



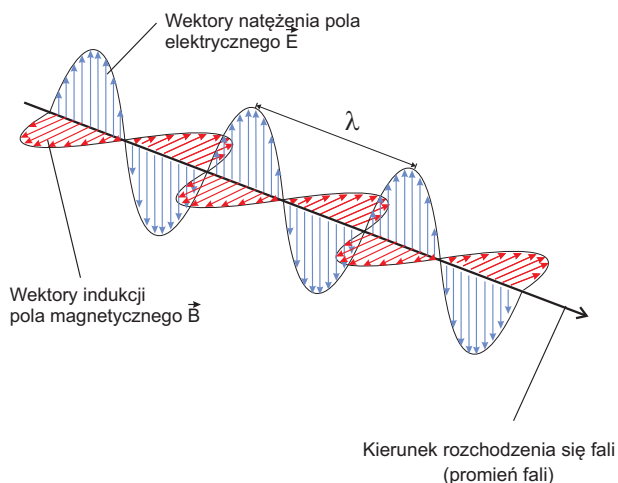
Ćwiczenie 47

Pomiar długości fali za pomocą siatki dyfrakcyjnej

Krzysztof Rębilas

ŚWIATŁO

W ujęciu optyki falowej, światło to fala elektromagnetyczna o długości od $0,38 \mu\text{m}$ do $0,76 \mu\text{m}$ (Rys. 1). Si-



Rysunek 1. Fala elektromagnetyczna.

noidalną falę elektromagnetyczną biegnącą wzdłuż osi x opisujemy tzw. funkcją falową charakteryzującą natężenie pola elektrycznego E w zależności od miejsca w przestrzeni x i czasu t :

$$E(x, t) = E_0 \sin 2\pi \left(\frac{x}{\lambda} - \frac{t}{T} \right). \quad (1)$$

E_0 oznacza **amplitudę** fali, czyli maksymalną wartość wektora natężenia pola elektrycznego. Argument funkcji \sin zwany jest **fazą** fali. Parametr λ to **długość fali**, czyli odległość między najbliższymi punktami fali o tej samej fazie, oraz T to okres fali, czyli czas jednego pełnego cyklu zmian wektora natężenia pola elektrycznego w miejscu, przez które przechodzi fala. Analogiczny wzór stosuje się do opisu wektora indukcji pola magnetycznego B fali elektromagnetycznej.

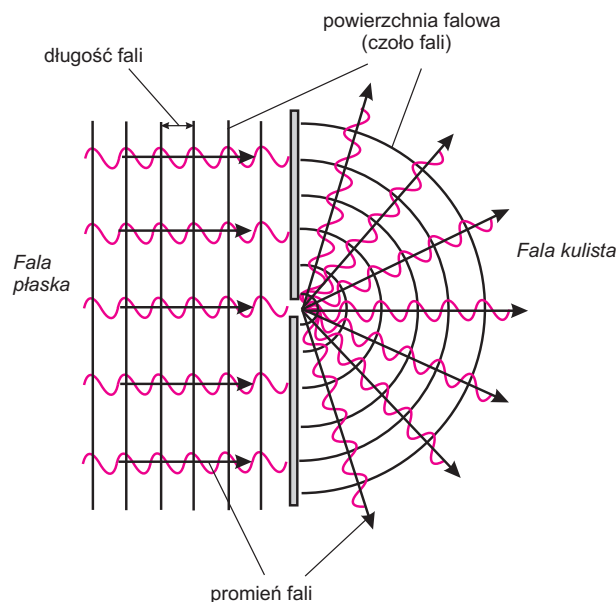
Fale rozchodzące się w jakimś obszarze przestrzeni wygodnie jest opisywać posługując się pojęciem powierzchni falowej (**czoła fali**). **Powierzchnia falowa** lub **czoło fali** to powierzchnia łącząca punkty fali, które w ustalonym momencie mają tę samą fazę - Rys. 2. Jeśli powierzchnie falowe mają kształt równoległych do siebie płaszczyzn -

falę taką nazywamy falą *płaską*. Jeśli powierzchnie falowe mają formę koncentrycznych sfer, wówczas mamy do czynienia z falą *kulistą*. Kierunek biegu fali, czyli **promień fali**, jest zawsze prostopadły do powierzchni falowej.

Zasada Huygensa pozwala opisać rozchodzenie się fali, w szczególności gdy fala natrafia na przeszkodę. Głosi ona, że:

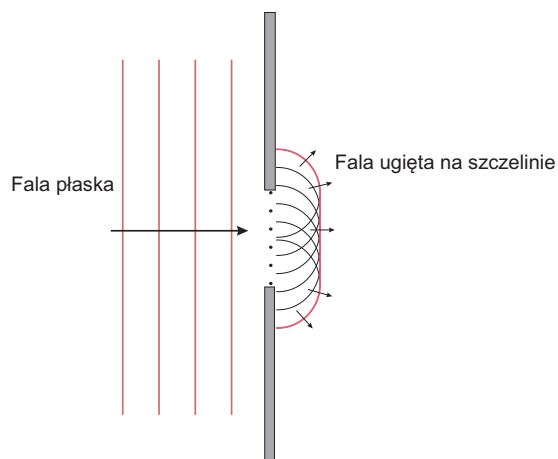
Każdy punkt, do którego dochodzi fala, można uważać za źródło wtórnej fali kulistej, przy czym w punktach rozłożonych na powierzchni falowej źródła elementarnych fal wtórnych są spójne i drgają zgodnie w fazie. Fale kuliste wtórne nakładają się na siebie, a powierzchnia falowa nowej fali jest obwiednią powierzchni falowych elementarnych fal kulistych.

Na Rys. 2 i 3 pokazano konstrukcję opartą na zasadzie



Rysunek 2. Fala płaska i fala kulista.

Huygensa pozwalającą znaleźć kształt fali po przejściu, odpowiednio, przez wąską i szeroką szczelinę.



Rysunek 3. Dyfrakcja na szerokiej szczelinie. Każdy punkt wewnątrz szczeliny jest źródłem wtórnej fali kulistej. Czoło nowej fali jest obwiednią czoł fali kulistych. Fala ugięta na szczelinie rozchodzi się w różnych kierunkach.

INTERFERENCJA I DYFRAKCJA

Interferencją nazywamy nakładanie się fal dające w wyniku stały rozkład w przestrzeni fali wypadkowej.

Aby w wyniku nakładania się fal otrzymać trwały efekt interferencyjny, nakładające się fale muszą być **monochromatyczne** i **spójne**. Monochromatyczność oznacza, iż mamy fale o jednej określonej długości fali λ . Dwie fale są spójne, gdy zachowana jest w czasie *stała* różnica faz między nakładającymi się falami.

Jeśli w danym miejscu dwie fale są *zgodne w fazie* (to znaczy, że w tym miejscu maksymalne wychylenie obu fal jest osiągane w tym samym momencie), wówczas w danym miejscu następuje tzw. **wzmocnienie interferencyjne** (interferencja konstruktywna), czyli wypadkowa fala ma amplitudę równą sumie amplitud fal składowych. Mówimy także, że w tym miejscu pojawia się **maksimum interferencyjne**.

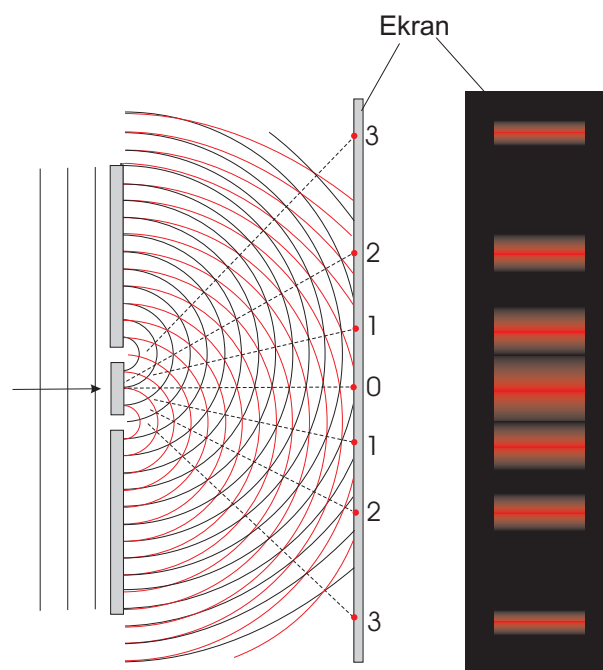
Jeśli w jakimś miejscu w przestrzeni dwie fale są *przeciwnie w fazie* (tzn. w tym miejscu, gdy jedna fala przyjmuje maksymalne wychylenie, w tym samym momencie druga fala ma wychylenie minimalne), wówczas w wyniku nałożenia się fal następuje tzw. **wygaszenie interferencyjne** (interferencja destruktywna) lub, innymi słowy, występuje **minimum interferencyjne**. Amplituda fali wypadkowej jest wtedy różnicą amplitud fal składowych. Gdy nakładające się fale mają jednakowe amplitudy, fala wypadkowa ma w minimum interferencyjnym amplitudę równą zero.

Zjawisku interferencji towarzyszy zjawisko dyfrakcji. **Dyfrakcją** nazywamy zmianę kierunku biegu fali w sytuacji, gdy fal przebiega w pobliżu krawędzi nieprzezroczystych ciał lub przechodzi przez wąskie szczeliny. Rys. 3 pokazuje efekt dyfrakcji fali płaskiej po przejściu fali przez szeroką szczelinę. Interferujące ze sobą cząstkowe

fale kuliste dają w wyniku nową falę rozchodzącą się w różnych kierunkach za szczeliną. Efekt dyfrakcji pojawia się także w sytuacji przedstawionej na Rys. 2, gdzie fala, pierwotnie biegnąca prostopadle do przesłony, za szczeliną rozbiega się we wszystkich kierunkach.

SIATKA DYFRAKCYJNA

Jeśli fala płaska pada na przesłonę, w której zrobiono dwie wąskie szczeliny, wówczas zgodnie z zasadą Huygenisa każda ze szczelin jest źródłem wtórnej fali kulistej - Rys. 4. Ponieważ do obu szczelin w tym samym momen-



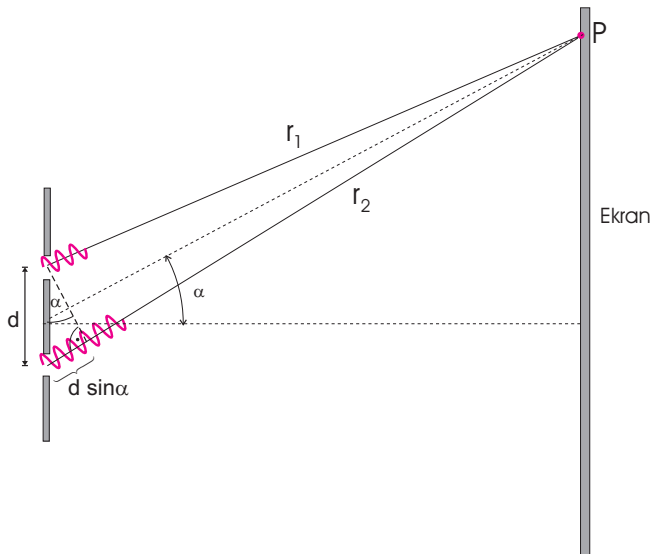
Rysunek 4. Wychodzące ze szczelin wtórne fale kuliste spotykają się zgodnie w fazie w miejscach zaznaczonych liniami przerywanymi. W miejscach oznaczonych na ekranie obserwujemy maksima interferencyjne (jasne prążki). Pomiędzy nimi znajdują się minima interferencyjne (obszar ciemny).

cie dociera czoło fali padającej, obie szczeliny są źródłami spójnymi (czyli wysyłającymi fale spójne), z których fale wychodzące mają w miejscu szczelin identyczne fazy. Światło z dwóch szczelin interferuje i pada na ekran umieszczony za przesłoną. Na ekranie pojawia się obraz interferencyjny w postaci kolejnych jasnych i ciemnych prążków (wzmocnień i wygaszeń interferencyjnych).

Jasny prążek, powstaje w miejscu na ekranie, gdzie fale wychodzące ze szczelin spotykają się zgodnie w fazie. Oznacza to, że różnica dróg optycznych $r_2 - r_1$ jest równa całkowitej wielokrotności długości fali λ - Rys. 5.

Z konstrukcji pokazanej na rysunku wynika, że:

$$r_2 - r_1 = d \sin \alpha, \quad (2)$$



Rysunek 5. Fale wychodzące ze szczelin ulegną wzmocnieniu interferencyjnemu w punkcie P, jeśli różnica dróg optycznych $r_2 - r_1 = d \sin \alpha$ będzie równa całkowitej wielokrotności długości fali λ .

gdzie d jest odległością między szczelinami. Warunek wzmocnienia interferencyjnego można zatem wyrazić równaniem:

$$d \sin \alpha_n = n \lambda, \quad (3)$$

gdzie $n = 0, 1, 2, 3, \dots$ jest numerem kolejnego wzmocnienia interferencyjnego i nazywane jest **rzędem** widma interferencyjnego. W centrum obrazu (pod kątem $\alpha_0 = 0$) znajduje się prążek zerowego rzędu. Kolejne maksima interferencyjne powstają pod kątami α_n .

Zwróćmy uwagę, że interferencja światła na szczelinach prowadzi do zjawiska dyfrakcji. Światło biegnące pierwotnie w kierunku prostopadłym do przesłony, za przesłoną zmienia kierunek i jest ugięte pod kątami α_n .

Znając odległość między szczelinami oraz mierząc kąt ugięcia α_n , można na podstawie wzoru (3) wyznaczyć długość fali λ . Jednakże w doświadczeniu z dwoma szczelinami maksima interferencyjne są stosunkowo szerokie, co utrudnia precyzyjny pomiar kątów α_n . O wiele dokładniejszy pomiar zapewnią nam użycie siatki dyfrakcyjnej.

Siatka dyfrakcyjna jest to przesłona, w której znajduje się wiele leżących blisko siebie i umieszczonych w jednakowych odległościach równoległych szczelin. Odległość d między szczelinami w siatce dyfrakcyjnej nazywa się *stałą siatki*. Po oświetleniu siatki dyfrakcyjnej światło wychodzące z każdej pary sąsiadujących ze sobą szczelin wzmocnia się pod kątami α_n zgodnie z warunkiem (3). Ponieważ dzieje się tak dla każdej pary szczelin, pod kątami α_n wzmocnia się światło pochodzące z bardzo wielu szczelin i otrzymujemy bardzo jasne prążki interferencyjne. Istotny jest też fakt, że prążki interferencyjne są bardzo wąskie, bowiem fale wychodzące z wielu szczelin

wygaszają się niemal całkowicie już dla kątów niewiele różniących od kątów α_n wyznaczających położenie maksimów interferencyjnych.

LASER

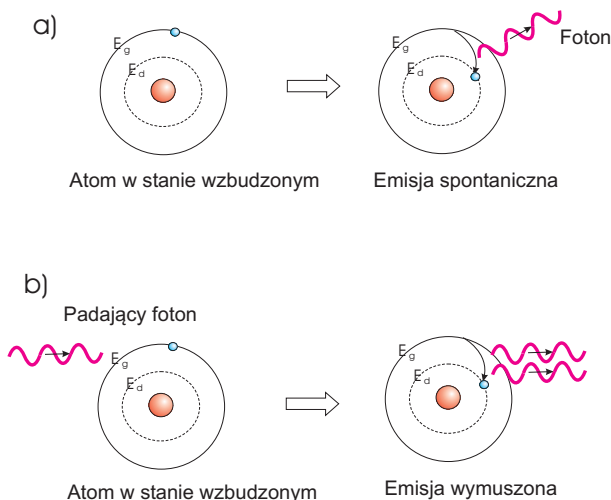
Aby w doświadczeniu z dwoma szczelinami (lub siatką dyfrakcyjną) mógł powstać trwały obraz interferencyjny, szczeliny muszą być oświetlone światłem pochodzącym z *jednego* źródła. Wówczas na szczeliny pada fala oświetlająca szczeliny *zgodnie w fazie*. Jeśli szczeliny byłyby oświetlane światłem z dwóch różnych źródeł (np. z dwóch lamp), wtedy nie otrzymamy obrazu interferencyjnego. Fale elektromagnetyczne emitowane przez rozżarzone druty lub płomień wysyłane są przez pojedyncze atomy lub cząsteczki w formie impulsów (światło nie-monochromatyczne) następujących w przypadkowych odstępach czasu. Fazy fal z dwóch lamp zmieniają się zatem często i przypadkowo i tak samo zmieniają się położenia maksimów i minimów interferencyjnych. Dzieje się to tak szybko, że nie jesteśmy w stanie zarejestrować obrazu interferencyjnego i w rezultacie ekran pozostaje mniej więcej równomiernie oświetlony.

W odróżnieniu od zwykłych źródeł światła, w **laserach** atomy emitują światło zgodnie w fazie, tak że fale opuszczające laser w *różnych* punktach są ze sobą spójne. Co więcej, gdy chodzi o samą falę wytwarzaną przez laser, to jest ona *monochromatyczna* i wykazuje wysoki stopień *spójności*, tzn. na długim odcinku przestrzeni ma formę jednej ciągłej fali sinusoidalnej (inaczej mówiąc, dwa punkty w przestrzeni, przez które przechodzi fala, mają stałą w czasie różnicę faz). W związku z tym światło pobrane z różnych punktów lasera, albo w nieco innych momentach, może służyć do wytwarzania trwałych obrazów interferencyjnych.

EMISJA WYMUSZONA I ZASADA DZIAŁANIA LASERA

Zjawisko emisji światła na poziomie atomów i cząstek tłumaczy teoria kwantowa. Klasyczna fala elektromagnetyczna o długości λ jest w ujęciu fizyki kwantowej strumieniem cząstek (kwantów światła) zwanych **fotonami**, z których każdy niesie energię równą $E_f = \frac{hc}{\lambda}$, gdzie h to stała Plancka, a c to prędkość światła.

Emisja światła z atomu lub cząsteczki odbywa się wtedy, gdy elektron będący na wyższym poziomie energetycznym E_g (stan wzbudzony atomu, cząsteczki) przechodzi na niższy poziom energetyczny o energii E_d . Emitowany jest wówczas foton o energii równej $E_f = E_g - E_d$. Emisja fotonu może zajść w przypadkowym momencie i w przypadkowym kierunku (emisja **spontaniczna**), jak to jest w przypadku zwykłych źródeł światła (Rys. 6a). Jednakże emisja może być również wywołana przez inny



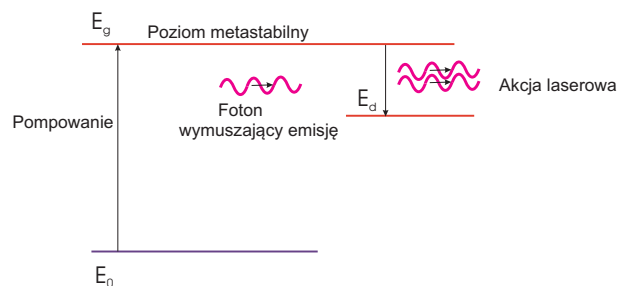
Rysunek 6. Przejściu elektronu w atomie wzbudzonym na niższy poziom energetyczny towarzyszy emisja fotonu. Emisja fotonu może mieć charakter: a) spontaniczny, b) wymuszony.

padający na atom w stanie wzbudzonym foton o energii $E_g - E_d$. Wtedy zachodzi tzw. **emisja wymuszona** (Rys. 6b). Wyemitowany z atomu foton ma dokładnie tę samą energię, kierunek, polaryzację i fazę jak foton padający. Właśnie emisję wymuszoną wykorzystuje się w laserach do wytwarzania monochromatycznego i spójnego światła.

Oprócz emisji fotonu z atomu możliwy jest proces odwrotny, w którym atom będący w niższym stanie energetycznym o energii E_d pochłonie foton o energii $E_f = E_g - E_d$ i przejdzie w stan wzbudzony o energii E_g . W normalnych warunkach w stanie równowagi termodynamicznej przeważa pochłanianie fotonów, bowiem większość z atomów znajduje się w stanach o niskiej energii. Aby otrzymać silną wiązkę światła powstającego w wyniku emisji wymuszonej musimy mieć więcej atomów

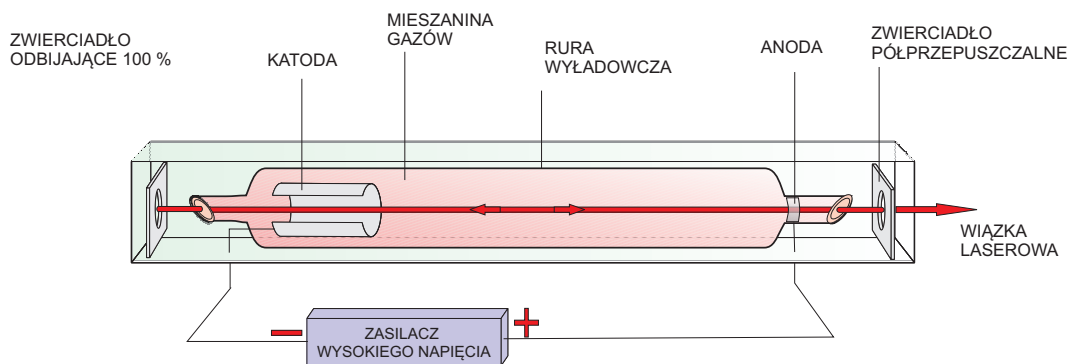
w wyższym stanie energetycznym niż w stanie o energii niższej. Sytuację taką nazywamy **inwersją obsadzeń**. Inwersji obsadzeń dokonuje się w tzw. procesie pompowania, w którym, np. poprzez wyładowania elektryczne, dostarcza się z zewnątrz energię atomom. Przechodzą one wówczas na wyższy metastabilny (czyli stosunkowo długożyciowy) poziom energetyczny, z którego w wyniku emisji wymuszonej może rozpocząć się akcja laserowa - Rys. 7.

Oprócz inwersji obsadzeń do wywołania emisji wymuszonej z atomów w stanie metastabilnym potrzebnych jest wiele identycznych fotonów wymuszających promieniowanie. Odpowiednią liczbę identycznych fotonów wymuszających emisję światła uzyskujemy dzięki tzw. rezonatorowi optycznemu. W najprostszej realizacji są to dwa zwierciadła, z których jedno jest zwierciadłem półprzepuszczalnym. Wyemitowane w aktywnym ośrodku fotony (pierwotnie w wyniku emisji spontanicznej) wracają po odbiciu od zwierciadeł do ośrodka wywołując kolejne



Rysunek 7. Schemat działania lasera.

emisje wymuszone, a część fotonów wydostaje się z lasera przez zwierciadło półprzepuszczalne w postaci promieniowania laserowego - Rys. 8.



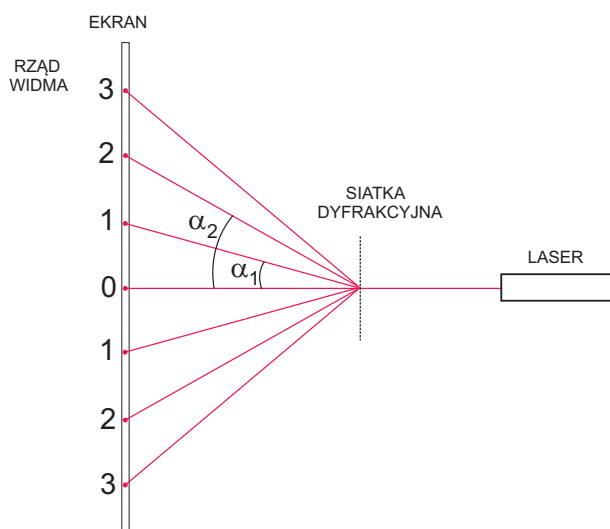
Rysunek 8. Laser gazowy. Rura lasera zamknięta jest okienkami nachylonymi pod kątem Brewstera (w celu minimalizacji strat przy odbiciu). Rezonator tworzą zewnętrzne zwierciadła, z których jedno jest zwierciadłem półprzepuszczalnym. Światło wyemitowane przez atomy wraca po odbiciu od zwierciadeł do rury z gazami wywołując kolejne emisje wymuszone. W czasie trwania akcji laserowej wyładowanie elektryczne stale podtrzymuje inwersję obsadzeń, pozwalając na ciągłą pracę lasera.

ZASADA POMIARU DŁUGOŚCI FALI

Fala świetlna emitowana przez laser, przechodząc przez siatkę dyfrakcyjną, ulega na jej szczelinach ugięciu (dyfrakcji). Wychodzące ze szczelin siatki ugięte wiązki interferują, tworząc na ekranie tzw. widmo interferencyjne, czyli układ jasnych prążków powstających w miejscach wzmocnień interferencyjnych. Kąt α_n , pod którym pojawiają się wzmocnienia interferencyjne (Rys. 9) określa wzór

$$\sin \alpha_n = \frac{n\lambda}{d}, \quad (4)$$

gdzie $n = 0, 1, 2, 3, \dots$ to numer kolejnego wzmocnienia interferencyjnego zwany *rzędem widma*, λ - długość fali oraz d to odległość między kolejnymi szczelinami zwana *stałą siatki dyfrakcyjnej*.

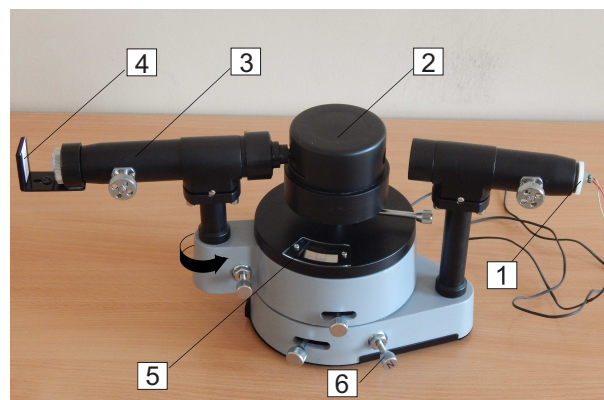


Rysunek 9. Schemat układu pomiarowego.

Mierząc kąt α_n dla poszczególnych rzędów widma n i znając stałą siatki d , można wyznaczyć długość fali, która na podstawie wzoru (4) jest dana formułą:

$$\lambda = \frac{d \sin \alpha_n}{n}. \quad (5)$$

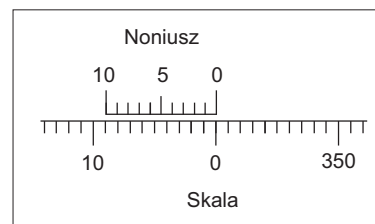
Układ pomiarowy przedstawia Rys. 10. Zasadniczym elementem układu doświadczalnego jest goniometr, czyli przyrząd służący do pomiaru kątów. Światło emitowane przez laser przechodzi przez siatkę dyfrakcyjną (zamkniętą w osłonie) i poprzez obrotową lunetkę pada na ekran z zaznaczoną na środku pionową linią. Ustawiając ruchomą lunetkę tak, aby na ekranie w miejscu pionowej linii znalazł się prążek widma interferencyjnego, możemy zmierzyć na skali pomiarowej goniometru kąt α_n , pod którym powstaje dany prążek.



Rysunek 10. Układ doświadczalny: 1 - laser, 2 - osłona siatki dyfrakcyjnej, 3 - obrotowa lunetka, 4 - ekran, 5 - skala pomiarowa goniometru, 6 - pokrętło N regulacji noniusza.

WYKONANIE ĆWICZENIA

1. Włączyć laser.
2. Ustawić ruchomą lunetkę goniometru tak, aby centralny nieugięty prążek rzędu 0 przypadł na pionową kreskę ekranu.
3. Pokrętle N goniometru przesunąć noniusz skali tak, aby 0 noniusza pokrywało się z 0 skali kątowej (Rys. 11).



Rysunek 11. Kalibracja skali dla prążka zerowego rzędu.

4. Przesunąć w lewo ruchomą lunetkę goniometru tak, aby na pionowej kresce ekranu pojawił się prążek 1 rzędu. Zanotować w tabeli kąt α_1 odczytany ze skali pomiarowej goniometru (**Uwaga:** noniusz tego goniometru ma 10 działek, a zatem jednej działce noniusza odpowiada $6'$). W podobny sposób wyznaczyć i zapisać położenie prążków wyższych rzędów.

5. Wyznaczyć położenie kątowe prążków odchylanych w prawą stronę wpisując do tabeli wyników **różnicę 360° minus kąt odczytany ze skali**.

Ugięcie w lewo			Ugięcie w prawo		
α_3	α_2	α_1	α'_1	α'_2	α'_3

6. Analogicznie wykonać pomiary dla innych laserów.
Wymiany lasera dokonuje prowadzący ćwiczenia.

OPRACOWANIE WYNIKÓW

1. Dla każdego rzędu widma obliczyć średni kąt ugięcia uwzględniając ugięcie w lewo i prawo.

2. Dla uzyskanych uśrednionych kątów obliczyć długość fali lasera ze wzoru (5) przyjmując, że stała siatki $d = 1/300$ mm.

3. Obliczyć długość fali lasera jako wartość średnią uzyskanych wyników.

4. Obliczenia wykonać dla każdego z laserów. Porównaj wyniki z danymi zawartymi w opisie lasera.

PODZIĘKOWANIE

Składam wielkie podziękowania panu dr. Piotrowi Janasowi za nieocenioną pomoc i ogrom pracy włożonej w przygotowanie zestawu doświadczalnego i zaadoptowanie go do warunków pracowni studenckiej.

LITERATURA

1. S. Pieńkowski, Fizyka doświadczalna, T.3, PWN 1955.
2. T. Dryński, Ćwiczenia laboratoryjne z fizyki, PWN 1965.
3. J. Massalski, Fizyka, WSZiP 1990.
4. J. Sielanko, Ćwiczenia laboratoryjne z fizyki, WUL 1994.
5. M. Nowak, Wybrane zagadnienia fizyki technicznej, P5 1996.