

ĆWICZENIE 48

L a s e r y

Rozkład boltzmanowski i antyboltzmanowski.

Rozkład Boltzmanna określa prawdopodobieństwo, że cząsteczka poddana działaniu sił zajmie pewne położenie w przestrzeni lub posiada jedną z dopuszczalnych przez warunki energii. Może to być cząsteczka gazu umieszczona w polu grawitacyjnym, jon w polu elektrycznym lub skwantowany oscylator harmoniczny.

Mogą to być cząsteczki gazu w słupie powietrza w stałej temperaturze T odbywające ruchy termiczne i pozostające pod wpływem siły grawitacji. Cząsteczki układają się tam w charakterystyczny sposób opisany wzorem barometrycznym

$$n = n_o \exp\left(-\frac{mgh}{kT}\right), \quad (1)$$

gdzie: n - oznacza liczbę cząsteczek na poziomie h , n_o - ich liczbę na poziomie zerowym, m - masę pojedynczej cząsteczki, g - przyspieszenie ziemskie, k - stałą Boltzmanna.

Dla ustalonego T zawsze zachodzi nierówność

$$n < n_o .$$

W równowadze termodynamicznej niemożliwe jest spełnienie warunku opisano nierównością

$$n_o < n .$$

Licznik wykładnika formuły (1) zawiera energię potencjalną wysokości związaną z siłą ciężkości, a mianownik energię związaną z ruchem termicznym.

Łatwo zauważyć, że dla dużego T , n słabo maleje ze wzrostem wysokości i cząsteczki rozkładają się prawie równomiernie. Wynik rozkładu kształtują dwie tendencje:

- 1) siły grawitacji,
- 2) ruch termiczny.

Charakter rozkładu uzależniony jest od dominacji któregoś z procesów. Na przykład $n \rightarrow n_o$, gdy energia potencjalna zmierza do zera lub temperatura rośnie do nieskończoności. Efekt końcowy jest taki sam przy procesach przebiegających w różne strony.

Wzór (1) jest szczególnym przypadkiem rozkładu Boltzmanna. Możemy go uogólnić przyjmując ogólną postać energii potencjalnej $E(q)$, gdzie q - jest współrzędną uogólnioną. Rozkład prawdopodobieństwa Boltzmanna możemy wówczas zapisać ogólnie w postaci:

$$pdq = C \exp\left(-\frac{E(q)}{kT}\right) dq, \quad (2)$$

gdzie C - jest stałą, która zapewnia, że całkowite prawdopodobieństwo znalezienia się cząsteczki gdziekolwiek w dopuszczalnym przez warunki przedziale zmienności parametru q jest równe jedności

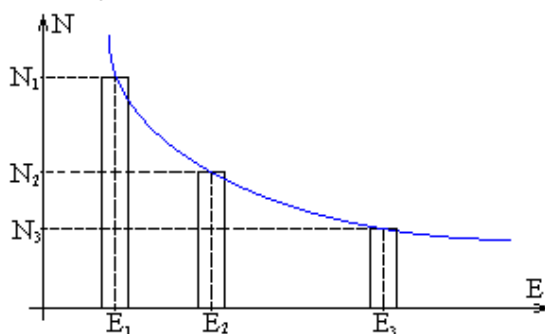
$$C = \left[\int_S \exp\left(-\frac{E(q)}{kT}\right) dq \right]^{-1},$$

gdzie: S - jest przedziałem zmienności parametru q .

To co wcześniej zostało określone dla obiektów makroskopowych może być zastosowane dla obiektów mikroskopowych, a w szczególności dla poziomów energetycznych (cząsteczek). Niech energia obiektu atomowego w niższym stanie energetycznym wynosi E_1 , a w wyższym E , to liczba obiektów w stanie E

$$N = N_1 \exp\left(-\frac{E - E_1}{kT}\right), \quad (3)$$

gdzie - N_1 jest liczbą obiektów atomowych w stanie niższym (odpowiadających energii E_1), a N w stanie wyższym (E). Zależność $N = f(E)$ jest krzywą wykładniczą szybko malejącą.



Rys. 1

Z wykresu na rys. 1 widać, że dla

$$E_1 < E_2 < E_3,$$

liczba obsadzeń spełnia nierówność

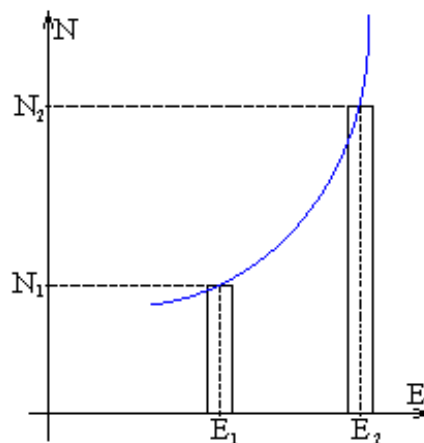
$$N_1 > N_2 > N_3.$$

Jest to efekt rozkładu boltzmanowskiego, najczęściej występującego w przyrodzie. Małej energii odpowiada duża liczba obiektów, a dużej energii odpowiada mała liczba obiektów. Prawdopodobieństwo pojawienia się stanów o niskich energiach jest większe niż prawdopodobieństwo stanów o wysokich energiach. Jeżeli $T \rightarrow \infty$, to

$$\exp\left[\frac{-(E - E_1)}{kT}\right] \rightarrow 1 \quad \text{i} \quad N = N_1.$$

Dopiero w wysokich temperaturach stany energetyczne są jednakowo obsadzone. W równowadze termicznej niemożliwe jest aby $N > N_1$, czyli niemożliwe jest odwrócenie rozkładu Boltzmana.

Aby otrzymać obsadzenia odwrotne muszą być wykonane specjalne zabiegi, przede wszystkim musimy wywołać stan nierównowagi termicznej. Jest to stan nietrwały i układ zawsze w pewnym skończonym czasie powraca do równowagi przywracając rozkład Boltzmana. Odwrócony rozkład Boltzmana jedynie możliwy w stanie nierównowagi znany jest jako rozkład antyBoltzmana. W fizyce laserów odgrywa on istotną rolę. Graficznie przedstawimy go na rysunku 2.



Rys. 2

Liczba obsadzeń N_2 poziomu o energii wyższej E_2 jest większa niż liczba obsadzeń poziomu N_1 o energii niższej.

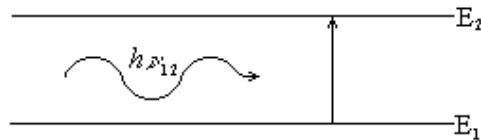
Oddziaływanie promieniowania z materią.

Oddziaływanie promieniowania elektromagnetycznego z materią to oddziaływanie pola elektromagnetycznego z cząstkami, z których składa się materia. Przy opisie posłużymy się modelem kwantowo-mechanicznym, w którym cząstki i promieniowanie opisane są językiem mechaniki kwantowej. Oddziaływaniu promieniowania z materią towarzyszy emisja bądź absorpcja fotonów przez atomy. Spełnione przy tym muszą być zasady zachowania energii, pędu i momentu pędu.

W procesie elementarnym oddziaływanie zmienia stan układu fizycznego. Układ przechodzi od stanu początkowego do stanu końcowego. Schematycznie jest wygodnie stany określić przez poziomy energetyczne.

Do najprostszych należeć będą akty jednofotonowego pochłaniania (absorpcji) Kwant promieniowania oddziałuje z elektronami i przenosi je na wyższy poziom energetyczny. Zostaje pochłonięty foton o energii

$$h\nu_{12} = E_2 - E_1 .$$

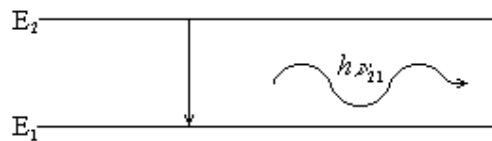


absorpcja jednofotonowa

Rys. 3

Innym procesem elementarnym jest emisja spontaniczna. Elektron bez zlokalizowanej w czasie przyczyny przechodzi z poziomu wyższego na niższy emitując kwant promieniowania

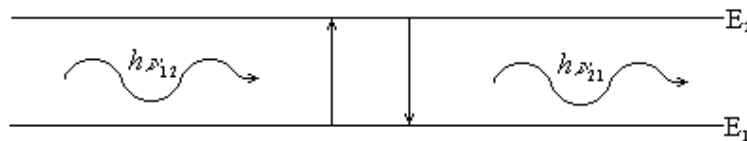
$$E_2 - E_1 = h\nu_{21} .$$



emisja spontaniczna

Rys. 4

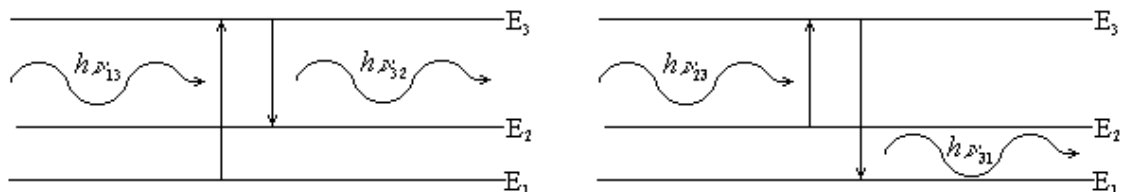
Następnym procesem jest rozpraszanie sprężyste. Foton jest pochłaniany w akcie absorpcji oraz emitowany w akcie emisji.



Rys. 5

Układ jest przezroczysty dla promieniowania. Przezroczystość ta ma inny charakter niż w przypadku przechodzenia światła przez ośrodki przezroczyste np. szkło.

Rozpraszanie niesprężyste. Foton padający i rozpraszany mają różne energie. Schematycznie procesy rozpraszania przedstawiono na rys. 6.

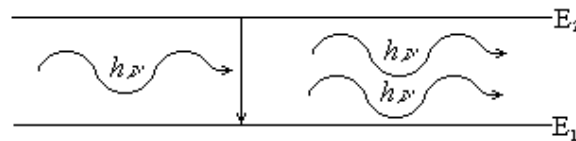


Rys. 6

W pierwszym przypadku $h\nu_{13} > h\nu_{32}$, czyli foton rozpraszany posiada mniejszą energię niż foton padający. W drugim przypadku foton padający ma mniejszą energię niż foton rozpraszany $h\nu_{23} < h\nu_{31}$.

Oddzielny przypadek stanowi emisja wymuszona. Kwant promieniowania padając na wzbudzony atom (molekule) powoduje przejście elektronów na poziom niższy. Na wyjściu układu pojawia się sygnał elektromagnetyczny

wzmocniony (kwant promieniowania wymuszającego $h\nu = E_2 - E_1$ plus kwant promieniowania wymuszonego $h\nu = E_2 - E_1$).



Rys. 7

W wyniku oddziaływania z jednego kwantu powstają dwa kwanty lub więcej, kosztem energii wzbudzonego atomu lub molekuly.

Jeżeli w układzie kwantowym prawdopodobieństwo procesów absorpcji i emisji spontanicznej jest mniejsze w porównaniu z procesami emisji wymuszonej podczas oddziaływania promieniowania elektromagnetycznego z materią, wówczas w układzie tym następuje wzmocnienie padającego lub wygenerowanego promieniowania. Aby doprowadzić do takiej sytuacji należy zakłócić równowagę termodynamiczną substancji czynnej. Ilość obsadzeń odpowiadających energii wyższej powinna być większa niż liczba obsadzeń o energii niższej. Rozkład obsadzeń w układzie powinien być antyboltzmanowski.

Fale padające i fale wzmocnione (wzbudzone) wykazują duży stopień spójności. Energia fali padającej na układ fizyczny, w którym liczba obsadzeń odpowiada rozkładowi antyboltzmanowskiemu zwiększa się kosztem energii atomów i molekuł wzbudzonych substancji czynnej. Zachowuje się przy tym pierwotna częstotliwość, polaryzacja i kierunek rozchodzenia się. Aby efektywność przekazywania energii była wystarczająco duża czas oddziaływania promieniowania z substancją czynną powinien być wystarczająco długi. Uzyskujemy to przez wywołanie drgań samowzbudzonych poprzez dodatnie sprzężenie zwrotne. Część wypromieniowanej energii wraca ponownie do układu wzbudzając kolejne procesy wymuszające w substancji czynnej. Drgania samowzbudne otrzymujemy przy pomocy wnęki rezonansowej, w której wytwarzana jest fala stojąca. W układach optycznych wnękę rezonansową stanowi zespół dwu równoległych zwierciadeł. Rozproszenia na boki (w wyniku efektów dyfrakcyjnych) są minimalne i dla częstotliwości optycznych nie wymaga się pudła zamkniętego (czego nie można powiedzieć w przypadku mikrofal). Długość wnęki l jest wielokrotnie większa od długości fali λ promieniowania świetlnego. Obliczymy ją z zależności

$$l = k' \lambda / (2n),$$

gdzie: k' - jest liczbą kwantową, a n - współczynnikiem załamania światła ośrodka czynnego (wypełniającego wnękę).

Kwant promieniowania odbijając się wielokrotnie od zwierciadeł oddziałuje z substancją wnęki wywołując w niej akty emisji wymuszonej.

Moc promieniowania powstającego podczas emisji wymuszonej winna być większa niż moc tracona między innymi w wyniku przepuszczalności zwierciadeł lub ścianek bocznych rezonatora.

Metody wytwarzania rozkładu antyboltzmanowskiego.

W stanie nierównowagi termodynamicznej liczba obsadzeń poziomów wyższych może być większa niż liczba obsadzeń poziomów niższych. Zanim układ wróci do równowagi możemy wywołać w nim emisję wymuszoną promieniowania. Istnieje wiele sposobów doprowadzenie układu do stanu nierównowagi termodynamicznej i wytworzenia układu antyboltzmanowskiego. Jako przykład możemy wymienić:

1. pompowanie optyczne,
2. zderzenia niesprężyste atomów z atomami, elektronów z elektronami,
3. wtryskiwanie nośników ładunku przez złącza półprzewodnikowe p-n.

Obecnie omówimy każdy z wymienionych przypadków.

Pompowanie optyczne.

Są układy atomów bądź molekuł, które mogą istnieć w trzech różnych stanach energetycznych, blisko siebie położonych. Mówimy, że w atomach lub molekułach mogą istnieć trzy blisko położone poziomy energetyczne.

Najniższy E_1 o długim czasie życia, E_2 - metatrwały - o średnim czasie życia i E_3 - o bardzo krótkim czasie życia.

Energie związane z poziomami spełniają warunki

$$E_1 < E_2 < E_3 .$$

A średnie czasy życia

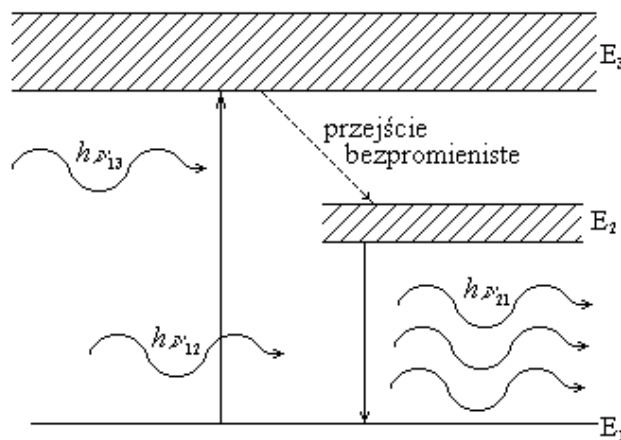
$$\tau_1 \gg \tau_2 \gg \tau_3 .$$

Zgodnie z rozkładem Boltzmanna liczba obsadzeń poziomów energetycznych

$$N_1 > N_2 > N_3 .$$

Aby w układzie wywołać emisję wymuszoną wprowadzamy do niego silną wiązkę promieniowania o energii

$$h\nu_{13} = E_3 - E_1 .$$



Rys. 8

Elektrony z poziomu 1 przenoszą się na poziom 3. Po czasie wystarczająco długim ustala się równowaga termiczna i stan obsadzenia obu poziomów jest jednakowy

$$N_1 = N_3 .$$

Poziom 3 jest bardzo szeroki i prawdopodobieństwo pozostania atomu w tym stanie jest mało prawdopodobne. Czas życia poziomu 3 jest bardzo krótki i przejścia ze stanu 3 do stanu 2 odbywają się bezpromieniście. Poziom 2 jest metatrwały a średni czas życia

$$\tau_2 \gg \tau_3 .$$

Przejścia samorzutne do stanu 1 prawie nie zachodzą. Ilość obsadzeń poziomu 2 wzrasta tak, że $N_2 > N_1$. Uzyskaliśmy rozkład antyboltzmanowski i układ jest przygotowany do emisji wymuszonej. Proces zapewniania poziomu 2 przy pomocy promieniowania nazywamy pompowaniem optycznym.

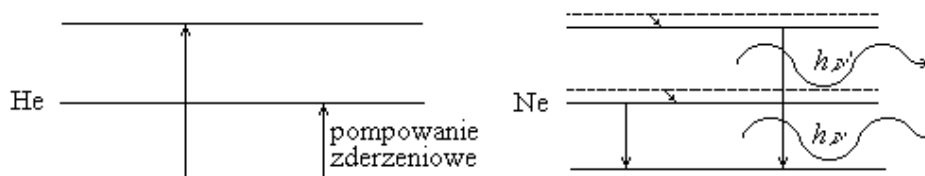
Wprowadzenie do układu słabej wiązki o energii kwantów

$$h\nu_{12} = E_2 - E_1 ,$$

wywołuje emisję wymuszoną w wyniku przejść elektronów z poziomu 2 na poziom 1. Na wyjściu układu pojawia się silna wiązka o częstotliwości ν_{21} .

Zderzenia niesprężyste atomów z atomami, elektronów z elektronami.

W mieszaninie dwóch gazów o różnych ciśnieniach cząsteczkowych następuje pobudzenie do świecenia przez przyłożenie wysokiego napięcia. Może to być np. mieszanina He i Ne. W wyniku zderzeń atomów He z rozprędzonymi w polu elektrycznym elektronami następuje wzbudzenie atomów He. Atomy He i Ne uczestniczą w ruchu termicznym i od czasu do czasu dochodzi do zderzeń drugiego rodzaju (atomów wzbudzonych z niewzbudzonymi), w wyniku których atomy He przekazują energię atomom Ne, doprowadzając je do stanów wzbudzenia. Wielka liczba atomów Ne obsadza wyższy poziom wzbudzony. W neonie gdy liczba obsadzeń poziomu wyższego przekroczy liczbę obsadzeń poziomu niższego rozpoczyna się emisja wymuszona.



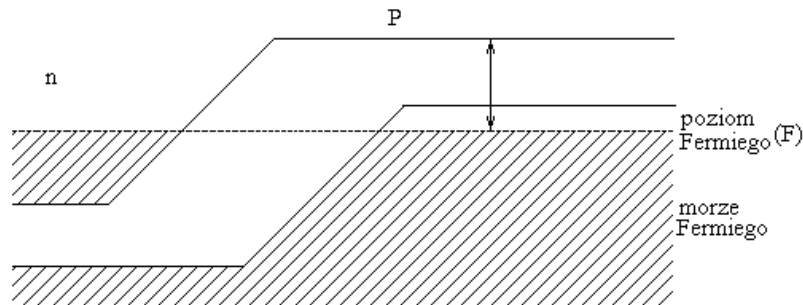
Rys. 9

Wtryskiwanie nośników ładunku przez złącza półprzewodnikowe p-n.

W półprzewodnikach złączowych dozwolone pasma walencyjne i przewodnictwa są przedzielone pasmem wzbronionym. W zależności od rodzaju domieszek mamy do czynienia z półprzewodnikami typu p (domieszki

akceptorowe) lub typu n (domieszki donorowe). W paśmie przewodnictwa półprzewodnika typu n mamy elektrony, zaś pasmo walencyjne półprzewodnika typu p jest częściowo nie wypełnione.

W warunkach równowagi termodynamicznej poziom Fermiego w materiałach stykających się jest taki sam. Rozkład elektronów w złączu dobrze ilustruje rysunek 10.



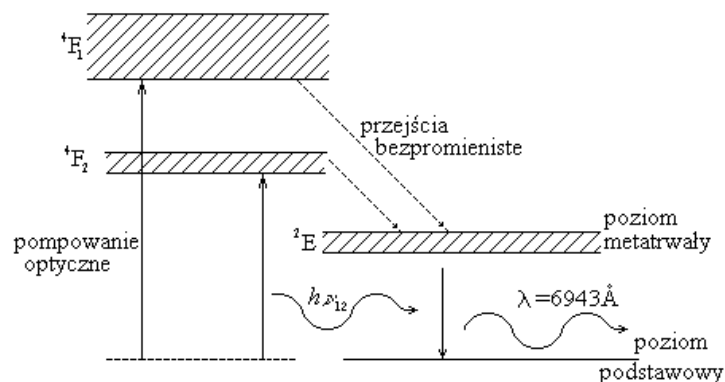
Rys. 10

Po przyłożeniu różnicy potencjałów w kierunku przewodzenia elektrony z obszaru n będą przechodziły do obszaru p, a dziury w stronę przeciwną. Jest to proces wtryskiwania nośników przez złącze p-n.

Elektrony w obszarze p ulegają natychmiastowej rekombinacji z dziurami, a dziury w obszarze n z elektronami. Przy małych koncentracjach nośników procesom tym towarzyszą akty emisji spontanicznej. Jeżeli jednak koncentracja nośników przekroczy pewną wartość progową charakterystyczną dla danego półprzewodnika, wówczas pojawia się emisja wymuszona. Częstotliwość wysyłanego promieniowania w tych aktach zależna jest od szerokości pasma wzbronionego między pasmem przewodnictwa a walencyjnym.

Laser rubinowy.

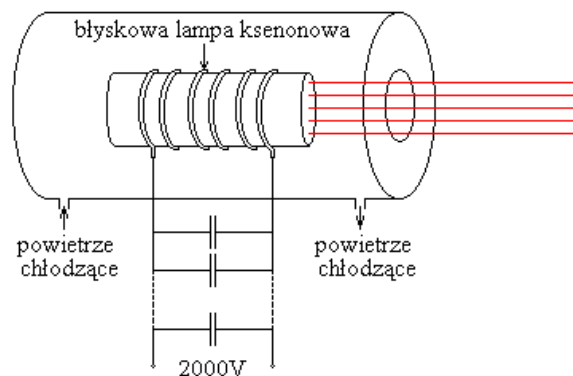
Metoda pompowania optycznego została wykorzystana w konstrukcji lasera rubinowego. Centralną częścią lasera rubinowego jest kryształ rubinu ($\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Cr}^{3+}$) oszlifowany w kształcie walca o zwierciadlanych podstawach (jedno zwierciadło półprzepuszczalne). Rozkład poziomów energetycznych jonów chromu przedstawiono na rysunku 11.



Rys. 11

Po naświetleniu rubinu światłem niebieskim lub białym jony chromu wzbudzają się do poziomu 4F_1 lub 4F_2 .

Czasy życia tych poziomów są bardzo krótkie i prawdopodobieństwo przebywania jonów w tych stanach wzbudzonych jest małe i następują szybkie przejścia bezpromieniste na poziom metatrwały 2E , którego czas życia jest wystarczająco długi. Przy intensywnym pompowaniu optycznym poziom ten zapełnia się spełniając warunek rozkładu antyboltzmanowskiego ($N_2 > N_1$), wtedy jakikolwiek kwant o energii $h\nu_{12}$ wywołuje emisję wymuszoną. Emisja wymuszona na dużą skalę zajdzie wtedy, gdy oddziaływanie kwantów z jonami chromu odbywać się będzie na wystarczająco długiej drodze. Uzyskuje się ten efekt w komorze rezonansowej jaką stanowi oszlifowany rubin ze zwierciadlanymi podstawami. Między zwierciadłami wytwarza się fala stojąca. Promieniowania dostarcza błyskowa lampa ksenonowa zasilana impulsowo z baterii kondensatorów. Schemat urządzenia przedstawiono na rysunku 12.

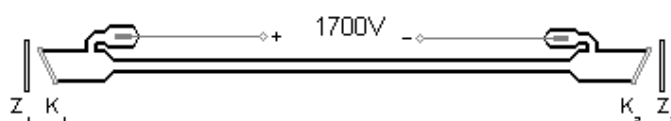


Rys. 12

Otrzymane światło laserowe jest impulsowe (pompowanie optyczne - przygotowanie akcji laserowej ma charakter periodyczny) o długości fali 6943 Å (czerwone), spójne, spolaryzowane, o bardzo dużej mocy spektralnej, tworzące prawie równoległą wiązkę.

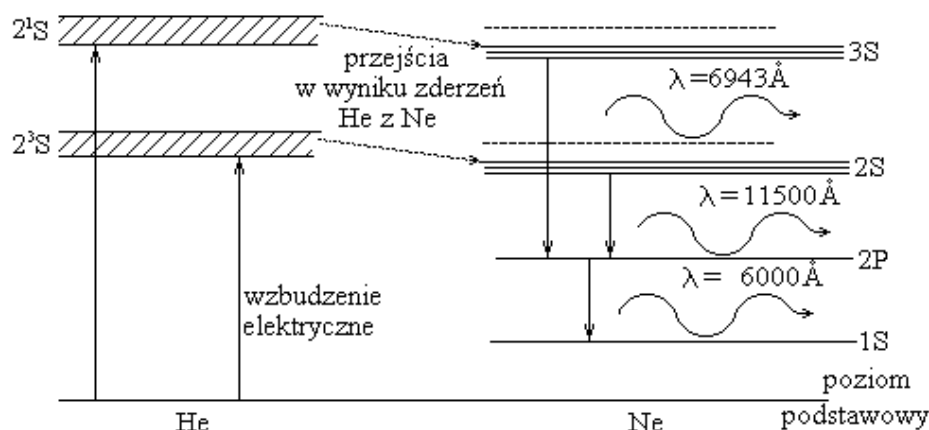
Laser He - Ne.

Podstawowym elementem lasera He - Ne jest rura kwarcowa zamknięta dwoma okienkami kwarcowymi ustawionymi pod kątem Brewstera. Na zewnątrz rury umieszczono dwa półprzepuszczalne zwierciadła ustawione równoległe. Rurę napełniono mieszaniną helu (pod ciśnieniem 1 mm Hg) oraz neonu (pod ciśnieniem 0,1 mm Hg). Rura i zwierciadła stanowią wnękę rezonansową. Wewnątrz rury wywołuje się wyładowania przy pomocy generatora wysokiej częstotliwości. Schemat lasera gazowego przedstawiono na rysunku 13.



Rys. 13

Przyłożone wysokie napięcie rozpędza elektrony, które zderzając się z atomami helu wzbudzają je do poziomu 2^1S (również 2^3S) - są to poziomy metatrwałe. Wzbudzone atomy helu uczestniczą w ruchu cieplnym i od czasu do czasu zderzają się z atomami neonu. Ponieważ hel jest wzbudzony, są to zderzenia drugiego rodzaju. W wyniku zderzenia przekazywana jest energia wzbudzenia helu na atomy neonu przenosząc je na długo żyjący poziom $3S$ ($2S$). W krótkim czasie duża liczba atomów neonu obsadza wzbudzony poziom $3S$ ($2S$). Liczba obsadzeń poziomu $3S$ ($2S$) jest większa niż liczba obsadzeń poziomu niższego $2P$ ($N_2 > N_1$). Układ został przygotowany do emisji wymuszonej.



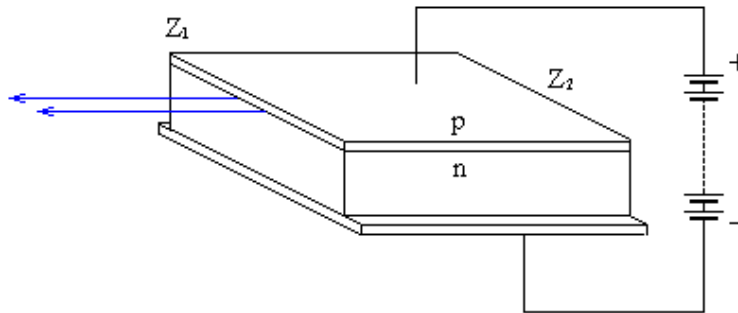
Rys. 14

Obserwuje się przejścia spontaniczne $3S - 2P$, $2S - 2P$ oraz $2P - 1S$. Długości fal towarzyszące tym przejściom pokazano na rysunku 14. W momencie osiągnięcia rozkładu antyboltzmanowskiego promieniowanie spontaniczne wywołuje masowe przejścia z $3S - 2P$ oraz $2S - 2P$, w wyniku których pojawia się spójne promieniowanie czerwone o $\lambda = 6348\text{Å}$ oraz

podczerwone o $\lambda = 11500 \text{ \AA}$. Procesy wyżej opisane przebiegają w sposób ciągły. Energia spektralna tego promieniowania jest dużo mniejsza niż w przypadku laserów pracujących impulsowo. Szerokość spektralna linii jest bardzo mała.

Laser półprzewodnikowy.

W laserze półprzewodnikowym substancją czynną jest dioda półprzewodnikowa o złącza p-n.

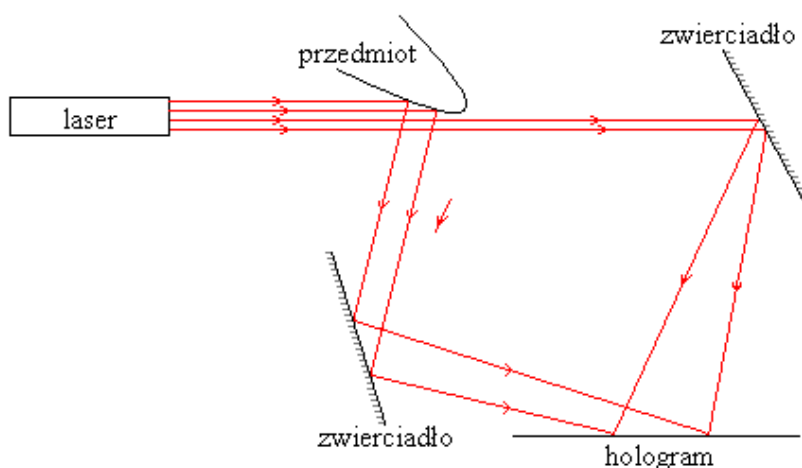


Rys. 15

Rezonator optyczny stanowi próbka sześcienna półprzewodnika. Zwierciadła Z_1 i Z_2 są równoległe do siebie i prostopadłe do złącza p-n, które na rysunku 15 narysowano w płaszczyźnie poziomej. Zwierciadło Z_2 jest nieprzepuszczalne a Z_1 półprzepuszczalne. Wykonano je z dielektryka, a odbicie światła następuje dzięki różnicy przenikalności dielektrycznej półprzewodnika i otoczenia. Po doprowadzeniu układu do rozkładu antyboltzmanowskiego w wyniku emisji wymuszonej pojawia się w płaszczyźnie złącza p-n promieniowanie spójne. W zależności od sposobu zasilania laser półprzewodnikowy może pracować impulsowo lub w sposób ciągły.

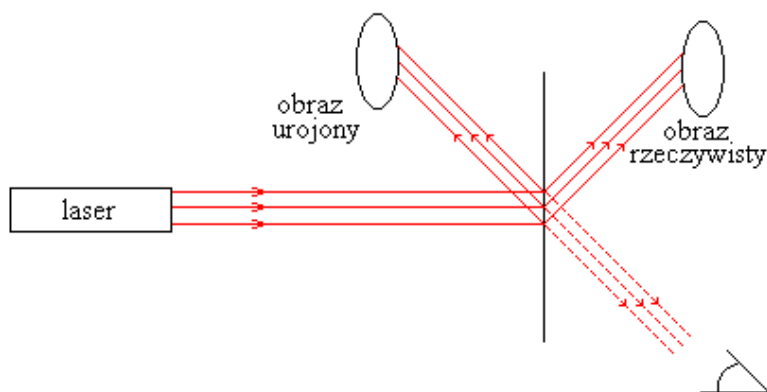
Zasady holografii.

Holografia to proces zbierania i magazynowania informacji w hologramie. Obraz powstaje dwuetapowo. W pierwszym etapie tworzy się hologram. Oświetlamy wiązką światła spójnego holografowany przedmiot. Wiązka rozdziela się na rozpraszającą się na przedmiocie i kierowaną systemem lusterek na płytę holograficzną oraz padającą bezpośrednio na zwierciadło i następnie kierowaną na płytę holograficzną.



Rys. 16

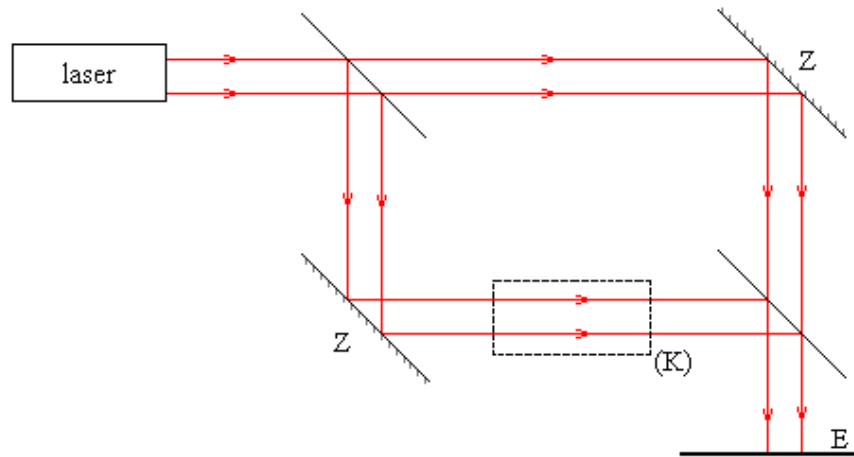
Płyta umieszczona jest w takim miejscu, gdzie promienie rozpraszane na przedmiocie i odbite bezpośrednio od zwierciadła nakładają się na siebie i interferują, ponieważ są spójne a różnią się tylko fazami. Obraz został zarejestrowany w postaci prążków interferencyjnych tworzących bardzo urozmaicony zestaw - hologram. Zapis uwzględnia amplitudę padającego promieniowania, częstotliwość (barwę) a pośrednio fazę (prążki interferencyjne o odpowiedniej jasności). Hologram ma cechy obrazu interferencyjnego. Aby otrzymać obraz geometryczny należy przejść do drugiego etapu.



Rys. 17

Oświetlamy światłem spójnym hologram. Promieniowanie ugina się na prążkach i odtwarza dwa obrazy geometryczne: jeden rzeczywisty, drugi

urojony (rys. 17). Zmieniając kąt nachylenia hologramu względem padającej wiązki otrzymujemy obraz przedmiotu widziany z różnych stron. Z każdego fragmentu hologramu można otrzymać obraz całego obiektu. Różnić się będzie jasnością. Płaszczyzna ostrości zależy od akomodacji oka. Paralaksa i perspektywa zmieniają się w zależności od punktu obserwacji.

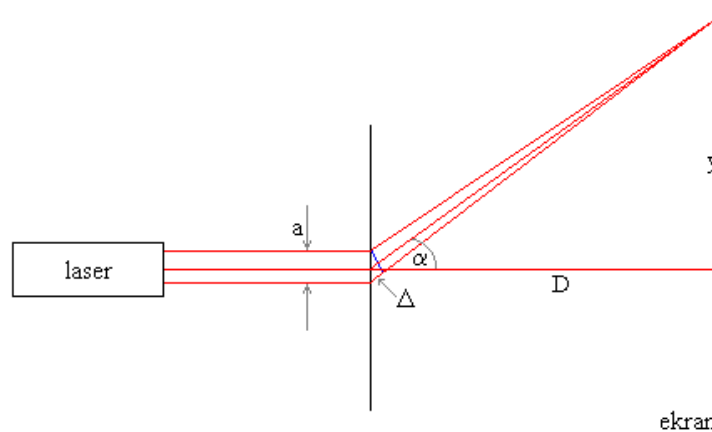


Rys. 18

Holografia może być wykorzystana do badań interferencyjnych. Na rysunku 18 przedstawiamy układ zwierciadeł pozwalający na rozdzielenie wiązki promieniowania spójnego i poprowadzenie dwoma różnymi drogami a następnie nałożenie wiązek na ekranie (E). Różnica dróg optycznych wytworzona została w komorze (K).

A. Pomiar długości fali świetlnej przy wykorzystaniu ugięcia na pojedynczej szczelinie.

Równoległa wiązka światła spójnego padająca na szczelinę ulega ugięciu pod różnymi kątami. Po nałożeniu się promieni ugiętych na ekranie powstanie obraz dyfrakcyjny.



Rys. 19

Warunkiem powstania minimum dyfrakcyjnego jest

$$\Delta = k\lambda ,$$

gdzie: Δ - jest różnicą dróg optycznych, a λ długością fali.

Ponieważ

$$\Delta = a \sin \alpha ,$$

więc

$$k \cdot \lambda = a \sin \alpha ,$$

stąd

$$\sin \alpha = \frac{k\lambda}{a} .$$

Z rysunku 19 łatwo zauważyć, że

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{y}{D} ,$$

ale

$$\sin \alpha = \frac{\operatorname{tg} \alpha}{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \alpha}} = \frac{\frac{y}{D}}{\sqrt{1 + \frac{y^2}{D^2}}} = \frac{y}{\sqrt{D^2 + y^2}} ,$$

zatem

$$\frac{k\lambda}{a} = \frac{y}{\sqrt{D^2 + y^2}} ,$$

a stąd

$$\lambda = \frac{a}{k} \cdot \frac{y}{\sqrt{D^2 + y^2}} . \quad (4)$$

Przebieg pomiarów.

1. Wyskalować okular mikrometryczny posługując się skalą wzorcową.

a) Na stoliku mikroskopu umieścić płytkę ze skalą wzorcową (o minimalnej działce $d_0=0,01\text{mm}$). Znaleźć ostry obraz skali.

b) Odczytać ze skali głównej i z bębna mikrometru wartość L_0 , gdy przecięcie nici pajęczych w okularze znajdzie się na kresce 0 skali wzorcowej.

c) Odczytać ze skali głównej i z bębna mikrometru wartość L , gdy przecięcie nici pajęczych znajdzie się odpowiednio na 5, 10,, 50 kresce skali wzorcowej.

d) Obliczyć współczynnik skalowania $\chi = \frac{L - L_0}{nd_0}$ (gdzie: n - liczba działek skali wzorcowej od 0 do kreski dla której wykonano pomiar L) dla każdego pomiaru oddzielnie.

e) Wyznaczyć średni współczynnik skalowania.

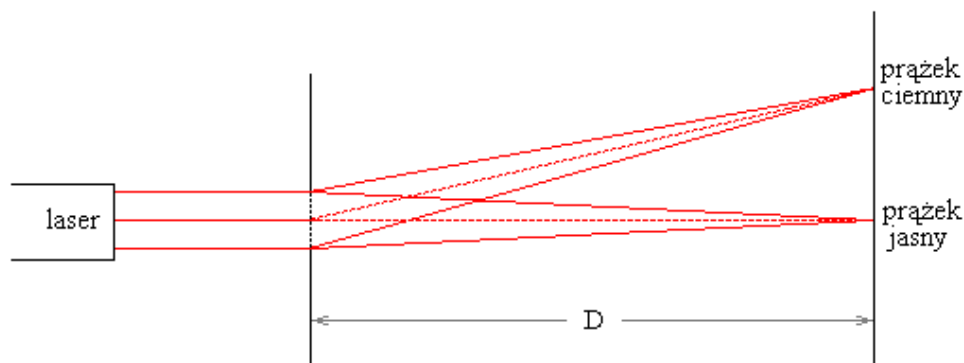
2. Na stoliku mikroskopowym umieścić przezroczę 11, zmierzyć szerokość pierwszej, drugiej szczeliny. Wyznaczyć odległość między krawędziami szczelin ze wzoru

$$a = \frac{L_2 - L_1}{\lambda}$$

3. Pomiary z punktu 2 powtórzyć 3-krotnie, wyznaczyć średnią szerokość szczeliny (dla każdej oddzielnie).
4. Zmontować układ jak na rysunku 19.
5. Zmierzyć przy pomocy suwmiarki odstęp ($2y$) między k prążkami oraz odległość D szczeliny od ekranu.
6. Pomiary z punktu 5 powtórzyć 3-krotnie dla tych samych prążków i położenia szczeliny.
7. Obliczyć długość fali ze wzoru 4.
8. Powtórzyć pomiary i obliczenia z punktów (4-7) dla szczelin o innych szerokościach a .
9. Przeprowadzić rachunek błędów i wyciągnąć wnioski.

B. Pomiar długości fali przy pomocy doświadczenia Younga.

Po przepuszczeniu wiązki światła spójnego przez układ dwóch równoległych szczelin na ekranie ustawionym w odległości D od szczelin pojawia się układ prążków interferencyjnych. Schemat doświadczenia przedstawiono na rysunku 20.



Rys. 20

Przebieg pomiarów.

1. Wyskalować okular mikrometryczny wykonując czynności z punktu A.1
2. Zmierzyć odstęp między środkiem szczelin posługując przezroczami 13, 15, i 12 (patrz pkt A2 i A3).
3. Zestawić układ jak na rysunku 20.
4. Zmierzyć przy pomocy suwmiarki odległość X_k między k ciemnymi prążkami.

5. Obliczyć odstęp między kolejnymi prążkami ze wzoru:

$$x = \frac{X_k}{k-1} .$$

6. Powtórzyć czynności z pkt 4, 5 trzykrotnie i wyznaczyć średnią wartość x .

7. Zmierzyć D (trzykrotnie), wyznaczyć średnią.

8. Obliczyć długość fali ze wzoru:

$$\lambda = \frac{x \cdot a}{D} .$$

9. Powtórzyć pomiary dla pozostałych szczelin.

10. Wyznaczyć średnią długość fali ze wszystkich pomiarów.

11. Przeprowadzić rachunek błędów i dyskusję wyników.

C. Badanie rozkładu prążków dyfrakcyjnych w zależności od odległości między szczelinami (a) i liczbą szczelin (n).

1. Wyskalować okular mikrometryczny zgodnie z punktem A1.

2. Zmierzyć odległość między szczelinami posługując się przeźroczykami 12, 13, 14 (patrz pkt A2 i A3).

3. Ustawić przeźrocza w odległości D od ekranu.

4. Zmierzyć odległość między 20 prążkami przy pomocy suwmiarki.

5. Obliczyć odstęp między kolejnymi prążkami .

6. Powtórzyć pomiary z pktu 3-5 dla innych szczelin.

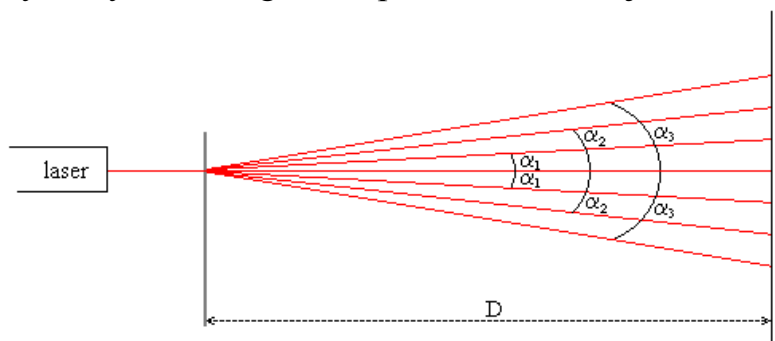
7. Powtórzyć pomiary 3-5 dla układów wieloszczelinowych.

8. Sporządzić wykresy zależności $x=f(a)$ oraz $x=f(n)$.

9. Przeprowadzić dyskusję wyników i rachunek błędów.

D. Wyznaczanie długości fali świetlnej przy pomocy siatki dyfrakcyjnej.

Wąską wiązką spójnego światła monochromatycznego oświetlamy bezpośrednio siatkę dyfrakcyjną. Na ekranie otrzymamy plamki świetlne położone symetrycznie względem plamki centralnej.



Rys. 21

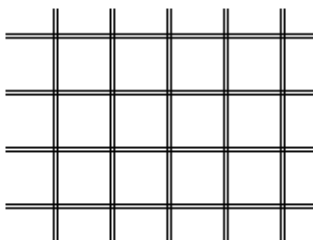
Wiązki ugięte pod kątem $\alpha_1, \alpha_2 \dots$ dają na ekranie plamkę odpowiadającą widmom I rzędu, II rzędu itp.

Przebieg pomiarów.

1. Wyskalować okular mikrometryczny (patrz A1).
2. Wyznaczyć stałą siatki dyfrakcyjnej (a), posłużyć się przezroczem 31, 32 (patrz A2, A3).
3. Zestawić układ jak na rysunku 21.
4. Zmierzyć odległość D .
5. Zmierzyć odległość między środkiem plamki centralnej a środkiem plamki I rzędu, II rzędu.
6. Pomiary z punktu 4-5 powtórzyć 3-krotnie.
7. Zmienić odległość D i pomiary z p-ktu 5 powtórzyć 3-krotnie.
8. Obliczyć długość fali λ ze wzoru 4 dla każdego pomiaru oddzielnie.
9. Wyznaczyć średnią długość fali.
10. Przeprowadzić rachunek błędów i dyskusję wyników.

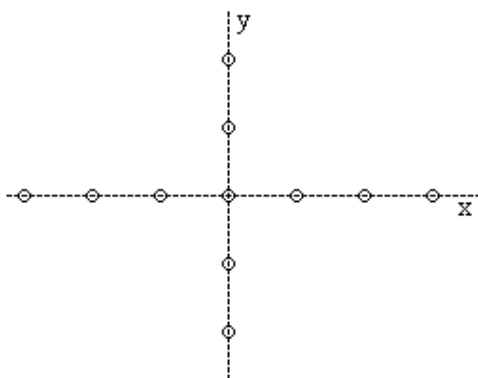
E. Pomiar długości fali przy pomocy skrzyżowanej siatki.

Przebieg pomiarów jak w ćwiczeniu D. Posłużyć się przezroczem 33 i 34. Wyznaczyć stałą siatki a_1 i a_2 .



Rys. 22

Pomiary wykonać dla wszystkich widm (wzdłuż osi x i y patrz rysunek 23).

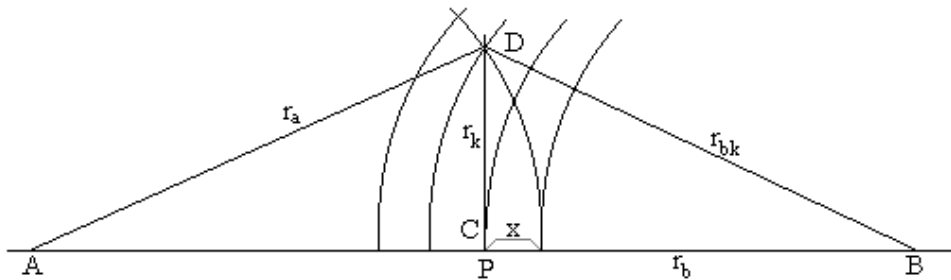


Rys. 23

F. Pomiar promieni stref Fresnela.

Dyfrakcję Fresnela obserwujemy w przypadku kulistego czoła fali. Jeżeli promień $r \rightarrow \infty$ dyfrakcja Fresnela przechodzi w dyfrakcję Fraunhofera.

Rozważmy prosty przypadek dyfrakcji Fresnela na małym otworze kołowym. Zgodnie z zasadą Huygensa można uważać, że otwór w przesłonie, do którego dotarła fala ze źródła punktowego staje się źródłem nowej fali kulistej. Zasada ta pozwala przewidywać kierunki odchylenia od prostoliniowości rozchodzenia się światła. Uwzględniając interferencję elementarnych fal Huygensa wybiegających z różnych punktów czoła fali otrzymamy wyjaśnienie zjawiska dyfrakcji w ujęciu Fresnela.



Rys. 24

Niech z punktu A wybiega fala kulista, której czoło o promieniu r_a , dobiegło do przesłony P . Światło obserwujemy w punkcie B odległym o r_b od przesłony P . Wykreślmy dookoła punktu B szereg powierzchni kulistych o promieniach odpowiednio równych r_b ,

$r_b + \frac{\lambda}{2}$, $r_b + \frac{2\lambda}{2}$, $r_b + \frac{3\lambda}{2}$, Kule te na powierzchni falowej wycinają szereg współśrodkowych pierścieni o promieniach r_k . Wyznaczają one tzw strefy Fresnela.

Z rysunku 24 łatwo zauważyć, że

$$r_k^2 = r_a^2 - (r_a - x)^2 = r_a^2 - r_a^2 + 2r_a x - x^2,$$

ponieważ $x \ll r_a$, to z dużym przybliżeniem możemy zapisać

$$r_k^2 \cong 2r_a x.$$

Również prawdziwy jest związek

$$r_k^2 = r_{bk}^2 - (r_b + x)^2,$$

gdzie

$$r_{bk} = r_b + \frac{k\lambda}{2},$$

zatem

$$r_k^2 = \left(r_b + \frac{k\lambda}{2}\right)^2 - (r_b + x)^2 = r_b^2 + r_b k\lambda + \frac{k^2 \lambda^2}{4} - r_b^2 - 2r_b x - x^2.$$

Porównując odpowiednie wzory dostaniemy

$$2r_a x = k\lambda r_b - 2r_b x,$$

stąd

$$x = \frac{k\lambda r_b}{2(r_a + r_b)} ,$$

oraz

$$r_k = \sqrt{k \frac{r_a r_b \lambda}{r_a + r_b}} . \quad (5)$$

Otrzymaliśmy zależność na promień k -tej strefy Fresnela. Powierzchnię k -tej strefy otrzymamy ze wzoru:

$$S_k = \pi(r_{k+1}^2 - r_k^2) = \frac{\pi r_a r_b}{r_a + r_b} \lambda . \quad (6)$$

Różnica faz fal wychodzących z sąsiednich stref jest równa $\frac{\pi}{2}$. Z uwagi na spójność amplitudy sąsiednich stref kolejno się wzmacniają lub osłabiają.
Wypadkowa

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - \dots = \sum_{n=1}^k (-1)^{n+1} A_n .$$

Z dużym przybliżeniem możemy przyjąć, że

$$A_k = \frac{1}{2}(A_{k-1} + A_{k+1}) ,$$

oraz

$$A = \frac{1}{2} A_1 .$$

Jeżeli otworek w przesłonie P przepuszczać będzie tylko pierwszą strefę, to w punkcie B otrzymamy amplitudę dwukrotnie większą, ponieważ działa tylko jedna strefa i natężenie światła będzie czterokrotnie większe niż bez użycia przesłony. Jeżeli otwór przepuszczać będzie dwie strefy, to w punkcie B nastąpi wygaszenie i otrzymamy ciemność. Przy złożeniu promieniowania z parzystej liczby stref dostajemy ciemność (wygaszenie promieniowania) a przy nieparzystej liczbie stref rozjaśnienie. Zaczerniając powierzchnie stref parzystych otrzymamy układ optyczny dający wzmocnienie światła, a więc działający podobnie jak soczewka jest to tzw płytka strefowa lub płytka Fresnela (Soreta). Wzór na ogniskową dla płytki możemy zapisać następująco:

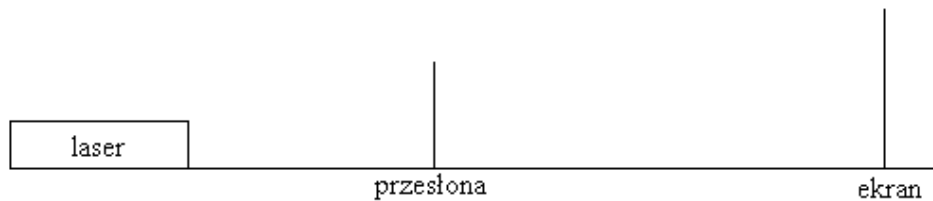
$$\frac{1}{r_a} + \frac{1}{r_b} = \frac{\lambda}{r_1^2} , \quad (7)$$

gdzie ogniskowa

$$f = \frac{r_1^2}{\lambda} . \quad (8)$$

Przebieg pomiarów.

1. Zbudować na ławie optycznej układ składający się z lasera, przesłony z otworkiem oraz ekranu.



2. Wyskalować okular mikrometryczny (patrz ćwiczenie A).
3. Zmierzyć średnicę otworu przesłony.
4. Ustawić przesłonę jak w punkcie 1.
5. Znaleźć położenie ekranu, kiedy nastąpi rozjaśnienie, pierwsze zaciemnienie, drugie rozjaśnienie, drugie zaciemnienie, itd.
6. Pomiary z pktu 3-5 powtórzyć trzykrotnie.
7. Zmienić przesłonę z otworkiem o innej średnicy i powtórzyć pomiary z pktu 3-6.
8. Obliczyć odległość kolejnych zaciemnień i rozjaśnień od przesłony ze wzoru (5).
9. Porównać wyniki pomiarów i obliczeń.
10. Obliczyć powierzchnię stref Fresnela (ze wzoru 6).
11. Przeprowadzić rachunek błędów i dyskusję wyników.

F'. Wykonanie pomiarów.

1. Ustawić układ jak w punkcie F1.
2. Znaleźć położenie minimów i maksimów od najdalej położonych do najbliżej.
3. Zmienić przesłonę o innej średnicy otworu i wykonać pomiary z pktu 2.
4. pomiary z pktów 2, 3 powtórzyć 6-krotnie.
5. Ze wzoru (5) obliczyć promienie stref Fresnela.
6. Ze wzoru (6) obliczyć powierzchnie stref Fresnela.
7. Przeprowadzić rachunek błędów i dyskusję wyników.

G. Pomiary przy użyciu płytki Fresnela.

1. Zestawić układ jak w punkcie 1F (w miejsce przesłony wstawić płytkę Fresnela).
2. Znaleźć ogniska (patrz wzory (7), (8)) dla kolejnych nieparzystych stref Fresnela.
3. Zmienić płytkę i powtórzyć pomiary z pktu 2.
4. Powtórzyć pomiary z pktu 2 i 3, 6-krotnie.
5. Zbadać wpływ odległości lasera od płytki na wielkości stref Fresnela.
6. Obliczyć promienie stref Fresnela ze wzoru (8).
7. Obliczyć pole stref Fresnela ze wzoru (6).
8. Wykonać rachunek błędów i przeprowadzić dyskusję wyników.

Literatura:

1. A. Piekara - Nowe oblicze optyki
2. J.R. Meyer-Arendt - Wstęp do optyki.
3. J. Orear - Fizyka t.2.
4. S.Szczeniowski - Fizyka doświadczalna t.IV. Optyka.
5. H.J.Caufield, Sun Lu - The applications of holografy.