

ODBICIE ŚWIATŁA OD POWIERZCHNI DIELEKTRYKA

1. PODSTAWY FIZYCZNE

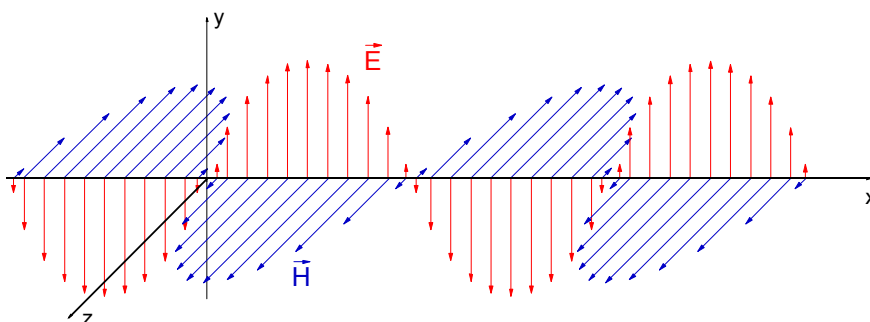
1.1. Fale elektromagnetyczne

Falą nazywane jest przemieszczające się w przestrzeni zaburzenie (odstępstwo od wartości średniej) wielkości fizycznej. Dla fal na powierzchni wody rozprzestrzeniającym się zaburzeniem jest zmiana wysokości poziomu wody względem poziomu równowagi. Światło jest również falą, przy czym wielkościami, które ulegają zmianie są natężenia pól elektrycznego i magnetycznego. Najprostszym do opisu rodzajem takiej fali elektromagnetycznej jest zaburzenie okresowe o częstości ω nazywane falą monochromatyczną (nazwa ta wywodzi się z faktu, że każdej częstości światła widzialnego odpowiada jedna barwa). Natężenie pola elektrycznego (i magnetycznego) dla fali monochromatycznej w dowolnym punkcie przestrzeni zmienia się w czasie proporcjonalnie do funkcji $\cos(\omega t)$ i oscylacje te przesuwają się w przestrzeni ze stałą prędkością v . Wartość zaburzenia przesunie zatem się na odległość x dopiero po upływie czasu $\Delta t = x/v$, czyli w chwili t oscylacje w punkcie x są opóźnione względem oscylacji w punkcie $x=0$ i wynoszą $\cos[\omega(t-\Delta t)] = \cos(\omega t - x\omega/v)$. Dlatego wektor natężenia pola elektrycznego \vec{E}_0 monochromatycznej fali elektromagnetycznej rozchodzącej się w kierunku osi OX opisywany jest wzorem:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \cos(\omega t - kx) \quad (1)$$

gdzie \vec{E}_0 jest amplitudą natężenia pola elektrycznego, $(\omega t - kx)$ jest fazą fali a $k = \omega/v$ nazywane jest liczbą falową. Wartość natężenia pola magnetycznego zmienia się w analogiczny sposób. Odległość wzdłuż, której faza fali ze wz. (1) zmienia się o 2π nazywa się długością fali λ , czyli $k\lambda = 2\pi$ i stąd liczbę falową można zapisać w postaci $k = 2\pi/\lambda$.

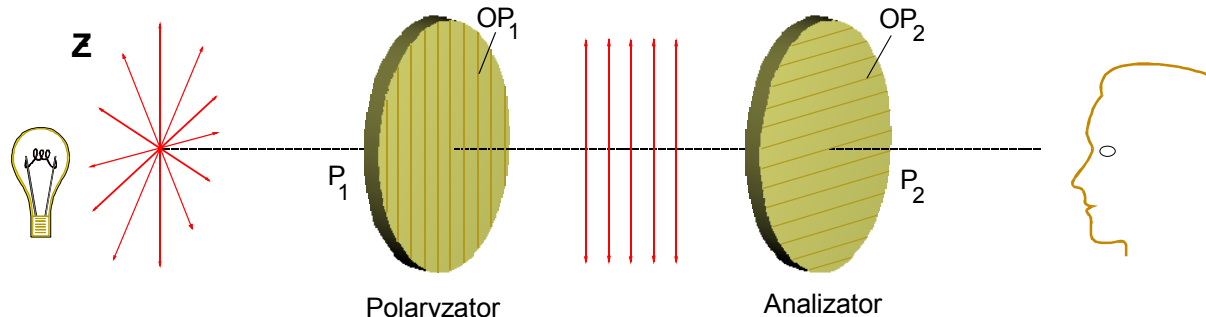
Dla światła widzialnego częstość ω jest rzędu 10^{15} rad/s (długość fali λ w próżni dla światła widzialnego w przybliżeniu zawiera się w przedziale od $0,35\mu\text{ m}$ do $0,7\mu\text{ m}$) a nie istnieją detektory, które mogą mierzyć tak szybkie zmiany natężenia pola elektrycznego. Dlatego wielkością mierzalną jest natężenie światła I określające wartość średnią energii fali elektromagnetycznej padającej na detektor. Natężenie światła jest liczbowo proporcjonalne do kwadratu amplitudy natężenia pola elektrycznego: $I \sim |\vec{E}_0|^2$.



Rys.1 Wektory natężenia pola elektrycznego E i magnetycznego H fali elektromagnetycznej rozchodzącej się w kierunku ox

Pola elektryczne i magnetyczne opisane są za pomocą wektorów. Należy więc oprócz ich wartości określić również kierunek: dla fal elektromagnetycznych wektory natężenia pola elektrycznego i magnetycznego są względem siebie prostopadłe i prostopadłe do kierunku rozprzestrzeniania się fali elektromagnetycznej (jest to fala poprzeczna). Jeśli zatem fala świetlna rozchodzi się w kierunku osi OX (jak we wz. (1)) to wektory natężenia pola elektrycznego i magnetycznego leżą

w płaszczyźnie YOZ (jak na rys.1). Wynika z tego jednak, że określenie kierunku rozchodzenia się fali elektromagnetycznej nie wyznacza dokładnie kierunków wektorów natężenia pola elektrycznego i magnetycznego (na płaszczyźnie jest nieskończenie wiele kierunków prostopadłych do osi OX). Określenie kierunku tych wektorów wiąże się z pojęciem polaryzacji światła.



Rys.2 Przechodzenie światła przez układ dwóch polaryzatorów P_1 i P_2 o osiach OP_1 i OP_2 wzajemnie prostopadłych. Światło niespolaryzowane ze źródła Z po przejściu przez polaryzator P_1 ulega polaryzacji. Jeśli polaryzator P_2 jest obrócony o kąt 90° względem polaryzatora P_1 to światło nie przechodzi przez układ

1.2. Polaryzacja światła

W ogólności kierunek wektorów natężenia pola elektrycznego i magnetycznego fali elektromagnetycznej może się zmieniać w czasie. Jeżeli kierunek drgań tych wektorów w danym punkcie zmienia się w sposób przypadkowy, to światło nie jest spolaryzowane. Dla światła spolaryzowanego kierunek wektorów natężenia pola jest stały lub zmienia się w sposób ściśle określony. Fala elektromagnetyczna jest **spolaryzowana liniowo**, gdy kierunek natężenia pola elektrycznego i prostopadłego do niego pola magnetycznego jest stały (nie zmienia się w czasie) wszędzie jednakowo dla wszystkich punktów na drodze rozchodzenia się fali. Fala przedstawiona na rys.1 jest zatem falą spolaryzowaną liniowo.

Polaryzacja liniowa nie jest jedynym możliwym rodzajem polaryzacji: wektory pola elektromagnetycznego mogą się obracać wokół kierunku rozchodzenia się fali. Mówi się wtedy o **polaryzacji kołowej** lub ogólniej **eliptycznej** (kiedy podczas obrotu wektory zmieniają także swoją długość, co powoduje że ich końce zakreślają na płaszczyźnie elipsę). Każdy stan polaryzacji światła można uzyskać jako złożenie dwóch fal spolaryzowanych liniowo w kierunkach wzajemnie prostopadłych o odpowiednio dobranej różnicy faz.

Do wytwarzania i badania światła spolaryzowanego wykorzystuje się **polaryzatory**. Są to elementy przepuszczające tylko światło o określonym kierunku polaryzacji. Jeżeli zatem polaryzator oświetlimy światłem niespolaryzowanym, to po przejściu przez niego światło jest spolaryzowane w kierunku przepuszczanym przez polaryzator (kierunek ten nazywać będziemy osią polaryzatora). Polaryzator taki służy zatem do polaryzacji światła (polaryzator P_1 na rys.2). Jeżeli natomiast oświetlimy polaryzator światłem spolaryzowanym liniowo, to przejdzie ono w całości, gdy oś polaryzatora pokrywa się z kierunkiem polaryzacji, lub nie zostanie przepuszczone jeśli oś polaryzatora jest prostopadła do kierunku polaryzacji (patrz rys.2). Jeśli natomiast w ogólności kierunek polaryzacji tworzy z osią polaryzatora kąt θ , to jest przepuszczana część fali elektromagnetycznej określona przez rzut wektora natężenia pola fali elektromagnetycznej na kierunek osi polaryzatora. Rzut wektora natężenia pola elektrycznego E na kierunek tworzący z nim kąt θ wynosi $E \cos \theta$. Ponieważ natężenie światła jest proporcjonalne do kwadratu amplitudy, wobec tego natężenie światła przechodzącego przez polaryzator wyniesie:

$$I = I_0 \cos^2 \theta \quad (2)$$

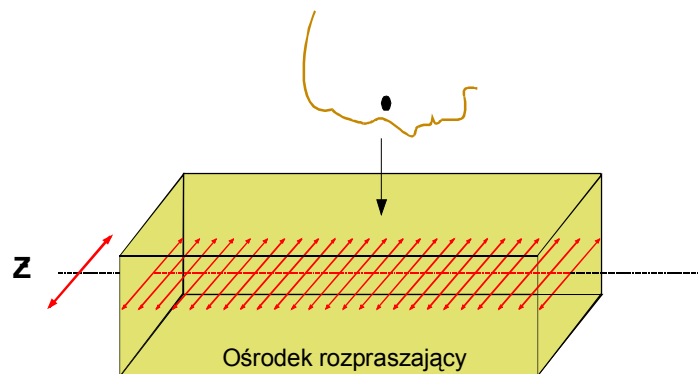
gdzie I_0 jest natężeniem światła spolaryzowanego liniowo padającego na polaryzator. Jest to tzw. **prawo Malusa**. Polaryzator może być użyty do określenia czy światło jest spolaryzowane liniowo oraz jaki jest kierunek polaryzacji liniowej. Należy w tym celu obracać polaryzatorem zmieniając kierunek osi polaryzatora (polaryzator jest nazywany wówczas **analizatorem**) i obserwować natężenie światła przechodzącego: prawo Malusa jest spełnione tylko dla światła spolaryzowanego liniowo zaś dla światła niespolaryzowanego lub spolaryzowanego kołowo natężenie światła

powinno być niezależne od kąta θ . Dla światła spolaryzowanego eliptycznie oraz spolaryzowanego częściowo wartość natężenia światła będzie zależeć od kąta θ lecz nie osiągnie wartości zerowej.

1.3. Rozchodzenie się światła w dielektrykach

Dielektryki są ośrodkami, w których nie ma swobodnie poruszających się ładunków. Zewnętrzne pole elektryczne rozsuwa ładunki dodatnie i ujemne tworząc w ten sposób dipole elektryczne. Pole elektryczne fali elektromagnetycznej indukuje zatem dipole drgające z częstością taką samą jak częstość drgań pola fali. Z drugiej strony każdy drgający dipol elektryczny jest źródłem promieniowania elektromagnetycznego - wytwarza on falę wtórną nakładającą się na falę padającą. Mechanizm ten powoduje, że wypadkowa fala elektromagnetyczna porusza się z prędkością mniejszą niż w próżni, a kierunek jej rozchodzenia jest inny niż kierunek fali pierwotnej. Jest to szczególnie widoczne, gdy światło przechodzi z jednego ośrodka do drugiego: różne własności tych ośrodków powodują, że kierunek rozchodzenia się wypadkowej fali w drugim ośrodku jest inny niż w pierwszym (fala ulega **załamaniu** przy przejściu do drugiego ośrodka) i pojawia się dodatkowo **fala odbita**.

Stosunek prędkości fali w próżni c do prędkości monochromatycznej fali wypadkowej w danym ośrodku v definiuje się jako **współczynnik załamania światła** $n=c/v$. Z definicji współczynnik załamania próżni (oraz w przybliżeniu powietrza) jest równy jedności, zaś we wszystkich ośrodkach materialnych jest większy od jedności. Współczynnik załamania określa własności optyczne związane z oddziaływaniem fali elektromagnetycznej z materią.



Rys.3 Zjawisko rozpraszania światła spolaryzowanego podczas przechodzenia przez niejednorodny ośrodek. Jeśli światło ze źródła Z jest spolaryzowane liniowo tak, że wektor natężenia pola elektrycznego ma kierunek zaznaczony na rysunku strzałkami, to najsilniejsze rozproszenie jest widoczne od strony obserwatora zaznaczonego na rysunku

Jeżeli ośrodek, w którym rozchodzi się światło jest niejednorodny to wówczas niektóre z indukowanych drgających dipoli wysyłają promieniowanie wtórne w przypadkowych kierunkach i światło ulega wtedy rozpraszaniu. Przypadkowość kierunku fali rozproszonej ma jednak ograniczenie: drgający dipol elektryczny nie emituje fali elektromagnetycznej w kierunku wzdłuż którego sam drga. Wynika to z faktu, że fala elektromagnetyczna jest falą poprzeczną i stąd nie może się rozchodzić w kierunku drgań natężenia pola elektrycznego (kierunku drgań dipola elektrycznego). Dlatego jeśli w ośrodku niejednorodnym rozchodzi się fala spolaryzowana liniowo, to nie jest ona rozpraszana w kierunku będącym kierunkiem pola elektrycznego tej fali (patrz [rys.3](#)). Dzięki tej własności można jakościowo określić kierunek polaryzacji liniowo spolaryzowanego, obserwując natężenie światła rozpraszanego przez ośrodek rozpraszający. Powyższa własność światła rozpraszanego powoduje również, że rozproszone promieniowanie słoneczne w atmosferze docierające do ziemi jest częściowo spolaryzowane: w świetle rozproszonym nie ma fali o polaryzacji, dla której wektor natężenia pola elektrycznego miałby kierunek zgodny z kierunkiem padania światła słonecznego.

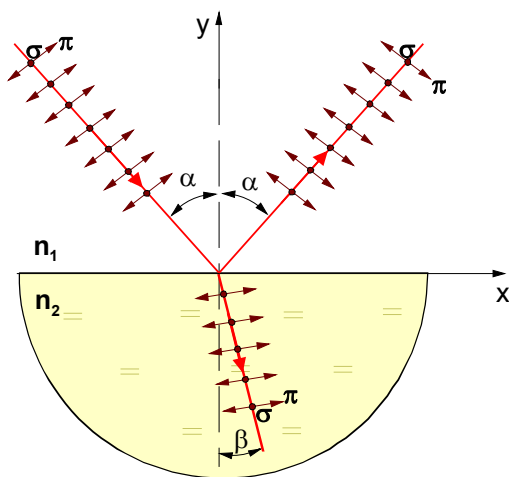
1.4. Odbicie i załamanie światła

Światło przechodzące z jednego ośrodka do drugiego o innym współczynniku załamania ulega odbiciu i załamaniu. Kąt odbicia fali jest równy kątowi padania. Zależność pomiędzy kątem padania i załamania opisuje prawo Snelliusa (prawo załamania światła):

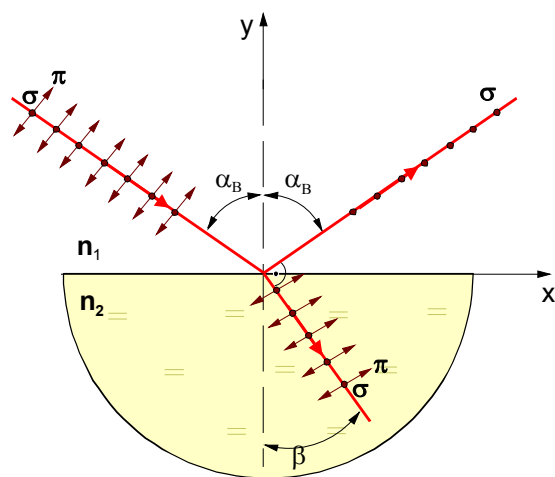
$$n_1 \sin \alpha = n_2 \sin \beta \quad (3)$$

gdzie α jest kątem padania w ośrodku o współczynniku załamania n_1 a β jest kątem załamania w ośrodku o współczynniku n_2 (rys.4). Jeżeli światło pada z próżni (czyli $n_1=1$) to wówczas wz.(3) przepisać można w postaci $n_2 = \sin \alpha / \sin \beta$, która może być podstawą do wyznaczenia współczynnika załamania.

Sformułowane w ten sposób prawa odbicia i załamania określają jedynie kierunki rozchodzenia się fali odbitej i załamanej w stosunku do kierunku rozchodzenia się fali padającej i płaszczyzny rozgraniczającej ośrodki. Nie określają jaka część natężenia światła padającego ulega odbiciu a jaka część przechodzi do drugiego ośrodka. Określa to współczynnik odbicia R będący stosunkiem natężenia światła odbitego do natężenia I_0 światła padającego na granicę ośrodków. Natężenie światła odbitego wynosi zatem RI_0 a ponieważ suma natężeń fali odbitej i załamanej musi być równa natężeniu fali padającej, to natężenie fali przechodzącej do drugiego ośrodka wynosi $(1-R)I_0$. Wartość współczynnika odbicia R zależy od kąta padania i wartości współczynnika załamania w obu ośrodkach a także zależy od polaryzacji fali padającej. Geometria układu wyróżnia tu dwa graniczne przypadki polaryzacji liniowej (rys.4): polaryzację oznaczoną symbolem π , dla której wektor natężenia pola elektrycznego drga w płaszczyźnie padania (płaszczyzna wyznaczona przez kierunek padania i kierunek prostopadły do granicy ośrodków) oraz polaryzację oznaczoną indeksem σ dla której wektor E jest prostopadły do płaszczyzny padania. Dla polaryzacji σ wektor natężenia pola elektrycznego E padającej fali elektromagnetycznej jest styczny do powierzchni rozgraniczającej oba ośrodki, zaś dla polaryzacji π jest on skierowany pod kątem α do tej płaszczyzny.



Rys. 4a Odbicie i załamanie światła na granicy dwóch dielektryków. Strzałkami (dla polaryzacji π) i kropkami (dla polaryzacji σ) zaznaczone są kierunki drgań wektora natężenia pola elektrycznego fali świetlnej.



Rys. 4b przedstawia przypadek padania światła pod kątem Brewstera α_B (kąt pomiędzy promieniem odbitym i załamanym wynosi 90°). Fala odbita ma wówczas tylko polaryzację σ

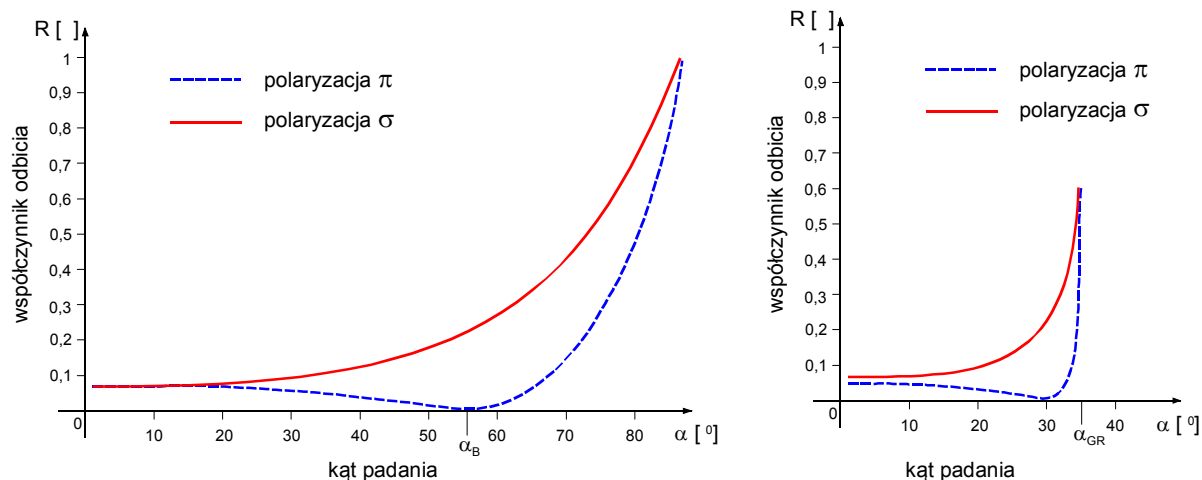
Współczynniki odbicia dla obu typów polaryzacji określone są przez tzw. wzory Fresnela (czyt.: *frenela*) które wynoszą odpowiednio:

$$R_\pi = \frac{\operatorname{tg}^2(\alpha - \beta)}{\operatorname{tg}^2(\alpha + \beta)} \quad (4a)$$

$$R_{\sigma} = \frac{\sin^2(\alpha - \beta)}{\sin^2(\alpha + \beta)} \quad (4b)$$

gdzie α i β są kątami padania i załamania powiązanych ze sobą przez prawo Snelliusa (wz.(3)). Wzory Fresnela (4) otrzymuje się z równań Maxwella stanowiących podstawowe równania opisujące własności pola elektromagnetycznego. Wykresy przedstawiające zależności współczynników załamania R_{σ} i R_{π} od kąta padania pokazane są na rys.5a i 5b.

Rys.5a wykonany został dla przypadku, gdy światło pada z powietrza ($n_1=1$) na materiał o współczynniku załamania $n_2=1,7$ (np. niektóre rodzaje szkła). Rys.5b przedstawia wartości współczynników odbicia przy przechodzeniu światła ze szkła do powietrza. W następnym podrozdziale przeanalizowane zostaną szczegółowo własności światła odbitego związane z tymi zależnościami.



Rys.5 Zależność wartości współczynnika odbicia światła dla wyróżnionych kierunków polaryzacji π i σ
(a) - odbicie światła przy przejściu z ośrodka o współczynniku załamania $n_1=1$ (powietrze) do ośrodka o współczynniku załamania $n_2=1,7$ (np. szkło);
(b) - odbicie światła przy przejściu ze szkła do powietrza

1.5. Własności światła odbitego od powierzchni dielektryków

Dla światła padającego na granicę rozdzielającą ośrodki pod kątem $\alpha = 0$ (prostopadle do powierzchni) współczynniki odbicia dla polaryzacji π i σ są równe sobie $R_{\pi}=R_{\sigma}$ a ich wartość wynosi:

$$R = \left[\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right]^2$$

Jak wynika z powyższego wzoru, wartość współczynnika odbicia szkła padającego prostopadle do powierzchni jest nie zależna od tego z której strony pada światło na granicę ośrodków, tzn. jest taki sam dla światła przechodzącego z powietrza do szkła (rys.5a) jak i od strony szkła do strony powietrza (rys.5b).

Dla kątów padania większych od zera współczynnik odbicia stają się różne dla różnych polaryzacji. Dodatkowo okazuje się, że fale o obu polaryzacjach π i σ po odbiciu mają nie tylko różne natężenia, ale i mogą być przesunięte w fazie o 180° (dokładnie ma to miejsce dla kątów padania większych od α_B). Nałożenie się fal o dwóch prostopadłych polaryzacjach liniowych przesuniętych w fazie daje wypadkową polaryzację eliptyczną. Dlatego, jeśli odbiciu ulega światło o polaryzacji różnej od wyróżnionych polaryzacji σ lub π to światło odbite jest w ogólności spolaryzowane eliptycznie.

Wraz ze wzrostem kąta padania wartości współczynników odbicia dla obu polaryzacji zmieniają się w różny sposób. Dla polaryzacji σ współczynnik odbicia rośnie aż do $R_\sigma=1$ dla $\alpha=90^\circ$ co oznacza, że światło porusza się równoległe do granicy ośrodków i nie występuje fala załamana. Natomiast dla polaryzacji π współczynnik odbicia najpierw maleje, dla kąta padania α_B osiąga wartość zerową (natężenie światła odbitego jest równe zero) a dopiero potem wzrasta (porównaj rys.5a).

Kąt padania α_B dla którego nie ma fali odbitej o polaryzacji π (polaryzacji, dla której wektor natężenia pola elektrycznego leży w płaszczyźnie padania) nazywa się kątem Brewstera. Zerowanie się współczynnika odbicia R_π następuje dla przypadku, gdy suma kąta padania i załamania $\alpha + \beta = 90^\circ$ (mianownik we wz. (4a) dąży do nieskończonej wartości co dla skończonego licznika daje $R_\pi = 0$). Warunek $\alpha + \beta = 90^\circ$ oznacza, że fala załamana i odbita są względem siebie prostopadłe (rys. 4b). Dla polaryzacji π wektor natężenia pola elektrycznego fali załamanej ma wówczas kierunek zgodny z kierunkiem, w którym powinna pojawić się fala odbita. Jak jednak wiadomo indukowane przez pole elektryczne dipole nie mogą wysyłać fali wtórnej w kierunku drgań własnych. Dlatego w kierunku, w którym powinna się pojawić fala odbita nie są wysyłane fale wtórne i stąd fala odbita nie występuje.

Odpowiadający kątowi Brewstera α_B kąt załamania wynosi $\beta = 90^\circ - \alpha_B$ czyli po wstawieniu do prawa załamania (wz. (3)) otrzymuje się:

$$n_1 \sin \alpha_B = n_2 \cos \alpha_B \quad (5)$$

a stąd:

$$\tan \alpha_B = n_2 / n_1 \quad (6)$$

Jeśli na granicę dwóch ośrodków pada pod kątem Brewstera światło niespolaryzowane, to odbiciu ulegnie tylko ta część fali elektromagnetycznej, której polaryzacja jest zgodna z polaryzacją σ (polaryzacją liniową, dla której wektor natężenia pola elektrycznego jest prostopadły do płaszczyzny padania). Fala odbita będzie zatem spolaryzowana liniowo (rys.4b). Wykorzystuje się to do budowy polaryzatorów światła. Brak odbić światła spolaryzowanego liniowo na granicach ośrodków jest cechą pożądaną w wielu układach optycznych. Dlatego m.in. w laserach stosuje się elementy nachylone do biegu wiązki światła pod kątem Brewstera.

1.6. Całkowite wewnętrzne odbicie

Odbicie światła na granicy dwóch różnych ośrodków występuje zawsze, oprócz przypadku opisanego w poprzednim podrozdziale zjawiska Brewstera. Przechodzenie światła do drugiego ośrodka i obserwowany przy tym efekt załamania może się natomiast odbywać tylko w pewnym zakresie kątów padania. Ograniczenie to ma miejsce, gdy światło pada od strony ośrodka o większym współczynniku załamania np. dla padania od strony szkła o współczynniku załamania n_1 na granicę z powietrzem, którego współczynnik załamania $n_2=1$. Wartość współczynnika odbicia światła osiąga wówczas wartość maksymalną $R=1$ dla kąta padania α_{GR} (rys.4b). Dla kątów większych od α_{GR} światło ulega całkowitemu odbiciu. Granicznym kątem padania jest kąt, dla którego fala załamana porusza się wzdłuż granicy rozdzielającej oba ośrodki, tzn. $\beta = 90^\circ$, co po wstawieniu do wzoru Snelliusa (3) prowadzi do wyniku:

$$\sin \alpha_{GR} = n_2 / n_1 \quad (7)$$

Dla kątów padania $\alpha > \alpha_{GR}$ wartość $n_1/n_2 \sin \alpha$ jest większa od jedności i stąd prawo załamania $n_1/n_2 \sin \alpha = \sin \beta$ przestaje obowiązywać. Kąt graniczny występuje zatem, gdy $n_1/n_2 > 1$, czyli gdy fala pada z ośrodka o większym współczynniku załamania na ośrodek o mniejszym współczynniku załamania.

Zjawisko całkowitego wewnętrznego odbicia wykorzystuje się w układach optycznych m.in. w elementach pełniących rolę zwierciadeł. Wykonuje się wtedy pryzmaty o powierzchniach spolerowanych pod odpowiednim kątem, aby światło wchodząc do pryzmatu ulegało całkowitemu wewnętrznemu odbiciu na tych powierzchniach. W szczególności dla pryzmatu powstałego ze

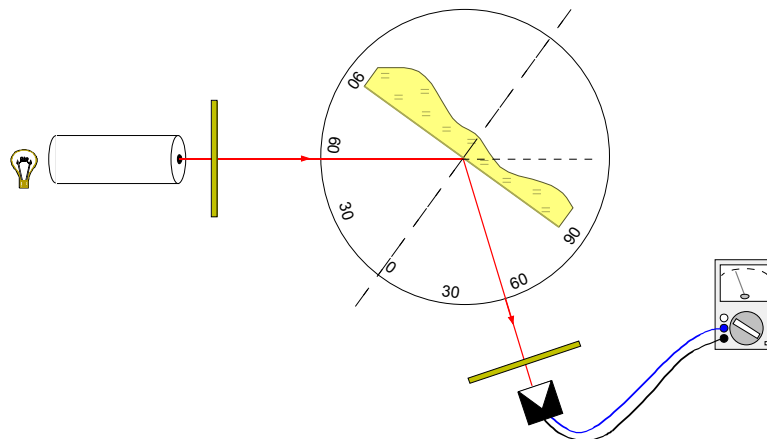
ściętego narożnika sześcianu światło po kilkukrotnym całkowitym odbiciu wewnętrznym wraca dokładnie w kierunku z którego padało (dla zwierciadeł płaskich ma to miejsce tylko gdy światło pada prostopadłe na zwierciadło). Zestawy takich pryzmatów zostały m.in. umieszczone na Księżycu jako zwierciadła odbijające impulsy laserowe wysyłane z Ziemi (dzięki temu wykonano pomiary odległości Księżyca od Ziemi z dokładnością do kilkunastu centymetrów). Zjawisko całkowitego wewnętrznego odbicia tłumaczy również zasadę działania światłowodów optycznych w których wielokrotnie odbicia umożliwiają transmisję światła z wyjątkowo małymi stratami na duże odległości.

2. OPIS ĆWICZENIA

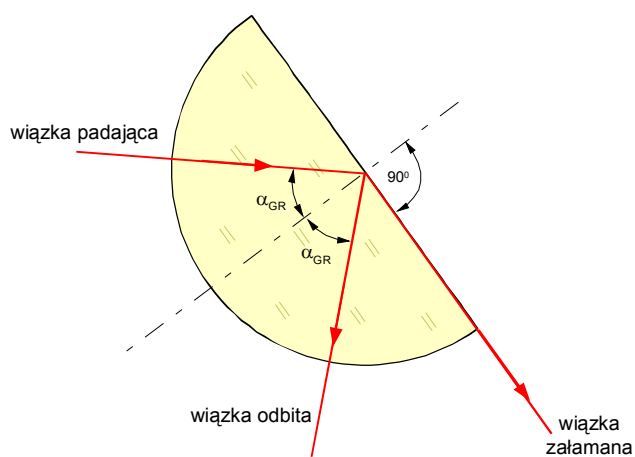
Celem ćwiczenia jest określenie wartości natężenia światła a odbitego od powierzchni dielektryków dla różnych kątów padania a szczególności wyznaczenie wartości kąta Brewstera i kąta granicznego całkowitego wewnętrznego odbicia oraz na podstawie ich znajomości określenie współczynnika załamania szkła. Celem ćwiczenia jest także obserwacja światła spolaryzowanego liniowo oraz sprawdzenie prawa Malusa. Zestaw przyrządów używanych w ćwiczeniach składa się z następujących elementów: źródło światła, dwa polaryzatory, stolik goniometryczny, płytki szklane, fotodetektor z miernikiem fotoprądu.

Schemat układu pomiarowego przeznaczonego do badania natężenia światła, odbitego od granicy powietrze/szkło przedstawiony jest na [rys.6a](#) zaś badając odbicie światła granicy szkło/powietrze zastosować należy płytkę PS-2 jak na [rys.6b](#). Kształt płytki PS-2 umożliwia uzyskanie dowolnego kąta padania na granicę szkło/powietrze (co nie byłoby możliwe dla płytki równoległościennej). Po modyfikacji, układ z [rys.6a](#) może być wykorzystany do wizualnej obserwacji światła spolaryzowanego (zgodnie ze schematem z [rys.3](#)) oraz do badania prawa Malusa (zgodnie ze schematem przedstawionym na [rys.2](#)). Pomiar natężenia światła dokonuje się fotodetektorem mierząc natężenie prądu płynącego w obwodzie fotodetektora. Natężenie prądu jest wprost proporcjonalne do natężenia światła padającego na fotodetektor.

Stan polaryzacji światła zgodnie z metodą opisaną pod koniec podrozdziału 1.2 bada się używając polaryzatora P_2 zwanego w tym przypadku analizatorem.



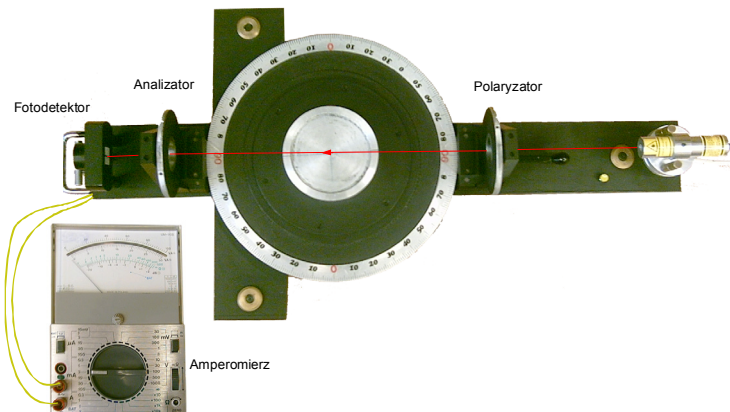
Rys.6a Schemat układu pomiarowego, bieg wiązki światła padającej na granicę powietrze-płytkę szklaną PS-1;



Rys.6b Schemat układu pomiarowego -bieg wiązki światła padającej na granicę płytka PS-2-powietrze pod kątem granicznym całkowitego wewnętrznego odbicia α_{GR} . G-goniometr; Ż-źródło światła; K-kolimator; P1 i P2 - polaryzatory; FO-fotodetektor; M-miernik natężenia prądu.

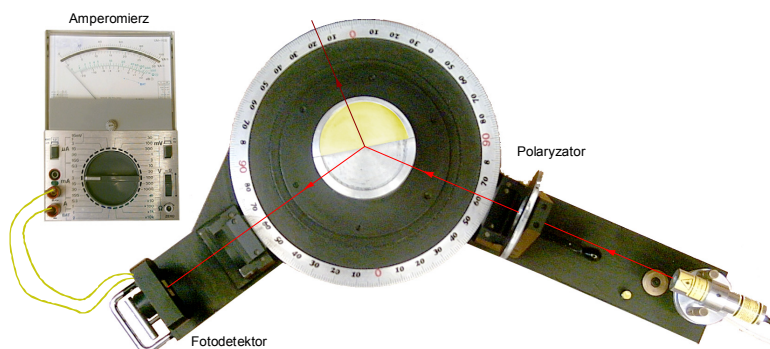
3. WYKONANIE ĆWICZEŃ

1. Sprawdzić prawo Malusa przy użyciu polaryzatorów P1 i P2 (płytkę PS jest wtedy zdjęta ze stolika goniomoetrycznego). Polaryzatory i analizator ustawić tak, aby natężenie światła przechodzącego było maksymalne: kierunki osi polaryzatorów są wówczas równoległe. Zmierzyć następnie o jaki kąt należy obrócić analizator, aby mierzone przez fotodetektor FO natężenie światła przechodzące przez oba polaryzatory spadło do połowy wartości maksymalnej.



Schemat układu pomiarowego

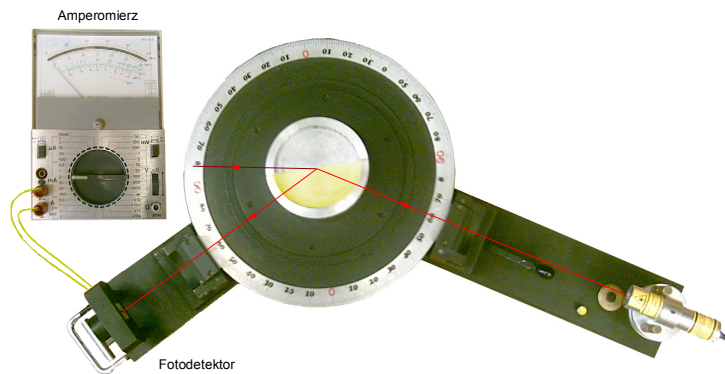
2. Wykonać pomiar natężenia światła odbitego od powierzchni szklanej płytki PS-1 dla różnych kątów padania, oświetlając płytkę kolejno światłem o polaryzacji π i σ . Żądaną polaryzację uzyskuje się przez ustawienie osi polaryzatora P1 tak, aby natężenie pola elektrycznego fali przepuszczanej było zorientowane w stosunku do płytki PS-1 jak na rys.4 (na odbudowie polaryzatorów zaznaczone są kierunki natężenia pola elektrycznego fali przepuszczanej przez polaryzator). Polaryzator P2 w tej części ćwiczenia powinien być zdjęty. Pomiary wykonać dla płytek ze szkła nieorganicznego i następnie ze szkła organicznego. Przy kącie równym kątowi Brewstera obserwuje się całkowity zanik fotoprądu.



Schemat układu pomiarowego

3. Dla wybranych dwóch kątów padania (mniejszego i większego od kąta Brewstera) sprawdzić stan polaryzacji światła odbitego obracając polaryzator P2. Obserwacje dokonać dla światła spolaryzowanego liniowo o polaryzacjach π i σ oraz o kierunku polaryzacji nie pokrywającym się z innymi.

4. Wyznaczyć kąt graniczny α_{GR} dla dowolnej wiązki światła niespolaryzowanego przy użyciu płytki szklanej PS-2 (rys.6b). Kąt graniczny całkowitego wewnętrznego odbicia znajduje się poprzez obserwację załamanej wiązki światła, przechodzącej przez granicę szkło/powietrze: dla kąta granicznego wiązka ta jest równoległa do powierzchni płytki α dla kąta nieznacznie większego zanika.



Schemat układu pomiarowego

OPRACOWANIE WYNIKÓW

1. Korzystając z wyników p.3.1, p.3.2 oraz p.3.4 opisać krótko wynikające stąd wnioski.
2. Wyniki uzyskane w p.3.3 nanieść na wykres zależności fotoprądu od kąta padania α dla obu kierunków polaryzacji i dla dwóch rodzajów szkła. Wyniki porównać z wykresem teoretycznym przedstawionym na rys.4.a Wyznaczyć kąt Brewstera α_B określając graficznie położenie minimum natężenia prądu na wykresie zależności fotoprądu od kąta padania światła.
3. Znając α_B obliczyć współczynnik załamania szkła n . Niepewność pomiarową Δn określamy szacując graficznie niepewność pomiarową $\Delta \alpha$ z wykresu zależności fotoprądu od kąta padania α .
4. Korzystając z wyników p.3.5 wyliczyć współczynnik załamania światła szkła n zgodnie ze wzorem (7) przyjmując jako współczynnik załamania powietrza $n=1$.

Ocena błędów

W doświadczeniu nie uzyskuje się całkowitego wygaszenia światła ponieważ posługując się źródłem światła białego, a wówczas dla każdej długości fali (barwy) mamy inny kąt całkowitej polaryzacji innym niż kąt całkowitej polaryzacji. Również zastosowane w ćwiczeniu polaryzatory nie są idealne i przepuszczają częściowo światło o kierunku polaryzacji innym niż określonym przez oś polaryzatora.

PYTANIA KONTROLNE

1. Co to znaczy, że światło jest spolaryzowane i jakie są rodzaje polaryzacji?
2. W jaki sposób można określić kierunek polaryzacji światła spolaryzowanego liniowo?
3. Jaką ma postać prawo Malusa?
4. Kiedy nie występuje zjawisko odbicia i co to jest kąt Brewstera?
5. Kiedy występuje zjawisko całkowitego wewnętrznego odbicia?

LITERATURA

- T. Dryński, *Ćwiczenia laboratoryjne z fizyki*, PWN, Warszawa 1978, str. 311.
- H. Szydłowski, *Pracownia fizyczna*, PWN, Warszawa 1979, str.579.
- J.R. Mayer-Arendt, *Wstęp do optyki*, PWN, Warszawa 1979 str.237 (polaryzacja światła), str.264 (odbicie światła od granicy dielektryków).
- S. Szczeniowski, *Fizyka doświadczalna*, cz.4, PWN, Warszawa 1983