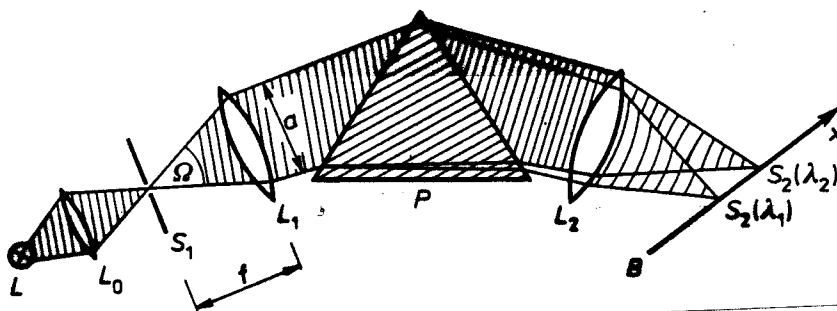


Wykład 5

1. Spektrografy i monochromatory

Termiczne źródła promieniowania emitują promieniowanie ciągłe. Pierwszymi przyrządami do pomiaru charakterystyk widmowych termicznych źródeł promieniowania były spektrografy. Są to przyrządy optyczne, w których tworzone są obrazy $S_2(\lambda)$ szczeliny wejściowej S_1 , przy czym dla różnej długości fali światła padającego obrazy te są rozdzielone w poprzek szczeliny. To rozszczepienie uzyskiwane jest dzięki dyspersji widmowej w pryzmacie, albo dzięki dyfrakcji na odbiciowej siatce dyfrakcyjnej. Schemat układu zastępczego spektrografu pryzmatycznego przedstawia rys.1.

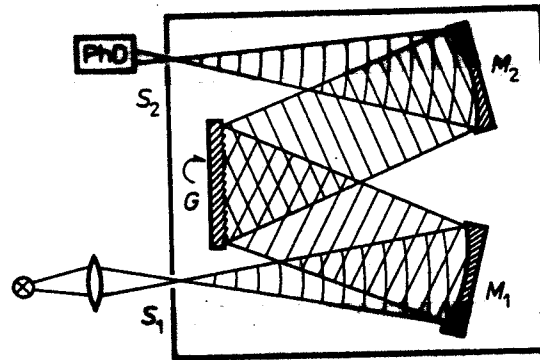


Rys.1. Schemat spektrografu pryzmatycznego.

Wychodząca z kolimatora L_1 równoległa wiązka światła przechodzi przez pryzmat gdzie załamuje się pod kątem zależnym od długości fali λ . Obiektyw L_2 tworzy dla każdej długości fali λ osobny obraz szczeliny wejściowej S_1 . Położenie $x(\lambda)$ tego obrazu w płaszczyźnie ogniskowej L_2 jest funkcją długości fali. Dyspersja liniowa spektrografu, czyli $dx/d\lambda$ zależy od dyspersji widmowej $dn/d\lambda$ materiału z jakiego wykonany jest pryzmat oraz od ogniskowej L_2 . L_2 w spektrografach stanowi soczewkę kamery aparatu fotograficznego a klisza fotograficzna umieszczana jest w płaszczyźnie ogniskowej tej soczewki. Rejestrację widma promieniowania można prowadzić w całym zakresie widmowym uzyskiwanym dzięki rozszczepieniu przez pryzmat.

Jeśli detekcja sygnału odbywa się przy pomocy detektora fotoelektrycznego to mówimy wówczas o monochromatorach. W tych przyrządach szczelina wyjściowa znajduje się w płaszczyźnie ogniskowej soczewki L_2 . Ponieważ szczelina jest nieruchoma, to detektor widzi tylko ograniczony przedział $\Delta x(\lambda)$. Aby więc móc obserwować cały dostępny zakres widmowy obraca się pryzmat (lub siatkę dyfrakcyjną) dzięki czemu obrazy szczeliny wejściowej dla różnych długości fal są naprowadzane na nieruchomą szczelinę wyjściową. Rejestracja poszczególnych zakresów widmowych może wówczas odbywać się po kolei a nie jednocześnie jak to ma miejsce w spektrografach.

Gdy do rozszczepiania linii widmowych stosuje się siatkę dyfrakcyjną, wówczas zamiast obiektywów stosuje się dwa zwierciadła sferyczne (patrz rys.2.) M_1 i M_2 , odwzorowujące szczelinę wejściową w płaszczyźnie obserwacji.



Rys.2. Spektrometr siatkowy.

2. Podstawowe własności aparatury spektroskopowej.

- światłość przyrządu – jest to największy kąt z jakiego może być zbierane promieniowanie. Miarą światłości jest stosunek średnicy soczewki kolimatora L_1 (lub zwierciadła M_1) do jej ogniskowej.
- Charakterystyka widmowa – określona przez współczynnik transmisji $\tau(\lambda)$ soczewek i pryzmatów lub przez współczynnik odbicia $\rho(\lambda)$ zwierciadeł i siatki dyfrakcyjnej.
- Widmowa zdolność rozdzielcza - $\lambda/\Delta\lambda$ określająca minimalną różnicę $\Delta\lambda$ przy jakiej dwie linie widmowe są jeszcze rozróżnialne.
- Przedział dyspersji – zakres długości fal $\delta\lambda$ w którym długość fali może być jednoznacznie wyznaczona na podstawie położenia $x(\lambda)$.

Ad2a)

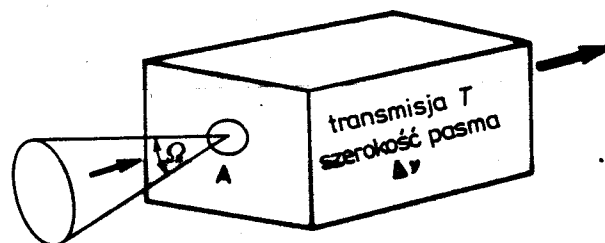
Założmy, że źródło światła o luminancji widmowej L_λ oświetla spektrometr który posiada szczelinę wejściową o powierzchni A (patrz rys.3). Jeśli spektrometr zbiera strumień światła z kąta bryłowego Ω wówczas strumień przenoszony przez spektrometr dany jest wzorem:

$$\Phi(\lambda)d\lambda = L_\lambda A \Omega T(\lambda) d\lambda \quad (1)$$

Wielkość

$$U = A\Omega \quad (2)$$

nazywa się światłością spektrometru.



Rys.3. Światłość spektrometru.

Kąt bryłowy Ω wyznaczamy ze wzoru:

$$\Omega = \frac{S}{f^2} \quad (3)$$

gdzie S jest powierzchnią apertury ograniczającej wiązkę światła w spektrometrze.

W spektrometrach pryzmatycznych kąt bryłowy jest równy:

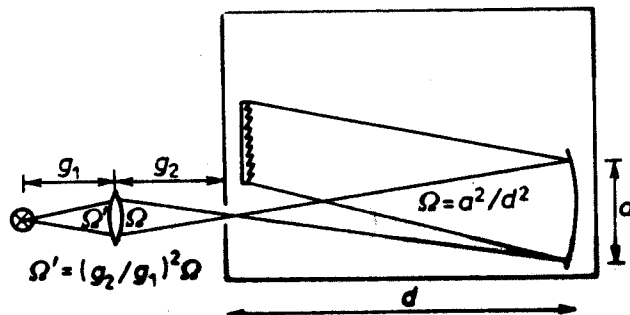
$$\Omega = \frac{ha}{f^2} \quad (4)$$

gdzie h jest wysokością pryzmatu zaś a – jego szerokością efektywną (patrz rys.1; h jest prostopadłe do płaszczyzny rysunku).

W spektrometrach siatkowych natomiast:

$$\Omega = \frac{a^2}{d^2} \quad (5)$$

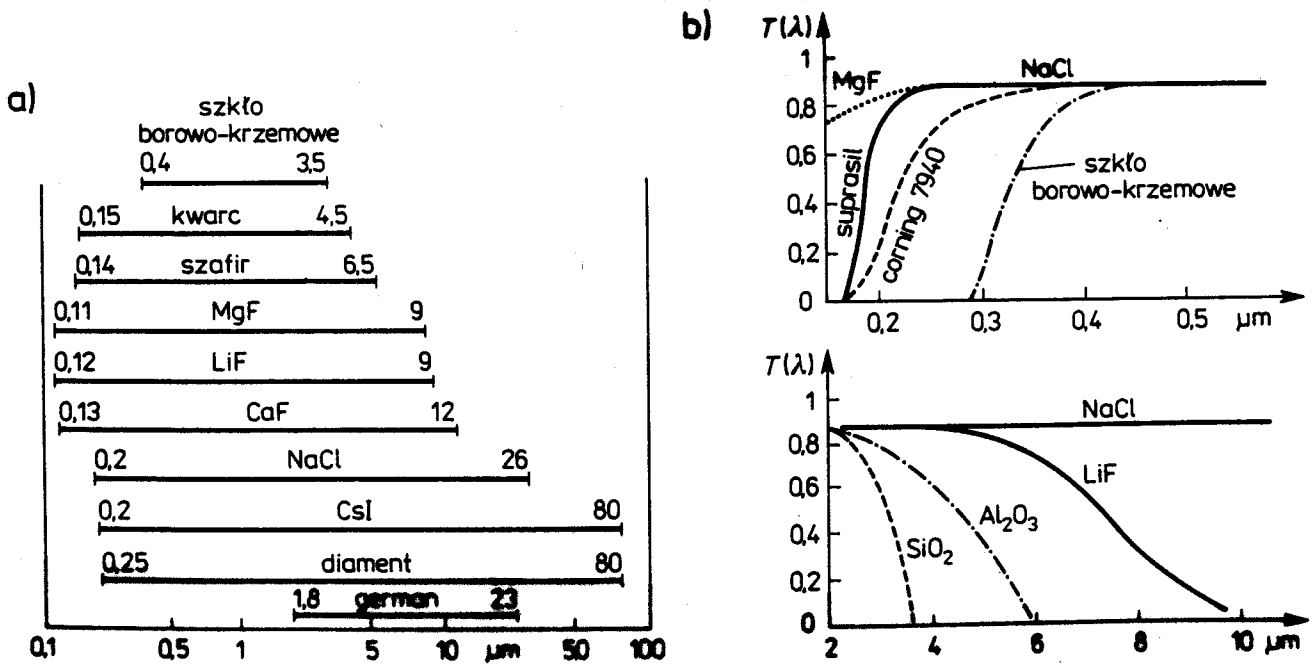
gdzie a jest średnicą zwierciadła a d – ogniskową zwierciadła (patrz rys.4). Na rys.4. zaznaczono również kąt bryłowy z którego zbierane jest światło oraz wejściowy kąt bryłowy spektrometru. Optymalne odwzorowanie źródła światła na szczelinie wejściowej spektrometru uzyskuje się gdy kąt bryłowy Ω z którego zbierane jest światło równy jest kątowi wejściowemu spektrometru a^2/d^2 .



Rys.4. Kąty bryłowe w spektrometrze siatkowym

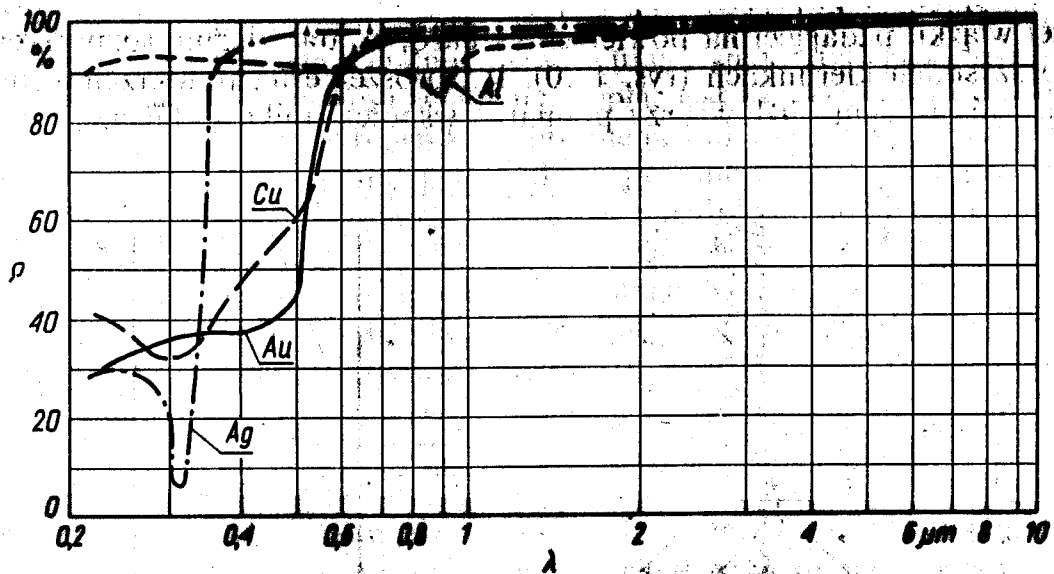
Ad b)

W spektrometrach pryzmatycznych o charakterystyce widmowej decyduje materiał z którego wykonano soczewki i pryzmaty. Na rys. 5 przedstawiono zakresy widmowe i współczynniki transmisji dla różnych materiałów optycznych o grubości 1 cm. Niezależnie od tego istnieją pewne ograniczenia w pomiarach spektroskopowych niezależne od wyboru materiału na pryzmat czy soczewkę. I tak okazuje się, że w zakresie nadfioletu pomiary charakterystyk spektralnych powinny odbywać się w próżni. W podczerwieni w zakresie $3 \mu\text{m} - 10 \mu\text{m}$ mieści się wiele przejść oscylacyjno – rotacyjnych w takich cząsteczkach jak H_2O (dla długości fal równych $2,67 \mu\text{m}$, $5,5 \mu\text{m} - 7,5 \mu\text{m}$) czy CO_2 (np. $4,25 \mu\text{m}$ i $14,98 \mu\text{m}$).



Rys.5. a) Zakresy widmowe i b) współczynniki transmisji różnych materiałów optycznych.

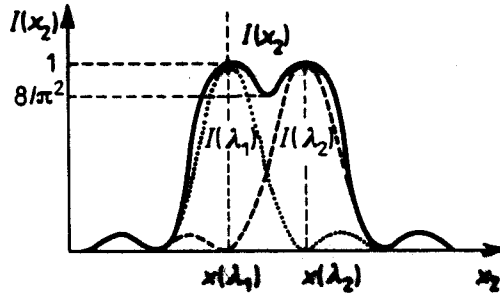
W przypadku spektrometrów siatkowych lustro pokrywa się cienkimi warstwami metalicznymi, które w szerokim zakresie długości fal charakteryzuje bardzo wysoki współczynnik odbicia, tak jak np. w przypadku cienkich warstw aluminium. Na rys. 6 przedstawiono zależności spektralne współczynnika odbicia dla różnych warstw metalicznych.



Rys.6. Spektralna zależność współczynnik odbicia dla cienkich warstw metalicznych.

ad c)

Zgodnie z kryterium Rayleigha, dwie linie widmowe są rozróżnialne, jeśli minimum wynikające z ich nałożenia się nie przekracza ok. 80% wartości maksymalnej. Ilustruje to rys. 7 na którym przedstawiono widma dyfrakcyjne dwu sąsiednich linii.

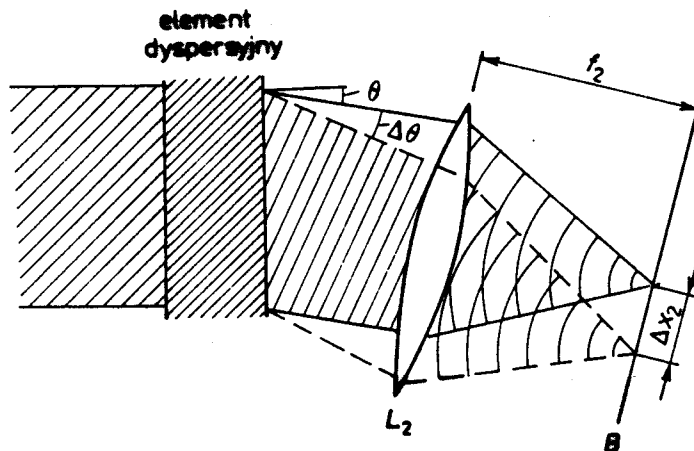


Rys.7. Kryterium Rayleigha rozróżnialności dwu sąsiednich, przekrywających się linii widmowych.

Realna zdolność rozdzielcza spektrometru ograniczona jest jego dyspersją kątową. Rozważmy równoległą wiązkę światła składającą się z dwu fal monochromatycznych o długościach λ i $\Delta\lambda$, która pada na element dyspersyjny tak jak to przedstawiono na rys.8. Wówczas po przejściu przez ten element dzieli się na dwie, odchyłone pod kątem θ i $\theta + \Delta\theta$ od kierunku początkowego. Obiektyw kamery o ogniskowej f_2 odwzorowuje szczelinę wejściową S_1 na płaszczyznę B. Zatem odległość Δx_2 między dwoma obrazami $S_2(\lambda)$ i $S_2(\lambda + \Delta\lambda)$ jest równa:

$$\Delta x_2 = f_2 \Delta\theta = f_2 \frac{d\theta}{d\lambda} \Delta\lambda = \frac{dx}{d\lambda} \Delta\lambda \quad (6)$$

W powyższym równaniu, $\frac{d\theta}{d\lambda}$ [rad/nm] jest dyspersją kątową a $\frac{dx}{d\lambda}$ [mm/Å] - dyspersją liniową.



Rys.8. Ilustracja dyspersji kątowej równoległej wiązki światła.

Aby dwie linie o długości λ i $\lambda + \Delta\lambda$ były rozróżnialne, odległość Δx_2 powinna być nie mniejsza niż suma szerokości 2 obrazów szczeliny $\delta x_2(\lambda)$ i $\delta x_2(\lambda + \Delta\lambda)$. Ponieważ szerokość szczeliny wejściowej δx_1 i szerokość jej obrazu wiąże zależność:

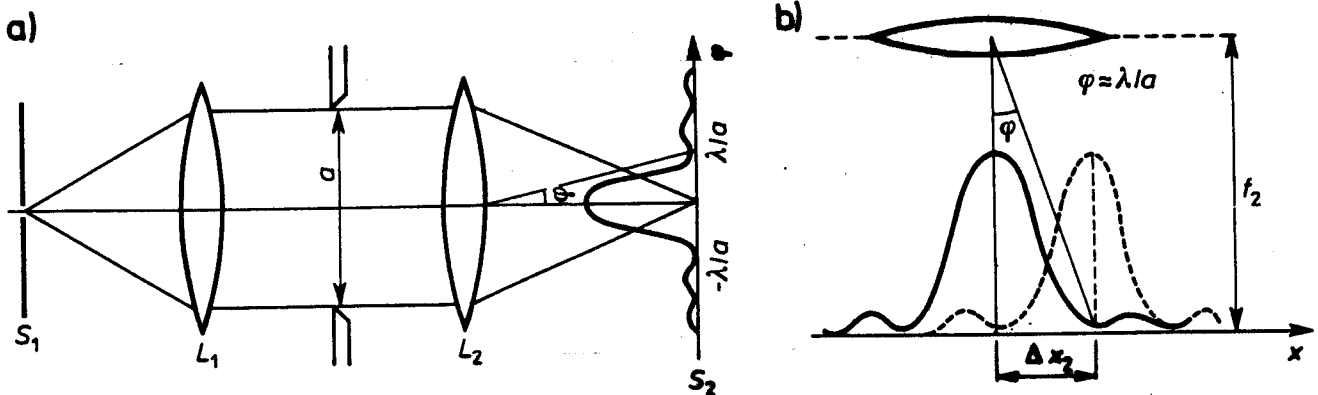
$$\delta x_2 = \frac{f_2}{f_1} \delta x_1 \quad (7)$$

(f_1 jest ogniskową kolimatora) to zdolność rozdzielcza powinna rosnąć wraz ze zmniejszaniem się szerokości szczeliny wejściowej δx_1 . Niestety jak się okazuje pojawia się ograniczenie związane z dyfrakcją. Otóż równoległa wiązka światła po przejściu przez aperturę o średnicy a (może to być oprawka soczewki lub krawędź pryzmatu) tworzy w płaszczyźnie ogniskowej soczewki L_2 obraz dyfrakcyjny typu Fraunhofera. Pierwsze dwa minima dyfrakcyjne leżą w odległości $\pm \frac{\lambda}{a}$ po obu stronach centralnego maksimum (tj. prążka zerowego rzędu). W efekcie obraz szczeliny ma teraz szerokość (patrz rys.9a):

$$\delta x_{\text{sdif}} = f_2 \frac{\lambda}{a} \quad (8)$$

Zgodnie z kryterium Rayleigha dwie linie widmowe są rozróżnialne jeśli maksimum jednej pokrywa się z pierwszym minimum drugiej. W przypadku dyfrakcji na aperturze w spektrometrze, maksimum dla linii widmowej odpowiadającej obrazowi szczeliny dla długości fali λ powinno pokrywać się z pierwszym minimum dla linii widmowej odpowiadającej obrazowi szczeliny dla długości fali $\lambda + \Delta\lambda$. Ilustruje to rys. 9b. Jak wynika z rysunków 9a i 9b, δx_{sdif} jest więc jednocześnie minimalną odległością między środkami obu obrazów szczeliny :

$$\Delta x_2 \geq f_2 \frac{\lambda}{a} \quad (9)$$

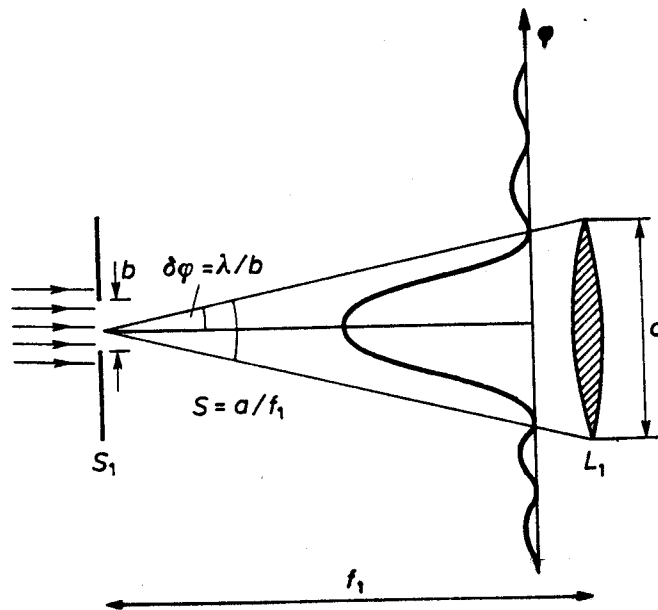


Rys.9a Dyfrakcja w spektrometrze na aperturze a 9b) ograniczenie zdolności rozdzielczej przez dyfrakcję.

Oprócz dyfrakcji na aperturze (może to być oprawka soczewki lub krawędź pryzmatu) w spektrometrze istotna jest również dyfrakcja na szczelinie wejściowej. W tym wypadku chodzi o ograniczenie natężenia przepuszczanego promieniowania. Szczelina wejściowa o szerokości b tworzy obraz typu Fraunhofera. Środkowe maksimum dyfrakcyjne jest zawarte w kącie $\delta\varphi = \pm \lambda/b$ i mieści się całkowicie w aperturze a jeśli jest spełniony warunek:

$$\delta\varphi = \pm \lambda/b \leq S = \frac{a}{f_1} \quad (10)$$

gdzie S jest kątem wejściowym spektrometru. Dyfrakcję na szczelinie wejściowej przedstawiono na rys. 10.



Rys. 10 Dyfrakcja na szczelinie wejściowej.

Po przekształceniu wzoru (10) otrzymujemy warunek na minimalną szerokość szczeliny wejściowej przy której całe promieniowanie wchodzące do spektrometru zostanie przepuszczone:

$$b_{\min} \geq 2 \frac{\lambda f_1}{a} \quad (11)$$

Przy założeniu, że ogniskowe kolimatora i obiektywu L_2 są takie same, $f_1=f_2=f$, obraz szczeliny wejściowej o szerokości b_{\min} jest równy:

$$\Delta x_2' = \frac{f_2}{f_1} b_{\min} = b_{\min} \geq \frac{2\lambda f}{a} \quad (12)$$

W sumie dyfrakcja na aperturze a i na szczelinie wejściowej dają odległość między środkami obu obrazów szczeliny

$$\Delta x_{2\text{całk}} = \Delta x_2 + \Delta x_2' \geq \frac{\lambda f}{a} + \frac{2\lambda f}{a} = \frac{3\lambda f}{a} = \frac{dx}{d\lambda} \Delta \lambda \quad (13)$$

gdzie uwzględniono zależność (6). Przekształcając powyższy wzór dochodzimy do wzoru na zdolność rozdzielczą R dla spektrometru pryzmatycznego:

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{adx}{3fd\lambda} = \frac{afd\theta}{3fd\lambda} = \frac{ad\theta}{3d\lambda} \quad (14)$$

Dla kąta minimalnego odchylenia $\theta = \theta_{\min}$ w pryzmacie spełniona jest zależność:

$$n = \frac{\sin(\theta + \varepsilon)/2}{\sin \frac{\varepsilon}{2}} \quad (15)$$

gdzie ε jest kątem łamiącym pryzmatu a n – współczynnikiem załamania szkła pryzmatu.

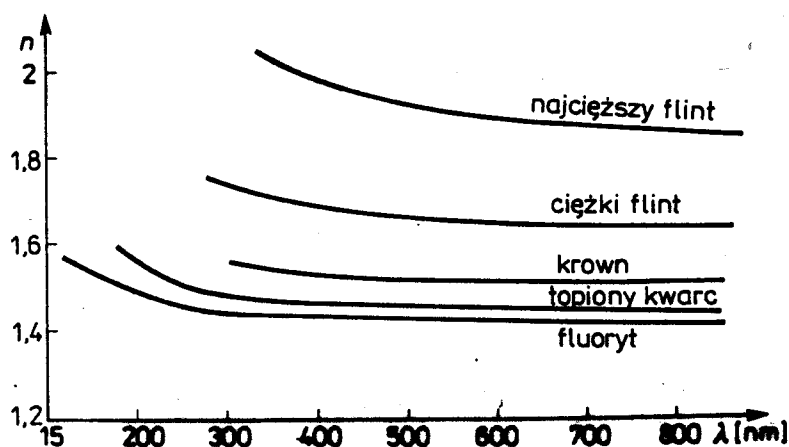
Obliczając stąd pochodną $\frac{d\theta}{dn}$ otrzymujemy:

$$\frac{d\theta}{dn} = \frac{2\sin(\varepsilon/2)}{\cos(\theta + \varepsilon)/2} = \frac{2\sin(\varepsilon/2)}{1 - n^2 \sin^2(\varepsilon/2)} \quad (16)$$

Zatem dyspersja kątowa $\frac{d\theta}{d\lambda} = \frac{d\theta}{dn} \frac{dn}{d\lambda}$ jest opisana wzorem:

$$\frac{d\theta}{d\lambda} = \frac{2\sin(\varepsilon/2)}{1 - n^2 \sin^2(\varepsilon/2)} \frac{dn}{d\lambda} \quad (17)$$

a więc zależy od kąta łamiącego pryzmatu, nie zależy natomiast od rozmiaru pryzmatu. We wzorze na dyspersję kątową pryzmatu pojawiła się nowa wielkość: $dn/d\lambda$. Jest to dyspersja widmowa. Zależy ona od rodzaju materiału z jakiego wykonany jest pryzmat oraz od długości fali. Na rys. 11 przedstawiono przykładowe zależności dyspersyjne dla kilku wybranych materiałów stosowanych na pryzmaty.



Rys. 11 Współczynnik załamania $n(\lambda)$ wybranych materiałów stosowanych na pryzmaty. W tabeli I przedstawiono własności materiałów optycznych stosowanych na pryzmaty.

Tabela I

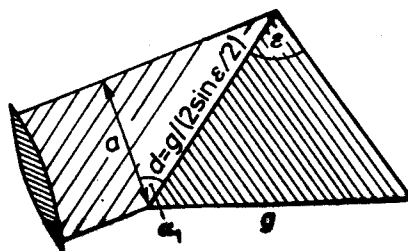
Materiał	Użyteczny zakres widmowy [μm]	Współczynnik załamania n	Dyspersja $dn/d\lambda$ [nm^{-1}]
szkło (BK7)	0,35–3,5	1,516	$4,6 \cdot 10^{-5}$ dla 598 nm
		1,53	$1,1 \cdot 10^{-4}$ dla 400 nm
ciężki flint	0,4–2	1,755	$1,4 \cdot 10^{-4}$ dla 589 nm
		1,81	$4,4 \cdot 10^{-4}$ dla 400 nm
topiony kwarc	0,15–4,5	1,458	$3,4 \cdot 10^{-5}$ dla 589 nm
		1,470	$1,1 \cdot 10^{-4}$ dla 400 nm
NaCl	0,2–26	1,79	$6,3 \cdot 10^{-3}$ dla 200 nm
		1,38	$1,7 \cdot 10^{-5}$ dla 20 μm
LiF	0,12–9	1,44	$6,6 \cdot 10^{-4}$ dla 200 nm
		1,09	$8,6 \cdot 10^{-5}$ dla 10 μm

Korzystając z zależności (17) można pokazać, że zdolność rozdzielcza spektrometru pryzmatycznego wyraża się wzorem:

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \leq \frac{1}{3} g \frac{dn}{d\lambda} \quad (18)$$

gdzie g jest długością podstawy pryzmatu. Przyjrzyjmy się aperturze ograniczającej wiązkę światła w spektrometrze (patrz rys. 12). Jak wynika z rysunku:

$$a = d \cos \alpha_1 = \frac{g \cos \alpha_1}{2 \sin(\varepsilon/2)} \quad (19)$$



Rys. 12. Apertura ograniczająca wiązkę światła w spektrometrze pryzmatycznym.

Jeśli światło pada pod takim kątem α_1 , że kąt między wiązką światła wchodzącego do pryzmatu a wiązką wychodzącą jest kątem minimalnego odchylenia, wówczas spełniona jest równość:

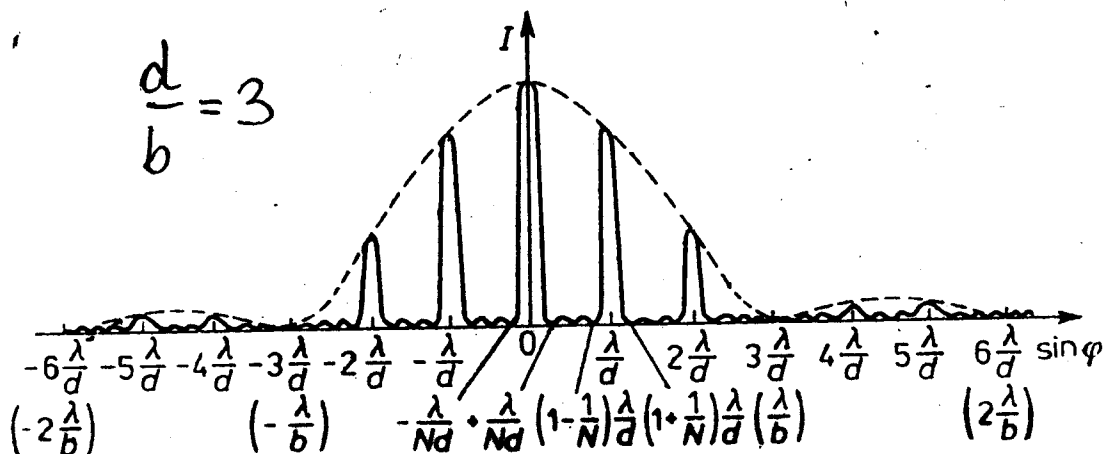
$$\sin \alpha_1 = n \sin \varepsilon / 2 \quad (20)$$

Podstawiając do wzoru (14) kolejno $\frac{d\theta}{d\lambda}$ z równości (17) oraz a z równości (18) i uwzględniając, że $\cos \alpha_1 = \sqrt{1 - \sin^2 \alpha_1} = \sqrt{1 - n^2 \sin^2(\varepsilon/2)}$ (z równości (20)) otrzymujemy:

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \leq \frac{a}{3} \frac{d\theta}{d\lambda} = \frac{d\theta}{d\lambda} \frac{1}{3} \frac{g \cos \alpha_1}{2 \sin(\varepsilon/2)} = \frac{1}{3} \frac{g \sqrt{1 - n^2 \sin^2(\varepsilon/2)}}{2 \sin(\varepsilon/2)} \frac{2 \sin(\varepsilon/2)}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2(\varepsilon/2)}} \frac{dn}{d\lambda} = \frac{1}{3} g \frac{dn}{d\lambda}$$

Zdolność rozdzielcza siatki dyfrakcyjnej.

Na rys.13 przedstawiono rozkład natężeń w widmie dyfrakcyjnym siatki dyfrakcyjnej złożonej z N szczelin, dla $d/b = 3$ gdzie d jest odległością między szczelinami siatki a b – szerokością szczeliny.



Rys.13. Widmo siatki dyfrakcyjnej dla której $d/b = 3$

Rozważmy zdolność rozdzielczą kierując się kryterium Rayleigha. Położenie środka m -tego maksimum dla długości fali $\lambda + \Delta\lambda$, opisuje wzór:

$$d \sin \varphi_{\max} = m (\lambda + \Delta\lambda) \quad (21)$$

Minima dla długości fali λ występują przy warunku:

$$d \sin \varphi_{\min} = (m \pm \frac{1}{N}) \lambda \quad (22)$$

Środek maksimum dla $\lambda + \Delta\lambda$ pokrywa się z minimum dla λ gdy jest spełniony np. taki warunek:

$$m(\lambda + \Delta\lambda) = (m \pm \frac{1}{N})\lambda \quad \Rightarrow \quad m\Delta\lambda = \frac{\lambda}{N} \quad (23)$$

skąd otrzymujemy:

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = mN \quad (24)$$

Tak więc zdolność rozdzielcza siatki dyfrakcyjnej jest proporcjonalna do rzędu widma m i całkowitej liczby szczelin N .

ad d)

Przedział dyspersji.

-spektrometr pryzmatyczny

Przedział dyspersji pokrywa się z całym zakresem dyspersji normalnej materiału z jakiego wykonany jest pryzmat.

-spektrometr siatkowy

Dla spektrometrów siatkowych przedział dyspersji określony jest przez rząd dyfrakcji m . Światło o długości fali λ_m padające prostopadle na siatkę o stałej d , interferuje konstruktywnie w kierunku odchylonym o kąt β od kierunku początkowego jeśli spełniony jest warunek:

$$m\lambda_m = d\sin\beta \quad ; \quad (m+1)\lambda_{m_1} = d\sin\beta \quad ; \quad (m+2)\lambda_{m_2} = d\sin\beta \quad ; \quad \text{itd.} \quad (25)$$

Innymi słowy, światło o długości fali λ_m pojawia się na wyjściu spektrometru odchylone o ten sam kąt co światło o długościach fal λ_{m_1} , λ_{m_2} itd. Zatem przedział dyspersji wynosi:

$$\delta\lambda = d \sin \beta \left(\frac{1}{m} - \frac{1}{m+1} \right) = \frac{d \sin \beta}{m(m+1)} \quad (26)$$

i maleje ze wzrostem rzędu dyfrakcji m .

Np. ustawienie siatki o 100 liniach/mm (tj. o stałej $d = 10\mu\text{m}$.) pod kątem który powoduje padanie na szczelinę wyjściową promieniowania pierwszego rzędu o długości fali $\lambda = 12\mu\text{m}$., jest równoznaczne z pojawianiem się na wyjściu również promieniowania o długościach fal równych $6\mu\text{m}$., $4\mu\text{m}$., $3\mu\text{m}$ itd., odpowiednio w drugim, trzecim, czwartym rzędzie dyfrakcji. W celu otrzymania monochromatycznego promieniowania za pomocą siatki konieczne jest zastosowanie sposobu wyselekcjonowania tylko jednego rzędu ugięcia z całej serii. Są dwie metody selekcji rzędu promieniowania ugiętego na siatkach:

- użycie wtórnego monochromatora pryzmatycznego ustawionego na wejściu monochromatora siatkowego;
- użycie filtrów krawędziowych.

W obydwu wypadkach chodzi o obcięcie zakresu długości fal odpowiadającego wyższym rzędom ugięcia.

3. Interferometry

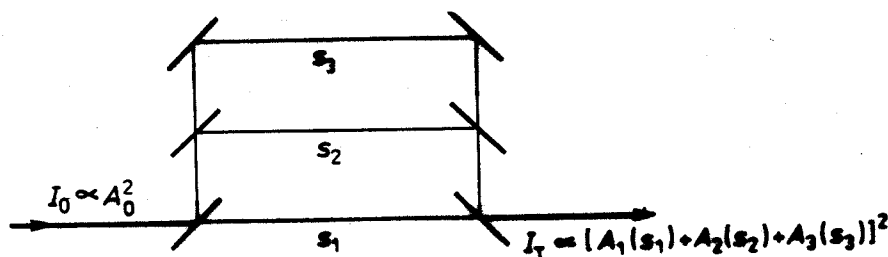
Interferometry stanowią najważniejszy przyrząd w spektroskopii laserowej. Ze względu na dużą widmową rozdzielczość w spektroskopii laserowej są stosowane do:

- pomiarów kształtów linii widmowych absorpcyjnych i emisyjnych;
- kontroli długości fali lasera;
- zmniejszanie szerokości widmowej światła laserowego.

Zasadę działania interferometru można przedstawić następująco. Padająca fala świetlna o natężeniu I_0 dzielona jest na wiązki cząstkowe o amplitudach A_k , które po przebyciu różnych dróg optycznych o długościach $S_k = n x_k$, ponownie nakładają się na wyjściu interferometru (patrz rys. 14). Ponieważ wszystkie fale cząstkowe pochodzą z tego samego źródła, są spójne dopóty, dopóki maksymalna różnica dróg optycznych nie przewyższa tzw. drogi spójności. Wypadkowa amplituda fali wychodzącej, będąca superpozycją wszystkich fal składowych, zależy od ich amplitud A_k i faz $\Phi_k = \Phi_0 + 2\pi S_k/\lambda$. Jest ona zatem bardzo silnie zależna od długości fali λ . Maksymalne natężenie otrzymuje się na wyjściu gdy jest spełniony warunek:

$$\Delta S_{ik} = m\lambda \quad (27)$$

gdzie ΔS_{ik} jest różnica dróg dla dwóch sąsiednich fal cząstkowych.



Rys.14. Zasada działania interferometrów.

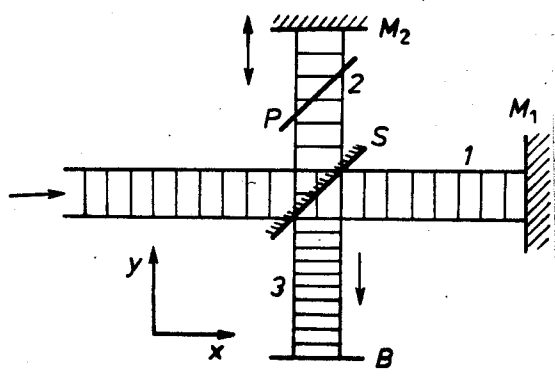
Przykładami urządzeń w których interferują tylko dwie wiązki cząstkowe są interferometr Michelsona oraz Macha – Zehndera, które przedstawiono na rys. 15 i na rys. 16.

W pierwszym z nich różnicą dróg optycznych uzyskuje się poprzez zmianę pozycji ruchomego zwierciadła M2. Wiązka światła dzielona jest na dwie poprzez płytkę dzielącą S. Płytką szklaną P kompensuje różnicę dyspersji dla wiązki która dwukrotnie przechodzi przez płytkę światłodzielącą.

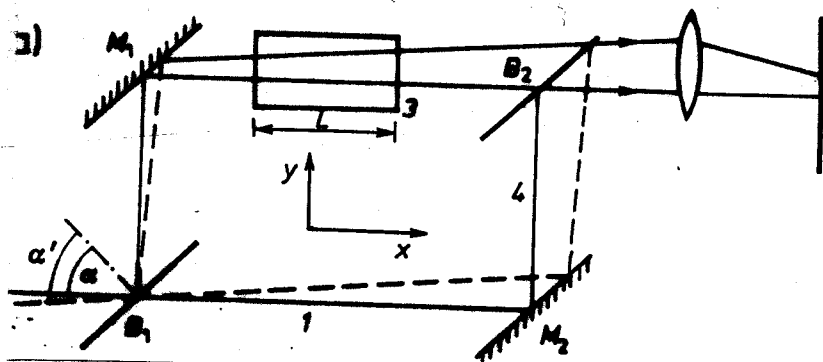
W interferometrze Macha – Zehndera na drodze optycznej jednej z wiązek ustawiona jest próbka o nieznanym współczynniku załamania. Jest ona źródłem różnicy faz interferujących wiązek. Z pomiaru tej różnicy faz określa się wartość współczynnika załamania.

Interferencja wielowiązkowa występuje m.in. w etalonach, interferometrze Fabry- Perota i w wielowarstwowych zwierciadłach dielektrycznych. Etalon jest płaskorównoległą płytką wykonaną ze szkła lub topionego kwarcu, mającą dwie powierzchnie pokryte warstwami odbijającymi. Interferometr Fabry – Perota składa się z dwóch klinowych płytek kwarcowych

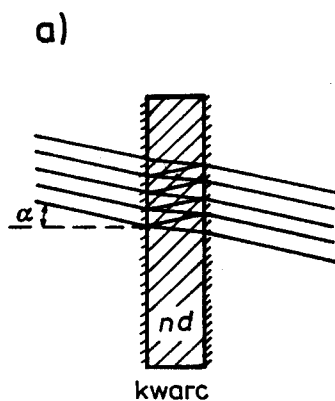
pokrytych z jednej strony warstwą zwierciadlaną a z drugiej – przeciwodblaskową. Etalon i interferometr Fabry – Perota przedstawiono na rys.17 i na rys. 18..



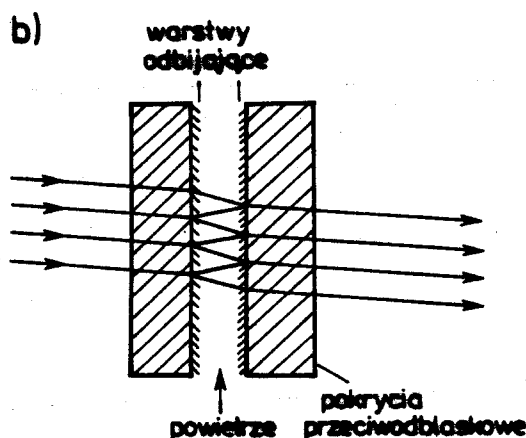
Rys.15 Interferometr Michelsona



Rys.16 Interferometr Macha – Zehndera



Rys.17. Etalon



Rys.18 Interferometr Fabry – Perota

Na rys. 19 przedstawiono schemat biegu promieni w interferometrze Fabry – Perota. Stosunek natężeń wiązek interferujących jest równy:

$$I_1: I_2: I_3 \dots = 1 : \rho^2 : \rho^4 \dots \quad (28)$$

$$A_1: A_2: A_3 \dots = 1 : \rho : \rho^2 \dots \quad (29)$$

Jak widać na wyjściu interferują drgania o amplitudzie malejącej jak ciąg geometryczny oraz o różnicy faz $\Delta\Phi$ między sąsiednimi wiązkami:

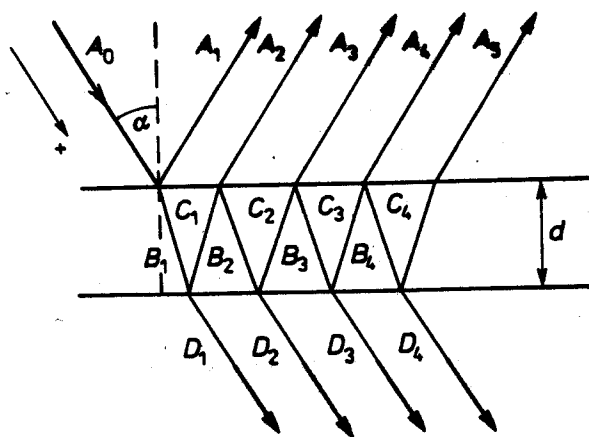
$$\Delta\Phi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot 2z = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{2l}{\cos\Phi} \quad (30)$$

Maksima interferencyjne występują dla $\Delta\Phi = 2\pi m$., zatem z (30) wynika warunek:

$$\frac{2l}{\cos \Phi} = m\lambda$$

(31)

Ze wzoru tego wynika, że jeśli l jest ustalone, to maksimum transmisji występuje dla określonej wartości λ , czyli interferometr Fabry – Perota działa jak filtr selektywny.



Rys. 19. Bieg promieni w interferometrze Fabry - Perota.