został naświetlony i przez niego obserwować deformowany obiekt tak, jak to pokazano na rys. 6.13. Zdeformowany obiekt jest pokryty prążkami interferencyjnymi.

3. *Metoda rejestracji w świetle stroboskopowym.* Gdyby zastosowano jedną z wymienionych metod do obiektów drgających okresowo, jak np. membrana bębna lub górna część klatki piersiowej śpiewaka, wtedy widoczne będą jedynie węzły drgającego przedmiotu. Strzałki i ich okolice będą rozmyte. Na ogół to wystarcza. Jeżeli jednak chce się zarejestrować obiekt w dowolnej fazie drgania, to należy użyć światła migającego (stroboskopowego) i spowodować, aby błyski były krótkie i następowały właśnie w żądanej fazie drgania.

6.6. Przyrządy polaryzacyjne

Przyrządy polaryzacyjne są spotykane głównie w specjalistycznych laboratoriach. Prawie wszystkie składają się m.in. z polaryskopu, czyli z polaryzatora i analizatora, między którymi znajduje się badany obiekt. Należą do nich polarymetry służące do pomiaru kąta skręcenia płaszczyzny stanu polaryzacji w ośrodkach optycznie czynnych. Przedstawicielem tej grupy przyrządów jest sacharymtr służący do pomiaru stężenia cukru w roztworach. W budownictwie stosuje się polaryskopy przeznaczone do badania naprężeń i odkształceń w modelach złożonych konstrukcji, np. mostów. Mechanicy używają polaryskopów do badania naprężeń lub odkształceń w modelach konstrukcji mechanicznych, np. karoserii samochodów. Inne przyrządy optyczne – elipsometry – służą do pomiaru właściwości optycznych cienkich warstw, inne do pomiaru stanu i stopnia polaryzacji światła, a jeszcze inne do pomiaru właściwości optycznych ośrodków dwójłomnych. Z całej tej licznej grupy przyrządów zostaną niżej omówione jedynie dwa.

Polaryskopy

Najprostszy, liniowy polaryskop składa się jedynie z liniowego polaryzatora P i analizatora A . Między nimi mieści się badany obiekt O . Na rysunku 6.14 widać jeszcze dwie ćwierćfalówki $\lambda/4$, które w przypadku polaryskopu liniowego należy usunąć. Jeżeli płaszczyzny polaryzacji polaryzatora i analizatora są skrzyżowane (azymuty α_p

polaryzatora i α_A analizatora różnią się o 90°), to natężenie światła I wychodzącego z polaryskopu określa wzór

$$I = I_{\max} \sin^2 2\alpha_o \sin^2 \frac{\pi R}{\lambda}, \quad (6.13)$$

a jeżeli są wzajemnie równoległe, to

$$I = I_{\max} \left(1 - \sin^2 2\alpha_o \sin^2 \frac{\pi R}{\lambda} \right), \quad (6.14)$$

gdzie:

λ – długość fali światła przepuszczonego przez filtr F ,

R – różnica dróg optycznych między falami własnymi w obiekcie dwójłomnym O ,

α_o – azymut pierwszej fali własnej w obiekcie,

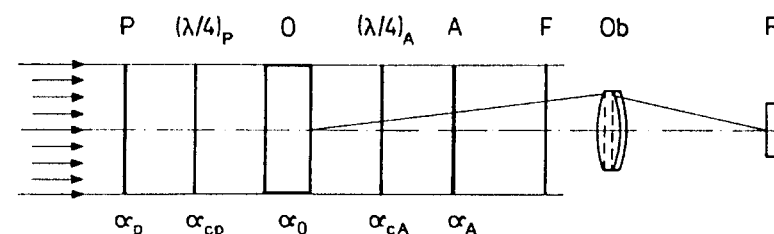
I_{\max} – natężenie światła wychodzącego z polaryskopu, gdy we wzorze (6.13) oba sinusy są równe 1, albo gdy we wzorze (6.14) przynajmniej jeden z nich wynosi 0.

Linie charakterystyczne w polaryskopie liniowym:

Izoklina – miejsce geometryczne punktów na powierzchni obiektu, dla których $\alpha_o = \text{const}$.

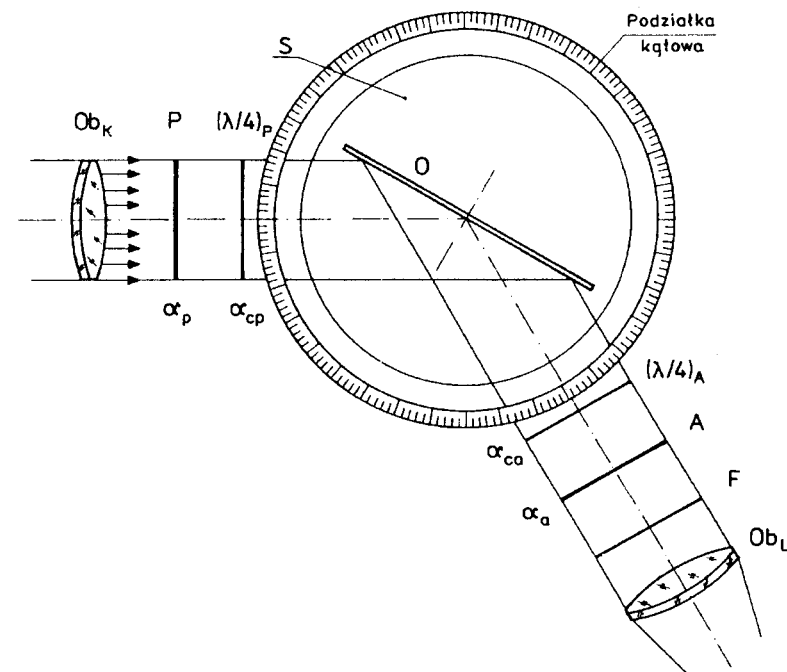
Izochroma – miejsce geometryczne punktów na powierzchni obiektu, dla których $R = \text{const}$.

Obszar osobliwy – miejsce geometryczne punktów na powierzchni obiektu, w których $R = 0$.



Rys. 6.14. Polaryskop. P – polaryzator, α_p – azymut polaryzatora, $(\lambda/4)_p$ – ćwierćfalówka polaryzatora, α_{cp} – azymut ćwierćfalówki polaryzatora, O – mierzony obiekt, α_o – azymut obiektu, $(\lambda/4)_A$ – ćwierćfalówka analizatora, α_{cA} – azymut ćwierćfalówki analizatora, A – analizator, α_A – azymut analizatora, F – filtr, Ob – obiektyw, R – receptor

Polaryskop pozwala zmierzyć różnicę dróg optycznych R , a ta jest ważną cechą ośrodków naturalnie dwójłomnych, np. kryształów, albo jest wielkością pozwalającą wyliczyć naprężenia lub odkształcenia ośrodka O .



Rys. 6.15. Schemat elipsometru: S – stolik spektrometru, Ob_k – obiektyw kolimatora, Ob_l – obiektyw lunety, pozostałe oznaczenia jak na rys.6.14

Obrót azymutalny analizatora A pozwala zmierzyć aktywność optyczną ośrodka O .

Jeżeli do układu wprowadzi się ćwierćfalówki, to polaryzator P i związana z nim ćwierćfalówka $(\lambda/4)_P$ pozwalają wytworzyć dowolny stan polaryzacji światła. Z tego powodu zespół $P-(\lambda/4)_P$ nazywa się polaryzatorem eliptycznym. Druga ćwierćfalówka $(\lambda/4)_A$ łącznie z analizatorem A pozwala zmierzyć stan polaryzacji światła. Cały układ pokazany na rys. 6.14 pozwala zmierzyć polaryzację fal własnych, czyli rodzaj dwójłomności obiektu O oraz różnicę faz między nimi. Jeżeli zespoły $P-(\lambda/4)_P$ oraz $A-(\lambda/4)_A$ były dostrojone do polaryzacji kołowej ($\alpha_P = \alpha_{CP} \pm 45^\circ$, $\alpha_A = \alpha_{CA} \pm 45^\circ$), wtedy, w tym szczególnym przypadku, układ pokazany na rys. 6.14 jest polaryskopem kołowym. Natężenie światła wychodzącego z polaryskopu kołowego określa zależność

$$I = I_{\max} \sin^2 \frac{\pi R}{\lambda} \quad (6.15)$$

słuszna dla przeciwnej skrętności polaryzatora i analizatora, oraz

$$I = I_{\max} \cos^2 \frac{\pi R}{\lambda} \quad (6.16)$$

dla skrętności zgodnych. W niektórych pomiarach dużą zaletą jest to, że w polaryskopie kołowym nie ma izoklin.

Elipsometr

Elipsometr służy do pomiaru zmiany stanu polaryzacji światła spowodowanej odbiciem go od powierzchni obiektu O (rys. 6.15). Obiekt O jest umieszczony na stoliku przedmiotowym S spektrometru. Na obiekt pada światło z kolimatora. Wymagany stan polaryzacji światła jest wytworzony przez zespół $P-(\lambda/4)_P$ umieszczony w kolimatorze. Stan polaryzacji światła po odbiciu mierzy zespół $(\lambda/4)_A-A$ umieszczony w lunecie obserwacyjnej spektrometru.

Pomiary elipsometryczne pozwalają zmierzyć właściwości optyczne cienkich warstw naporowanych na powierzchnię obiektu O lub warstw tworzących się na niej samorzutnie, np. wskutek reagowania z atmosferą.

Literatura

- [1] ADLER F.H., *Fizjologia oka – zastosowanie kliniczne*, przekład z wydania IV pod redakcją doc. dra med. Witolda J. Orłowskiego, PZWL, Warszawa 1968.
- [2] APPEL L., Kowalczyk R., *Mikroskop – budowa i użytkowanie*, WNT, Warszawa 1966.
- [3] BARTKOWSKA J., BARTKOWSKI Z., BODNAR Z., GUTKOWSKI T., SIDOROWICZ A., WAGNEROWSKI T., *Podstawy optyki instrumentalnej*, PWT, Warszawa 1957.
- [4] BORN M., WOLF E., *Principles of optics*, Pergamon Press, Oxford, London, Edinburgh, New York, Paris, Frankfurt.
- [5] CHAŁECKI J., *Przyrządy optyczne – konstrukcja mechanizmów*, WNT, Warszawa 1979.
- [6] GRALA M., *Miernictwo geodezyjne – geodezja inżynierska*, Wydawnictwo ART, Olsztyn 1994.
- [7] GRIMSEHL E., *Lehrbuch der Physik*, Band 3, BSB B.G. Teubner Verlagsgesellschaft, Leipzig 1985.
- [8] HODAM F., *Technische Optik*, VEB Verlag Technik, Berlin.
- [9] JÓŻWICKI R., *Optyka instrumentalna*, WNT, Warszawa 1970.
- [10] KURT M., *Grundzüge der Mikrophotographie*, Kommissionsverlag Gustav Fischer, Jena 1949.
- [11] MEYER-ARENDE J.R., *Wstęp do optyki*, PWN, Warszawa 1977.
- [12] NOWAK J., ZAJĄC M., *Optyka – kurs elementarny*, Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej, Wrocław 1998.
- [13] PLUTA M., *Mikroskopia optyczna*, PWN, Warszawa 1982.
- [14] RATAJCYK F., *Dwójłomność i polaryzacja optyczna*, Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej, Wrocław 2000.
- [15] RATAJCYK F., *Fizyka dla geodetów*, Wydawnictwo Akademii Rolniczej we Wrocławiu, Wrocław 1994.
- [16] SZWEDOWSKI A., *Materiałoznawstwo optyczne i optoelektroniczne – ogólne właściwości materiałów*, WNT, Warszawa 1996.
- [17] SZYMONSKI J., *Instrumentoznawstwo geodezyjne*, Państwowe Przedsiębiorstwo Wydawnictw Kartograficznych, Warszawa 1956.
- [18] The Photonics Design & Applications Handbook, Laurin Publishing Co., Inc. Pittsfield 1996.