

ROZPRASZANIE ŚWIATŁA W CIECZACH

- I. Cel ćwiczenia:** pomiar stopnia polaryzacji światła rozproszonego oraz kształtu zależności natężenia promieniowania rozproszonego pod kątem θ do kierunku drgań wektora elektrycznego w spolaryzowanej liniowo wiązce padającej.
- II. Przyrządy:** zasilacz wysokiego napięcia np. ZWN 41, zasilacz niskiego napięcia (typu 5352, 980-2M, 980-1M) ze stabilizacją prądową, fotopowielacz, źródło światła, woltomierz cyfrowy, światłoszczelna puszką na naczynie z cieczą rozpraszającą, dwa polaryzatory.
- III. Literatura:**
1. R. W. Pohl, Optika i atomnaja fizyka, Moskwa 1966.
 2. F. C. Crawford, Fale, Warszawa 1972.
 3. S. Frisz, A. Timoriewa, Kurs fizyki t.III, str.157 W-wa 1956.

IV. Wstęp.

Zjawisko rozpraszania w obszarze optycznym polega na tym, że małe cząsteczki (aż do molekuł i elektronów) emitują pod wpływem światła promieniowanie wtórne. W przypadku rozpraszania spójnego (koherentnego) nie zachodzą przy tym zmiany częstości ani fazy pomiędzy światłem padającym i wypromieniowanym. Efekt rozpraszania obserwuje się nawet w starannie oczyszczonych przezroczystych ośrodkach. Jeśli rozmiary cząsteczek rozpraszających są mniejsze niż ok. 0,1 długości fali światła padającego, zachodzi przypadek tzw. rozpraszania rayleighowskiego, w którym natężenie światła rozproszonego jest odwrotnie proporcjonalne do czwartej potęgi długości fali padającej. Rozpraszanie to jest przyczyną między innymi błękitnego zabarwienia nieba (Rayleigh, 1871). Aby wyjaśnić jakościowo zjawisko Rayleigha, zastąpmy cząsteczki rozpraszające przez małe („punktowe”) dipole. Światło padające wymusza wówczas drgania dipoli z częstością kołową $\omega \sim \lambda^{-1}$, gdzie λ jest długością fali świetlnej, a indukowane pole elektryczne $E \sim dI/dt$, gdzie I oznacza prąd przepływający przez dipol o zmiennym momencie $p = q \cdot l = p_0 \cdot \sin \omega t$. Oczywiście $I \sim dq/dt \sim dp/dt$. Wobec tego amplituda pola elektrycznego okazuje się proporcjonalna do kwadratu częstości:

$$E \sim \frac{d^2 p}{dt^2} \sim \omega^2 \cdot p_0 \quad (1)$$

a natężenie do czwartej potęgi częstości:

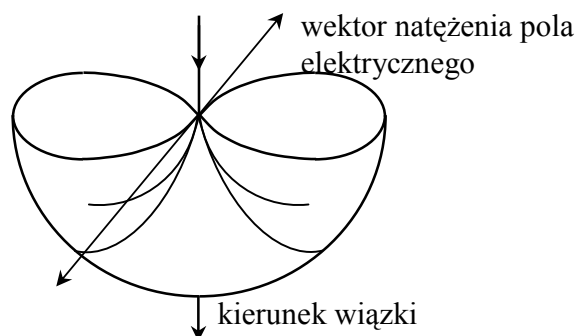
$$I \sim E^2 \sim \omega^4 \cdot p_0^2 \sim p_0^2 \cdot \lambda^{-4} \quad (2)$$

Szczegółowe rozważania, które można znaleźć w podręcznikach fizyki (np. F.C. Crawford, Fale) pozwalają otrzymać związek:

$$I_\theta = \frac{a \cdot p_0^2 \cdot \sin^2 \theta}{\lambda^4} \quad (3)$$

gdzie $a = c \cdot \pi^2 / \epsilon_0$, c jest prędkością światła, ϵ_0 – przenikalnością dielektryczną próżni. I_θ oznacza natężenie promieniowania rozproszonego pod kątem θ do kierunku drgań wektora elektrycznego

w spolaryzowanej liniowo wiązce padającej. Czynnikiem $\sin^2\theta$ związany jest z tym, że promieniowanie rejestrowane w odległości r od dipola znacznie przewyższającej jego rozmiary, określone jest przez „poprzeczne” pole elektryczne drgającego dipola: $E = E_0 \sin \theta$. Rozkład kątowy światła rozproszonego jest symetryczny względem kierunku wiązki padającej i ma symetrię obrotową w stosunku do osi prostopadłej do kierunku wiązki¹



Rys.1
Rozkład przestrzenny rozproszonego światła spolaryzowanego liniowo

Rysunek 1 ilustruje przypadek padania na ośrodek rozpraszający światła spolaryzowanego liniowo. Dla przejrzystości narysowana została tylko połowa „obwarzanka” reprezentującego przestrzenny rozkład natężenia w wiązce rozproszonej. Cząsteczki rozpraszające znajdują się w centrum obwarzanka. Jeśli rozmiary tych cząsteczek przewyższają $0,1$ długości fali, nie można ich dłużej traktować jak „punktowych” dipoli, lecz należy uwzględnić możliwość powstania różnicy faz pomiędzy falami rozproszonymi przez różne obszary cząsteczki, co prowadzi do efektów interferencyjnych.

W rozkładzie natężenia światła rozproszonego „do przodu” (tzn. w kierunku wiązki padającej) i „do tyłu”, pojawia się wówczas asymetria – tzw. efekt Mie. Oczywiście w dalszym ciągu zachowuje się symetria względem płaszczyzny padania, w której zachodzą drgania dipola. Teoria Mie (1908), opisująca rozpraszanie światła również przez duże cząsteczki, zawiera wspomnianą wcześniej teorię Rayleigha jako przypadek szczególny.

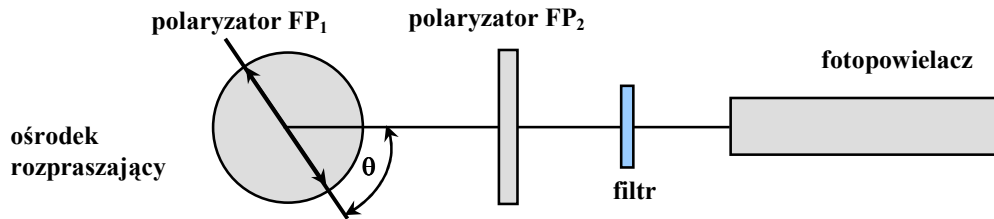
V. Zastosowanie.

Badanie asymetrii rozpraszania może posłużyć do wyznaczania średniego rozmiaru cząsteczek o znanym kształcie. Zależność natężenia światła rozproszonego od długości fali jest w teorii Mie bliska λ^{-1} . W wypadku obecności w atmosferze aerozoli o dużych cząsteczkach, można oczekiwać, że nasycenie niebieskiej barwy nieba ulegnie osłabieniu. Rzeczywiście, niebo nad miastami przemysłowymi jest nawet w słoneczne dni często raczej białe niż niebieskie. Teoria Mie przewiduje również zjawisko selektywnego rozpraszania, pozwalające wyjaśnić m. in. anomalne zjawiska meteorologiczne, takie jak niebieskie zabarwienie Słońca, obserwowane w Europie w 1950 roku, które wywołane zostało obecnością w górnych warstwach atmosfery aerozoli składających się z cząsteczek o niemal jednakowych rozmiarach. Badanie rozpraszania światła przez molekuly wody, znalazło zastosowanie przy wyjaśnieniu mechanizmu powstania mgieł i chmur a także przy dokładnym opisie działania jednego z najstarszych detektorów śladowych – komory Wilsona, przez samego Wilsona nazywanej zresztą "komorą mgieł"

¹ Patrz przypis I

VI. Układ pomiarowy.

Schemat układu doświadczalnego przedstawia rys.2. Wiązka światła spolaryzowanego liniowo przy pomocy polaryzatora FP_1 , ulega rozproszeniu w ośrodku. Światło rozproszone obserwowane jest pod kątem θ w stosunku do kierunku drgań wektora elektrycznego w wiązce padającej, w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku wiązki. Detektorem jest fotonowielacz. Polaryzator FP_2 spełnia rolę analizatora pozwalającego określić stan polaryzacji wiązki rozproszonej.



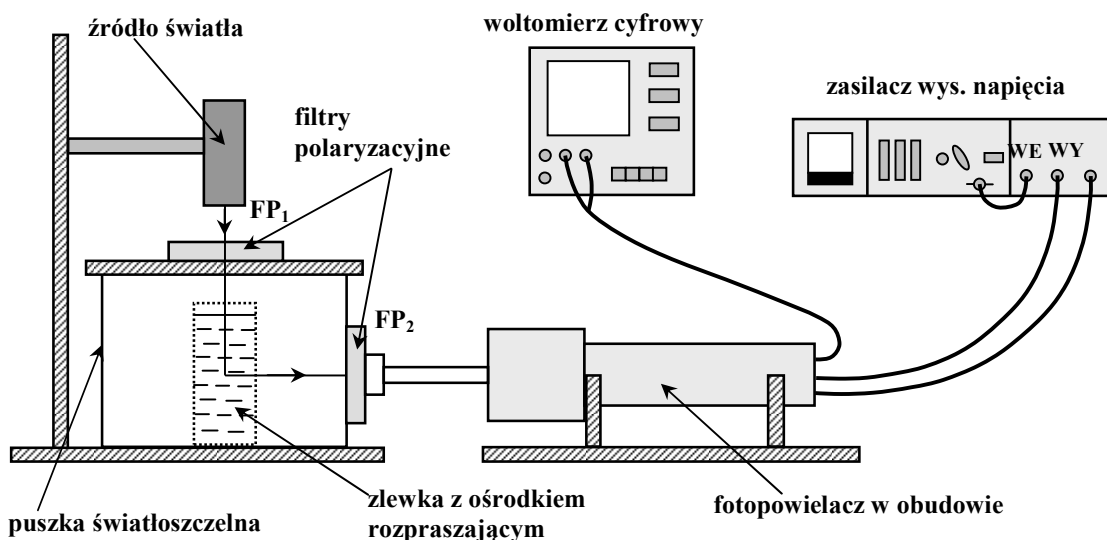
Rys.2 Schemat układu pomiarowego (widok z góry).

Stosunek natężenia światła I_θ rozproszonego pod danym kątem θ , do natężenia światła padającego I_0 , nosi nazwę stosunku Rayleigha:

$$R = \frac{I_\theta r^2}{I_0 V} \quad (4)$$

gdzie r oznacza tutaj odległość obszaru rozpraszającego od detektora a V – objętość rozpraszającą. W prostym układzie pomiarowym wykorzystanym w ćwiczeniu można znaleźć „względny” stosunek Rayleigha $R_1/R_2 = I_{1,\theta}/I_{2,\theta}$, dokonując pomiarów dla dwu ośrodków, z których jeden uznany jest za wzorcowy (parametry I_0 , r i V nie ulegają zmianie).

Bardziej szczegółowy schemat układu doświadczalnego pokazuje rysunek



Rys.3 Pomiarowy układ doświadczalny

VII. Pomiary i opracowanie.

VII.1 Pomiary.

Pomiary polegają w pierwszej części na zbadaniu stopnia polaryzacji światła rozproszonego po usunięciu polaryzatora FP_1 . Stopień polaryzacji określimy jako

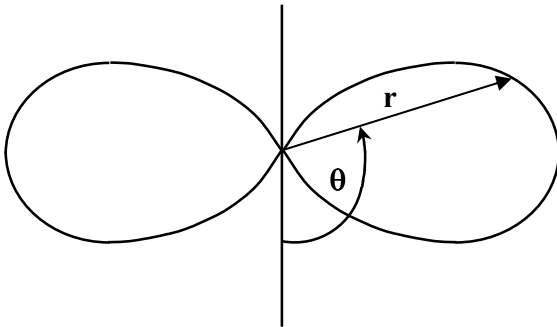
$$P = 2 \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (5)$$

gdzie I_{\max} i I_{\min} oznaczają odpowiednio maksymalne i minimalne natężenie rejestrowane przy obrocie polaryzatora FP_2 . W przypadku obserwacji dokładnie pod kątem $\pi/2$ do kierunku wiązki pierwotnej, oczekujemy całkowitej polaryzacji.

Następnie po ustawieniu polaryzatora w położeniu odpowiadającym I_{\max} , należy zamontować polaryzator FP_1 . Dalsza część doświadczenia polega na zbadaniu katowej zależności natężenia danej wzorem (3). Użycie siatki biegunowej (por. rys.4) pozwala na poglądowe przedstawienie wyników. W celu sprawdzenia, czy zależność (3) opisuje zadawalająco wyniki pomiarów, wykorzystamy skalę funkcyjną, w której oczekiwana zależność natężenia od kąta ma charakter liniowy:

$$I_{\theta} = b \cdot x \quad (6)$$

gdzie $b = ap_0^2 \lambda^{-4}$, $x = \sin^2 \theta$, . Współczynnik b oraz błąd Δb znaleźć można metodą najmniejszych kwadratów.



Rys.4

Siatka biegunowa (r, θ). Długość wektora wodzącego jest proporcjonalna do mierzzonego natężenia światła

Jeżeli pomiary zostaną powtórzone dla innego ośrodka rozpraszającego, wyznaczenie b_1 i b_2 pozwoli znaleźć w oparciu o zależność (6) stosunek amplitud indukowanych momentów dipolowych p_1^2/p_2^2 .

W przypadku układu doświadczalnego istniejącego w tym ćwiczeniu należy postępować następująco:

1. Przygotować ośrodek rozpraszający światło. W tym celu do zlewki z wodą z kranu wrzucić małe krysztalek azotanu srebra (w przypadku użycia mleka 1-2 krople na 50 ml wody destylowanej). Zlewkę z ośrodkiem rozpraszającym (o pojemności 50 ml) wstawić do puszki i przykryć płytką z otworem w środku.
2. Włączyć woltomierz cyfrowy i źródło światła, oświetlając otwór w płytce (nie oświetlać maksymalnym strumieniem). Następnie włączyć zasilacz wysokiego napięcia (ustawić na nim ujemną polaryzację napięcia) i stopniowo zwiększać napięcie zasilania fotopowielacza. Filtr polaryzacyjny FP_2 powinien być ustawiony w położeniu, w którym woltomierz cyfrowy

wskazuje maksymalną wartość napięcia (odpowiada to maksymalnemu natężeniu światła padającego na fotopowielacz). Wskazania woltomierza cyfrowego mierzącego sygnał z fotopowielacza powinny osiągnąć wartość 50-60 mV (odpowiada to napięciu zasilającym fotopowielacz w granicach od -900V do -1200V). Następnie zasłonić otwór w płytce.

Nie wolno przekroczyć napięcia zasilania fotopowielacza $U = -1400$ V.

Wartość napięcia wskazywanego przez woltomierz cyfrowy jest proporcjonalna do natężenia światła padającego na fotopowielacz (patrz instrukcja do ćwiczenia O-23 (Fotopowielacz))

Pomiary rozpocząć po ok. 10 minutach od momentu włączenia zasilania odsłaniając na krótko otwór w płytce i oświetlając światłem zlewkę z ośrodkiem rozpraszającym. Zanotować 1-2 wskazania woltomierza przy tym ustawieniu filtra FP_2 (w położeniu, którym woltomierz wskazuje maksymalną wartość napięcia).

Znaleźć położenie filtra polaryzacyjnego FP_2 , w którym wartość napięcia wskazywanego przez woltomierz jest minimalna (minimalne jest wówczas natężenie światła padającego na fotopowielacz). Zanotować 1-2 wskazania woltomierza cyfrowego.

3. Przy zasłoniętym otworze w płytce (nie wyłączając źródła światła) zanotować wskazania woltomierza cyfrowego w obu poprzednich położeniach (pomiar tła).

Po zakończeniu I części ćwiczenia pozostawić filtr polaryzacyjny FP_2 w położeniu, w którym natężenie przechodzącego światła rozproszonego jest największe.

4. Wyłączyć źródło światła. Odłączyć wysokie napięcie zasilające fotopowielacz (przez wprowadzenie odpowiednimi pokrętkami tego napięcia do zera bez wyłączania zasilacza wysokiego napięcia) i zamienić płytkę z otworem na płytkę z zamontowanym filtrem polaryzacyjnym FP_1 .

Czynności tej nie wolno wykonywać przy załączonym napięciu zasilającym fotopowielacz.

5. Włączyć źródło światła (początkowo nie oświetlać ośrodka intensywnym światłem). Zwiększając napięcie zasilania fotopowielacza i ewentualnie natężenie źródła światła uzyskać wskazania woltomierza cyfrowego ok. 50 mV (przy kącie $\theta = 90^\circ$ lub 270°). Wykonać pomiary co 10° w zakresie kątów $0 - 360^\circ$, zapisując 1-2 wskazania woltomierza dla jednego położenia. Otwór odsłaniać na krótko.
6. Zanotować wskazania woltomierza przy zasłoniętym filtrze FP_1 w zakresie kątów $0 - 360^\circ$.
7. Dysponując innym ośrodkiem rozpraszającym powtórzyć pomiary z punktów 1 - 6. Nie wolno przy tym zmienić strumienia światła oświetlającego zlewkę oraz napięcia fotopowielacza.

VII.2 Opracowanie.

1. Obliczyć na podstawie pomiarów wykonanych w punktach 2 i 3 stopień polaryzacji P uwzględniając (jeśli trzeba) tło.
2. Sporządzić wykres rozkładu natężenia światła w zależności od kąta θ we współrzędnych biegunowych. W tym celu na każdym promieniu wychodzącym z punktu O pod kątem θ , w wybranej skali odłożyć wartość napięcia U (a tym samym natężenia światła I) odpowiadającego danemu kątowi θ . Końce promieni połączyć linią ciągłą.

3. Dla kątów $0 - 90^\circ$ sporządzić metodą najmniejszych kwadratów wykres w skali liniowej, w której $y = I_\theta$, $x = \sin^2\theta$.
4. Wyznaczyć stosunek amplitud indukowanych momentów dipolowych p_{10}/p_{20} (jeśli wykonano pomiary zgodnie z punktem VII.1.7).

UWAGA !

Żarówka oświetlacza zasilana jest z zasilaczy typu 5352, 980-1M, 980-2M ze stabilizacją prądową. Wartość natężenia prądu pobieranego przez żarówkę wynosi ok. 2 A (w zależności od wymaganego strumienia świetlnego).

² Natężenie wiązki światła po przejściu przez filtr polaryzacyjny FP_1 zależy od kąta ustawienia filtru (światło padające jest częściowo spolaryzowane). Wobec tego dla różnych kątów ustawienia filtru różne jest oświetlenie ośrodka rozpraszającego. Aby wyznaczona doświadczalnie zależność $I_\theta = f(\sin^2\theta)$ była poprawna, należy uwzględnić różne oświetlenie ośrodka. Uzyskuje się to przez pomnożenie wartości zmierzonej I'_θ przez współczynnik k_θ :

$$I_\theta = k_\theta \cdot I'_\theta ,$$

gdzie $k_\theta = \frac{I''_{\max}}{I''_\theta}$

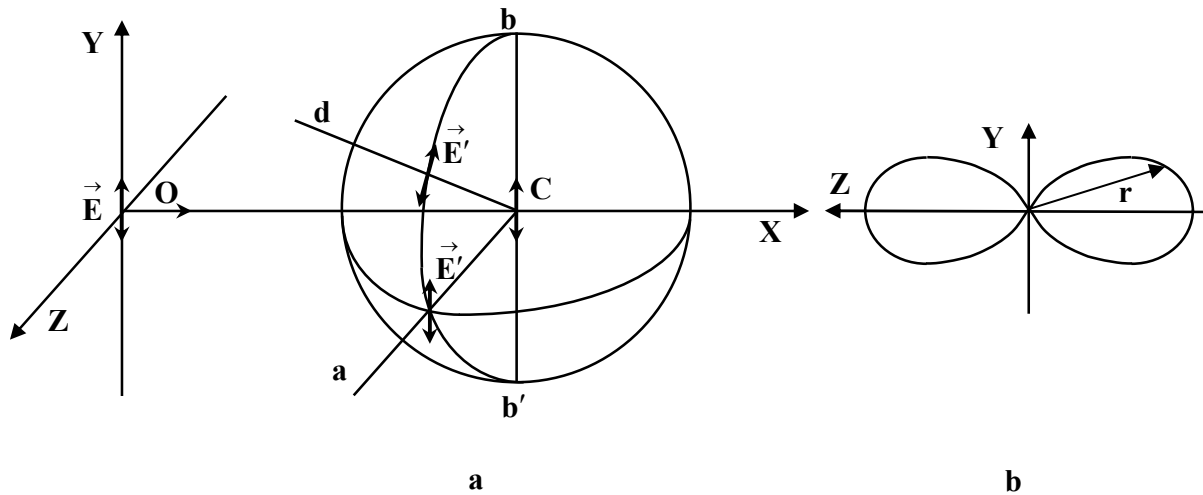
I''_{\max} – maksymalne natężenie światła po przejściu przez filtr polaryzacyjny,

I''_θ – natężenie światła dla kąta θ po przejściu przez filtr.

Współczynniki k_θ są wyznaczone dla konkretnej żarówki i tylko dla niej są słuszne. Zmiana żarówki wymaga ponownego zmierzenia współczynników k_θ . Wartości k_θ dla odpowiednich kątów θ są podane w instrukcji bądź można uzyskać o nich informację od laboranta.

Przypis I

Przyjmujemy dla uproszczenia, że światło jest spolaryzowane liniowo i wektor elektryczny \vec{E} drga równoległe do osi OY (rys. 5). Wtedy wymuszone drgania elektryczne w cząstce izotropowej C będą się również odbywały równoległe do osi OY. Drgania te prowadzą do powstania wtórnej spolaryzowanej fali kulistej. Wektor elektryczny \vec{E}' w tej fali rozproszonej w jakimkolwiek kierunku leży w płaszczyźnie zawierającej oś dipola bb' .



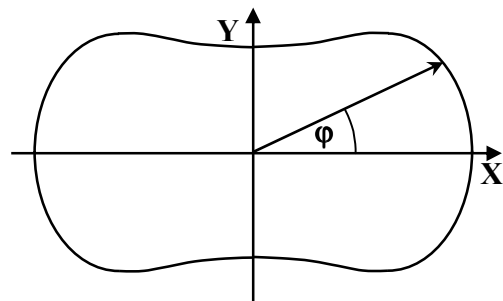
Rys.5 Rozchodzenie się fali wtórnej po rozproszeniu w punkcie C (a) i wykres wektorowy rozkładu natężenia w świetle rozproszonym w płaszczyźnie YOZ (b).

Ze względu na poprzeczność fal świetlnych wektor \vec{E}' jednocześnie jest prostopadły do kierunku rozchodzenia się fali np. prostopadły do kierunku Ca lub Cd. Amplituda fali wtórnej jest największa w kierunkach leżących w płaszczyźnie XOZ oraz jest równa zero w kierunku osi bb' . W rezultacie widzimy, że jeżeli promienie pierwotne są spolaryzowane liniowo, wówczas i światło rozproszone jest liniowo spolaryzowane, przy czym natężenie światła jest różne w różnych kierunkach.

Gdy spolaryzowana liniowo wiązka promieni przechodzi przez ośrodek mętny widać ją dobrze z boku, jeżeli patrzy się na nią w płaszczyźnie polaryzacji promienia pierwotnego tj. w płaszczyźnie prostopadłej do płaszczyzny drgań wektora elektrycznego \vec{E} i zupełnie jej nie widać, jeżeli patrzy się w kierunku prostopadłym do tej płaszczyzny.

Jeżeli światło w wiązce pierwotnej nie jest spolaryzowane, wówczas natężenie światła rozproszonego we wszystkich kierunkach w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku biegu wiązki jest takie same. Pozostaje jedynie zależność natężenia światła rozproszonego od kąta φ pomiędzy kierunkiem wiązki pierwotnej a kierunkiem rozproszenia. Zależność natężenia światła od kąta φ ma następujący charakter

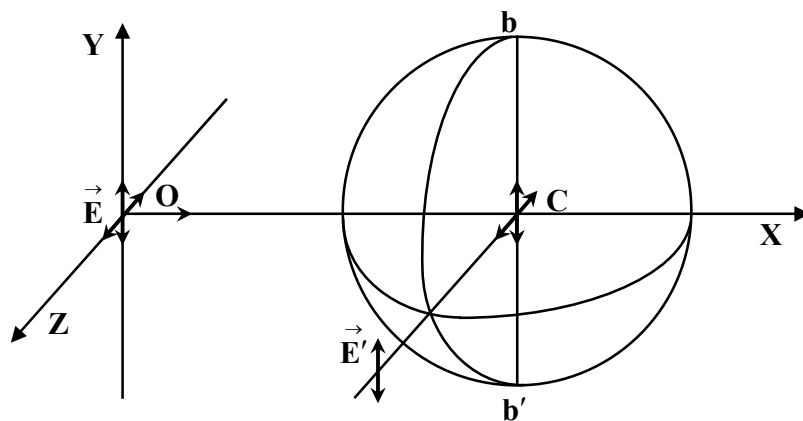
$$I \sim (1 + \cos^2 \varphi)$$



Rys.6 Zależność natężenia światła rozproszonego od kąta rozproszenia

Zależność tę pokazuje rysunek 6.

Światło jest spolaryzowane również w tym przypadku, gdy światło pierwotne było niespolaryzowane. Jeżeli promień pierwotny biegnie w kierunku OX (rys. 7), to drgania wektora elektrycznego zachodzą w płaszczyźnie YOZ . Przy obserwowaniu światła rozproszonego w kierunku prostopadłym do wiązki pierwotnej np. w kierunku osi OZ drgania wymuszone wywołane w cząstkach rozpraszających możemy rozłożyć na dwie składowe: w kierunku osi OY i w kierunku osi OZ . Dzięki poprzeczności fal świetlnych drgania w fali rozproszonej biegnącej w kierunku równoległym do osi OZ będą wywołane jedynie składową drgań cząstek wzdłuż osi OY . W ten sposób wektor elektryczny \vec{E}' w świetle rozproszonym będzie drgał równoległe do osi OY i światło okaże się całkowicie spolaryzowane. W przypadku skośnego kierunku obserwacji w stosunku do wiązki pierwotnej światło będzie spolaryzowane częściowo.



Rys. 7