

Wykład 12

Optyka falowa. Zasada Huyghensa - Fresnela

Opis rozchodzenia się światła oparty na pojęciu promieni jest zadowalający tylko do chwili, gdy rozmiary soczewek, szczelin i innych urządzeń optycznych jest znacznie większy od długości fali światła. Gdy ten warunek nie jest spełniony, ważną rolę zaczyna odgrywać falowa natura światła. Podstawowymi zjawiskami wynikającymi z tego, że światło jest falą elektromagnetyczną, są zjawiska dyfrakcji i interferencji. Przed tym jak zacząć rozważać zjawiska interferencji i dyfrakcji światła rozważmy zasadę Huyghensa - Fresnela.

Wyobraźmy sobie najpierw, że pomiędzy źródłem S i punktem obserwacyjnym P nie ma żadnego ekranu, wówczas pole elektryczne w punkcie P będzie całkowicie określone przez pole fali świetlnej E_S emitowanej przez źródło S :

$$E_1(P) = E_S, \quad (12.1)$$

We wzorze (12.1) świadomie nie rysujemy nad wektorami strzałki; przechodzimy bowiem do prostszego opisu światła (skalarne światła), w którym nie interesujemy się jak jest skierowany w punkcie P wektor $\vec{E}_1(P)$. Teraz wyobraźmy sobie, że pomiędzy źródłem światła S i punktem P został wprowadzony nieprzezroczysty ekran z otworem, ale otwór w tym ekranie jest zamknięty "zatyczką", wykonaną z tego samego materiału. Wówczas korzystając z zasady superpozycji pól elektrycznych możemy zapisać:

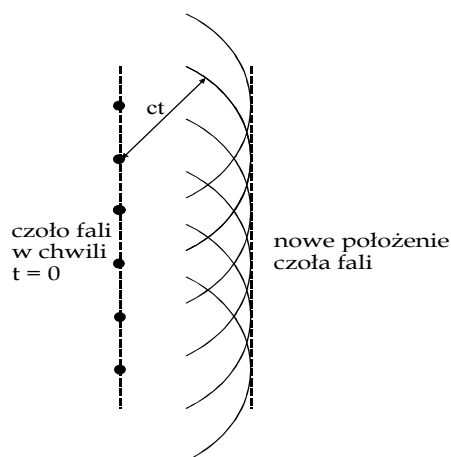
$$E_2(P) = E_S + E_{ekran} + E_{zatyczki} = 0, \quad (12.2)$$

gdzie $E_2(P)$ jest całkowitym polem fali świetlnej w punkcie P . Przez E_{ekran} oznaczyliśmy pole elektryczne w punkcie P , które wytwarza ekran z otworem, a $E_{zatyczki}$ oznacza pole elektryczne w punkcie P , źródłem którego jest zatyczka zamykająca otwór. Oczywiście, ponieważ ekran jest nieprzezroczysty i otwór jest zasłonięty, pole w punkcie P musi być równe zero.

Fizyczne pochodzenie pola E_{ekran} i pola $E_{zatyczki}$ nie jest wcale takie tajemnicze; materia składa się przecież z ładunków elektrycznych, które pod wpływem zewnętrznych pól elektrycznych będą wykonywać drgania wytwarzając dzięki temu te dodatkowe pola o tej samej częstotliwości.

Przy odsłoniętym otworze (oczywiście jest to sytuacja, która nas najbardziej interesuje) pole elektryczne w punkcie P wynosi:

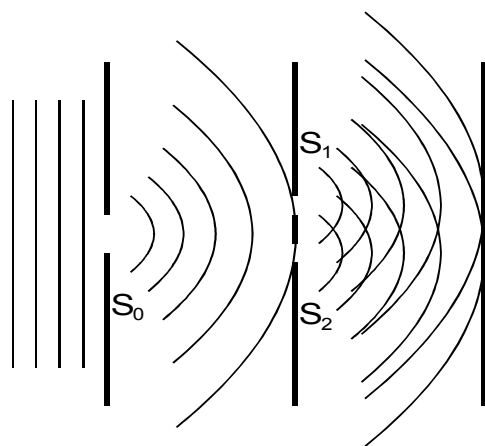
$$E_3(P) = E_S + E_{ekran} = -E_{zatycki} . \quad (12.3)$$



Jest to bardzo interesujący i może trochę zaskakujący wynik; pole pochodzące od fali świetlnej za ekranem z otworem jest, z dokładnością do znaku, równe polu pochodzącemu od zatycki zasłaniającej otwór. Wynik ten stanowi podstawę tzw. zasady Huyghensa-Fresnela która stwierdza, że *każdy punkt czoła fali może być uważany za źródło nowych fal kulistych* (fikcyjne oscylatory Huyghensa). *Położenie czoła fali po czasie t będzie dane przez powierzchnię styczną do tych fal kulistych* Metoda Huyghensa daje się zastosować jakościowo do *wszelkich zjawisk falowych*.

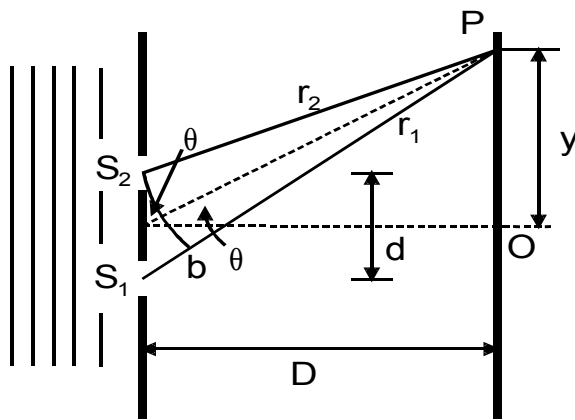
Interferencja. Doświadczenie Younga

Zjawisko interferencji fal polega na *nakładaniu się fal i wytwarzaniu ciemnych i jasnych plam na ekranie* . Istnienie interferencji dla światła było po raz pierwszy wykazane przez Thomasa Younga w 1801 r.



Young oświetlił światłem słonecznym ekran, w którym był zrobiony mały otwór S_0 . Przechodzące światło padało następnie na drugi ekran z dwoma otworami S_1 i S_2 . Za otworami powstają i rozchodzą się dalej dwie, nakładające się fale kuliste. Warunki stosowalności optyki geometrycznej nie są spełnione i na szczelinach następuje ugięcie fal. Mamy do czynienia z optyką falową.

Jeżeli umieścimy ekran w jakimkolwiek miejscu, tak aby przecinał on nakładające się na siebie fale to możemy oczekiwać pojawienia się na nim ciemnych i jasnych plam następujących po sobie kolejno.



Rozważmy teraz doświadczenie Younga ilościowo. Zakładamy, że światło padające jest monochromatyczne czyli zawiera tylko jedną długość fali. Na rysunku punkt P jest dowolnym punktem na ekranie, odległym o r_1 i r_2 od wąskich szczelin S_1 i S_2 . Linia bS_2 na rysunku poprowadzona tak, aby $PS_2 = bP$. Oba promienie wychodzące ze szczelin S_1 i S_2 są zgodne w fazie, gdyż pochodzą z tego samego czoła fali płaskiej. Ponieważ drogi, po których docierają te fale do punktu P są różne, ich fazy w punkcie P mogą być różne. Odcinki bP i PS_2 są równe, a zatem o różnicę faz decyduje różnica dróg optycznych czyli odcinek S_1b . Aby w punkcie P było *maksimum*, długość odcinka S_1b musi spełniać warunek:

$$S_1b = m\lambda \quad , \quad \text{gdzie } m = 0,1,2,\dots \quad , \quad (12.4)$$

lub

$$d \cdot \sin\theta = m\lambda \quad , \quad \text{gdzie } m = 0,1,2,\dots \quad . \quad (12.5)$$

Jest tak dlatego, że po przebyciu odcinka równego λ faza fali powtarza się, więc dla drogi $m\lambda$ fale w punkcie P będą znów zgodne w fazie, tak samo jak na początku tej drogi. Zauważmy, że każdemu maksimum powyżej punktu O odpowiada położone symetrycznie maksimum poniżej punktu O . W punkcie O mamy $m = 0$, a zatem w tym punkcie istnieje centralne maksimum.

Dla uzyskania *minimum* w punkcie P , odcinek S_1b musi zawierać połówkową liczbę długości fal, to jest:

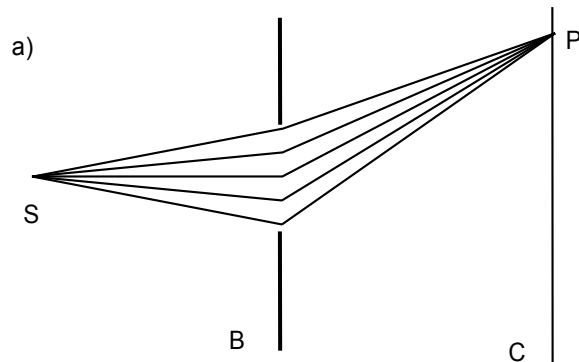
$$S_1b = \left(m + \frac{1}{2} \right) \cdot \lambda \quad , \quad \text{gdzie } m = 0,1,2,\dots \quad , \quad (12.6)$$

lub

$$d \cdot \sin \theta = \left(m + \frac{1}{2} \right) \cdot \lambda, \text{ gdzie } m = 0, 1, 2, \dots \quad (12.7)$$

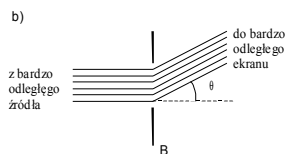
Dyfrakcja światła

Zjawisko dyfrakcji (ugięcia) światła odkrył Grimaldi (XVII w). Polega ono na uginaniu się promieni świetlnych przechodzących w pobliżu przeszkody (np. brzeg szczeliny). Wyjaśnienie dyfrakcji w oparciu o zasadę Huyghensa - Fresnela jest następująca.



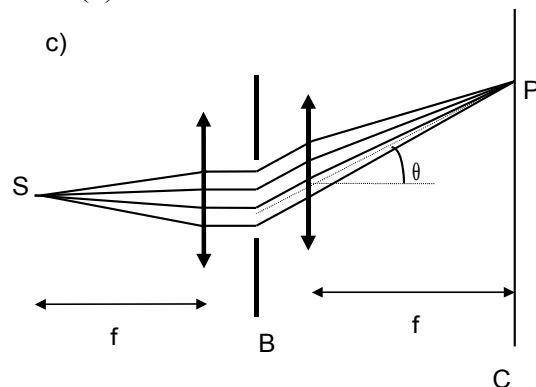
Fala ze źródła S pada na szczelinę B i przechodząc przez otwór pada na ekran C . Natężenie w punkcie P można obliczyć dodając do siebie wszystkie wektory falowe \vec{E} pochodzące od wszystkich punktów szczeliny. Te zaburzenia falowe mają różne amplitudy i fazy ponieważ: a) elementarne os-

cylatory Huyghensa (punkty w szczeliny) są w różnych odległościach od punktu P ; b) światło opuszcza te punkty pod różnymi kątami. Sytuacja gdy fale opuszczające otwór nie są falami płaskimi pojawia się gdy źródło fal S i ekran C , na którym powstaje obraz znajdują się w skończonej odległości od ekranu ze szczeliną B . Taki przypadek nosi nazwę *dyfrakcji Fresnela*. Obliczenia natężeń światła są w tej sytuacji są trudniejsze.



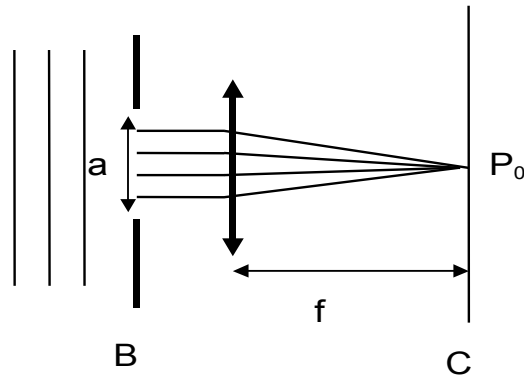
Całość upraszcza się, gdy źródło S i ekran C odsuniemy na bardzo duże odległości od otworu uginającego. Ten graniczny przypadek nazywamy *dyfrakcją Fraunhofera*. Czoła fal padających jak i ugiętych są płaszczyznami (promienie są równoległe) tak jak to widać na rysunku (b).

Warunki do wystąpienia dyfrakcji Fraunhofera można zrealizować w laboratorium za pomocą dwu soczewek (rysunek c). Pierwsza soczewka zmienia falę rozbieżną w równoległą, a druga skupia w punkcie P fale płaskie opuszczające otwór.



Wszystkie promienie oświetlające punkt P opuszczają otwór równoległe do linii przerywanej (przechodzącej przez środek soczewki). Warunki dyfrakcji Fraunhofera były z założenia spełnione w doświadczeniu Younga.

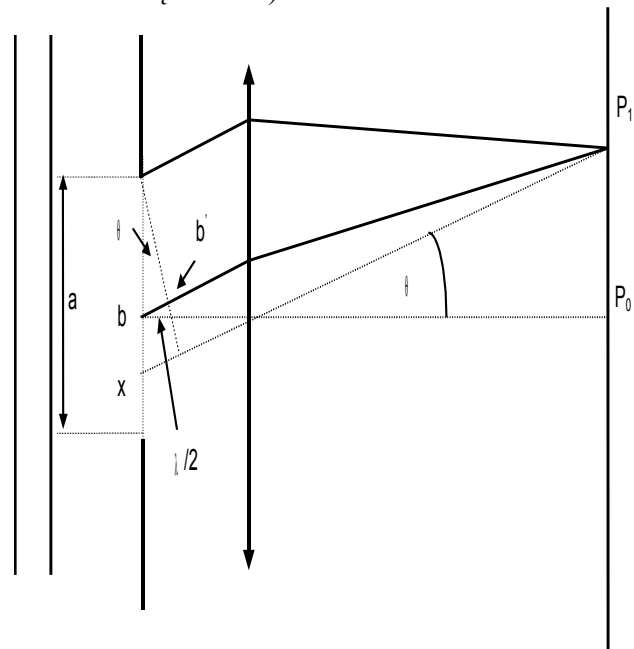
Dyfrakcja Fraunhofera na pojedynczej szczelinie



Rozważmy falę płaską padającą prostopadle na szczelinę o szerokości a . Rozpatrzmy punkt środkowy P_0 ekranu. Równoległe promienie przebywają do tego punktu te same drogi optyczne (różne geometryczne) tzn. promienie zawierają tę samą ilość długości fal (rozważane soczewki są cienkie).

Ponieważ w szczelinie promienie są zgodne w fazie to po przebyciu takich samych dróg optycznych nadal pozostają zgodne w fazie. Dlatego w środkowym punkcie P_0 będzie maksimum.

Rozpatrzmy teraz inny punkt P_1 na ekranie (rysunek obok). Promienie docierające do P_1 wychodzą ze szczeliny pod kątem θ . Jeden promień ma początek u góry szczeliny, a drugi w jej środku.



(Promień xP_1 przechodzi przez środek soczewki więc nie jest odchylany).

Jeżeli wybierzemy punkt P_1 tak, żeby różnica dróg bb' wynosiła $\lambda / 2$, to promienie zgodne w fazie w szczelinie będą miały w punkcie P_1 fazy przeciwne i wygaszą się. Podobnie każdy inny promień wychodzący z górnej połowy szczeliny będzie się wygaszał z odpowiednim promieniem z dolnej połówki leżącym w odległości $a/2$ poniżej. Punkt P_1 będzie miał natężenie zerowe (pierwsze minimum dyfrakcyjne). Warunek opisujący to minimum ma następującą postać

$$\frac{1}{2} a \sin \theta = \frac{1}{2} \lambda ,$$

czyli

$$a \sin \theta = \lambda .$$

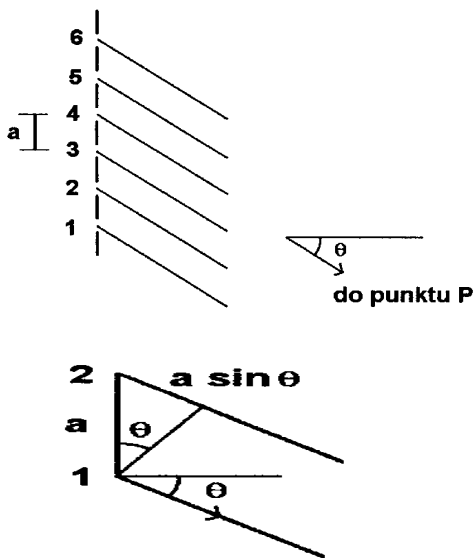
Gdyby szerokość szczeliny była równa λ wtedy pierwsze minimum pojawiłoby się dla $\theta = 90^\circ$ czyli środkowe maksimum wypełniłoby cały ekran. W miarę rozszerzania szczeliny środkowe maksimum staje się węższe. Podobne rozważania możemy powtórzyć dla wielu punktów szczeliny i otrzymamy ogólne wyrażenie dla *minimów* obrazu dyfrakcyjnego w postaci

$$a \sin \theta = m \lambda , \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (12.8)$$

Mniej więcej w połowie między każdą parą sąsiednich minimów występują oczywiście maksima natężenia.

Siatki dyfrakcyjne

Dyfrakcyjna siatka składa się z dużej liczby N wzajemnie równoległych szczelin o jednakowej szerokości, rozdzielonych również jednakowo szerokimi nieprzezroczystymi paskami przesłony. *Okresem* siatki dyfrakcyjnej nazywamy wielkość a , która jest równa sumie szerokości szczeliny i szerokości nieprzezroczystego paska przesłony.



Na rysunku obok jest pokazany układ, składający się z 6 otworów (szczelin) oświetlonych wiązką światła padającego prostopadle do ekranu (wiązki padającej nie pokazano). Ponieważ fala padająca dociera do wszystkich otworów w tej samej chwili czasu, różnica dróg dla fal rozchodzących się z sąsiednich otworów w stronę punktu P leżącego daleko na ekranie obserwacyjnym, pokazana na rysunku niżej dla otworów 1 i 2, będzie równa $(a \cdot \sin \theta)$.

A zatem, maksimum głównym dyfrakcyjnym będą odpowiadać kąty θ spełniające warunek

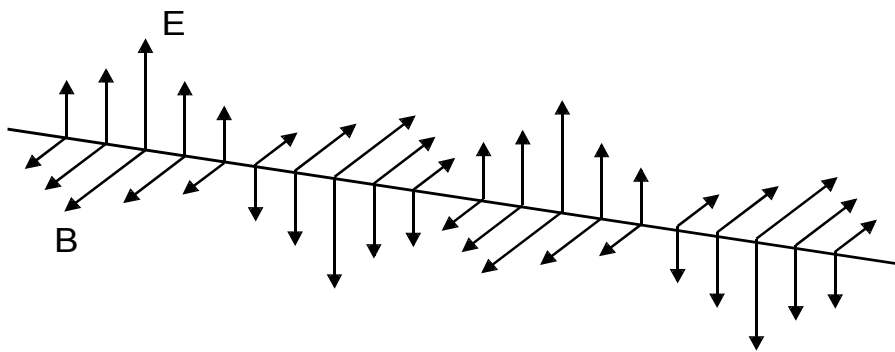
$$a \sin \theta = n \lambda , \quad (12.9)$$

gdzie $n = 0, 1, 2, \dots$ jest *rzędem maksimum głównego*. Wzór (12.9) nosi nazwę *wzoru siatki dyfrakcyjnej*. Można wykazać, że natężenie światła w każdym punkcie obrazu dyfrakcyjnego będzie wprost proporcjonalne do N^2 .

Siatki dyfrakcyjne umożliwiają jeden z najdokładniejszych pomiarów (długości fali światła) rutynowo wykonywanych w wielu różnych działach przyrodoznawstwa. Im większa jest liczba N szczelin w siatce dyfrakcyjnej, tym wyraźniejsze i węższe są prążki jasne, wskutek czego wzrasta dokładność pomiaru odległości między nimi.

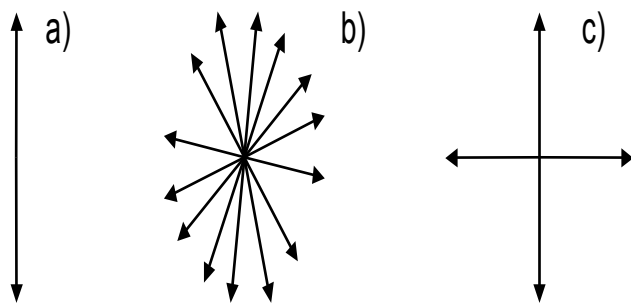
Polaryzacja światła

Światło podobnie jak każda fala elektromagnetyczna jest falą poprzeczną. Kierunki drgań wektorów \vec{E} i \vec{B} są prostopadłe do kierunku rozchodzenia się fali. Jeżeli zmiany wektora \vec{E} , a również wektora \vec{B} , zachodzą w jednej płaszczyźnie, to mówimy że fala elektromagnetyczna jest *plasko spolaryzowana* (spolaryzowana liniowo). Drgający wektor \vec{E} tworzy z kierunkiem ruchu fali płaszczyznę zwaną *płaszczyzną drgań*.



Przykładem fal spolaryzowanych liniowo są fale elektromagnetyczne radiowe (oraz mikrofałe) emitowane przez *antenę dipolową*. W antenie takiej fale wytwarzane są przez ładunek elektryczny drgający w górę i w dół anteny. Taka fala w dużej odległości od dipola, na osi prostopadłej, ma wektor pola elektrycznego równoległy do osi dipola (anteny) jest więc spolaryzowana liniowo.

Źródła światła widzialnego różnią się od źródeł fal radiowych i mikrofal tym, że atomy (cząsteczki) emitujące światło działają niezależnie. W konsekwencji światło rozchodzące się w danym kierunku składa się z *niezależnych ciągów fal*, których płaszczyzny drgań zorientowane są przypadkowo wokół kierunku ruchu fali (rysunek poniżej). Takie światło chociaż jest falą poprzeczną jest *niespolaryzowane*.

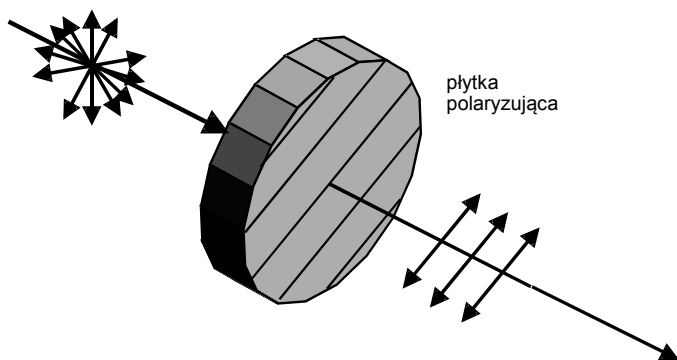


Rysunek pokazuje różnicę między falą poprzeczną spolaryzowaną liniowo (a) i falą poprzeczną niespolaryzowaną (b). Rysunek (c) przedstawia inny równoważny opis niespolaryzowanej fali poprzecznej;

tutaj traktujemy ją jako złożenie dwóch spolaryzowanych liniowo fal o przypadkowo zmiennej różnicy faz.

Płytki polaryzujące. Prawo Malusa

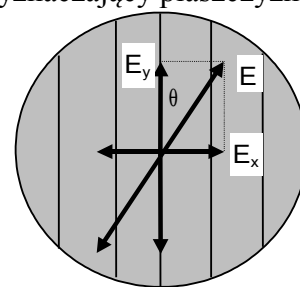
Na rysunku (poniżej) światło niespolaryzowane pada na płytkę z materiału polaryzującego, zwanego *polaroidem*. W płytce istnieje pewien charakterystyczny kierunek polaryzacji, zaznaczony na płytce liniami równoległymi. Fizyczny mechanizm powstawania takiego kierunku polaryzacji rozważmy później. Na razie wystarczy wiedzieć, że płytka przepuszcza



tylko te fale, dla których kierunki drgań wektora elektrycznego są *równoległe do kierunku polaryzacji*, a *pochłania* te fale, w których są one *prostopadłe*.

Rozpatrzmy ciąg fal padający na polaryzator tak, że wektor \vec{E} wyznaczający płaszczyznę

polaryzacji fali tworzy kąt θ z kierunkiem polaryzacji płytki (patrz rysunek niżej). Składowa równoległa do kierunku polaryzacji płytki $E_y = E \cdot \cos\theta$ jest przepuszczana podczas gdy składowa prostopadła $E_x = E \cdot \sin\theta$ jest pochłaniana. Postawmy teraz na drodze spolaryzowanego światła *drugą płytkę polaryzującą* (tak zastosowaną płytkę nazywamy *analizatorem*).

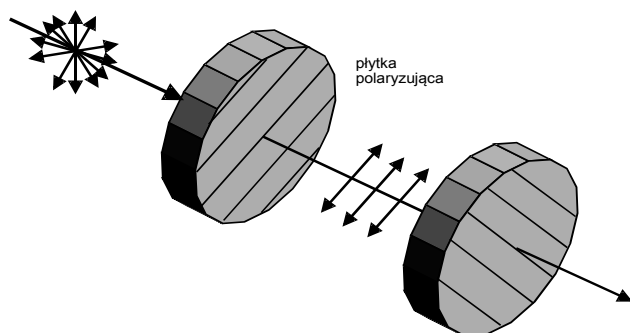


Jeżeli płytkę drugą (analyzer) będziemy obracać wokół kierunku padania światła to natężenie światła przechodzącego przez obie płytki będzie się zmieniać osiągając maksimum gdy kierunki polaryzacji obu płytek pokrywają się. Minimum będziemy obserwowały przy prostopadłych kierunkach polaryzacji obu płytek.

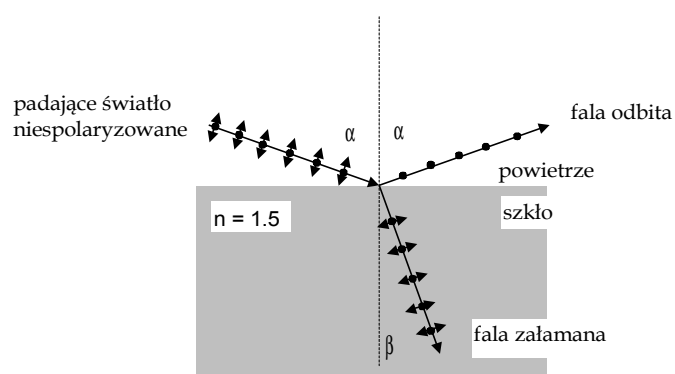
Jeżeli amplituda pola elektrycznego fali padającej na analizator jest równa E_m to amplituda fali wychodzącej z analizatora wynosi $E_m \cos \theta$, gdzie θ jest kątem pomiędzy kierunkami polaryzacji obu płytek. Ponieważ natężenie światła jest proporcjonalne do kwadratu amplitudy więc otrzymujemy:

$$I = I_m \cdot \cos^2 \theta . \quad (12.10)$$

Zauważmy, że I ma maksimum dla $\theta = 0^\circ$ lub $\theta = 180^\circ$, a minimum dla $\theta = 90^\circ$ lub $\theta = 270^\circ$. Powyższe równanie zwane jest *prawem Malusa*.



Polaryzacja przez odbicie



- składowa σ
- ↔ składowa π

rysunku) i składową E_π leżącą w płaszczyźnie padania. Dla światła całkowicie niespolaryzowanego obie składowe mają jednakowe amplitudy. Stwierdzono doświadczalnie, że dla szkła (i innych materiałów dielektrycznych) istnieje pewien kąt padania, nazywany *kątem całkowitej polaryzacji* α_p , dla którego współczynnik odbicia składowej E_π jest równy zero. Wtedy wiązka odbita jest spolaryzowana liniowo prostopadle do płaszczyzny padania. Wiązka przechodząca jest tylko częściowo spolaryzowana (składowa E_π jest całkowicie załamana, a składowa E_σ tylko częściowo). Zwróćmy uwagę, że wiązka załamana ma większe natężenie od wiązki odbitej. Doświadczalnie stwierdzono, że gdy kąt padania jest równy kątowi całkowitej polaryzacji to wówczas wiązka odbita i załamana tworzą kąt prosty

co oznacza że $\alpha + \beta = 90^\circ$. Natomiast z prawa załamania mamy $n_1 \sin \alpha = n_2 \sin \beta$. Z obu tych równań otrzymujemy

$$n_1 \sin \alpha = n_2 \sin(90^\circ - \alpha) = n_2 \cos \alpha,$$

albo

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{n_2}{n_1} = n \quad (12.11)$$

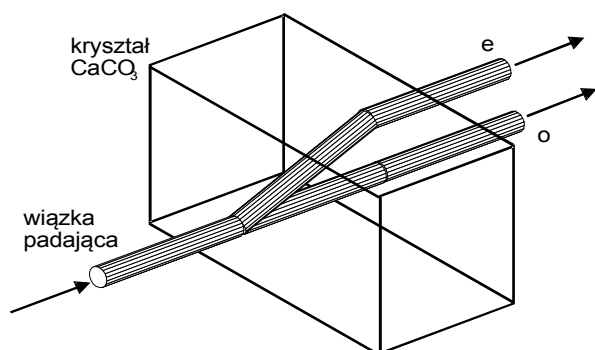
przy czym promień pada z ośrodka 1 i załamuje się w ośrodku 2.

Równanie jest nazywane *prawem Brewstera*. Prawo to zostało znalezione doświadczalnie ale oczywiście można je wyprowadzić ściśle przy pomocy równań Maxwella.

Zjawisko podwójnego załamania światła

Dotychczas milcząco zakładaliśmy, że prędkość światła, a więc i współczynnik załamania, *nie zależą od kierunku rozchodzenia się światła w ośrodku ani od jego polaryzacji*. Ciała spełniające te warunki nazywamy *ciałami optycznie izotropowymi*. Istnieje jednak szereg ciał *anizotropowych* albo nie izotropowych. Dotyczy to nie tylko własności optycznych ale wielu innych. Np. pewne kryształy łamią się łatwo tylko w jednej płaszczyźnie, opór elektryczny mierzony w różnych kierunkach jest różny. Kryształy łatwiej magnesują się w jednym kierunku niż innych itd.

Na rysunku poniżej pokazana jest niespolaryzowana wiązka światła padająca na kryształ kalcytu prostopadle do jednej z jego ścian. Z eksperymentu wynika, że pojedyncza wiązka rozszczepia się na powierzchni kryształu na dwie wiązki. Mamy do czynienia ze zjawiskiem, które nazywa się zjawiskiem *podwójnego załamania światła*.



Analizując obie wychodzące wiązki za pomocą płytki polaryzującej, znajdujemy, że obie wychodzące z kryształu wiązki są spolaryzowane liniowo, przy czym ich płaszczyzny drgań są wzajemnie *prostopadłe*. Wiązki te są oznaczone na rysunku przez *o* i *e*. Jeżeli zmienimy kąt padania to okaże się, że jedna z wiązek,

tzw. *promień zwyczajny* (*o*) spełnia prawo załamania (tak jak dla ośrodka izotropowego), a druga wiązka tzw. *promień nadzwyczajny* (*e*) nie spełnia tego prawa. Na rysunku kąt padania

jest równy zero więc i kąt załamania też powinien być zerowy i tak jest dla promienia (o) ale nie dla promienia (e).

Różnicę między zachowaniem promieni zwyczajnego i nadzwyczajnego jest związane z tym, że promień zwyczajny (o) przechodzi przez kryształ z jednakową prędkością we wszystkich kierunkach tzn. ma jeden współczynnik załamania n_o tak jak izotropowe ciało stałe.