

DYFRAKCJA FALI ŚWIETLNEJ NA FALI ULTRADŹWIĘKOWEJ

Cel ćwiczenia: zapoznanie z mechanizmem powstawania akustooptycznej siatki dyfrakcyjnej i ugięcia fali świetlnej na tej siatce, wyznaczenie prędkości dźwięku w cieczach.

Zagadnienia: fala ultradźwiękowa, efekt akustooptyczny, fazowa siatka dyfrakcyjna, wydajność dyfrakcyjna.

85.1. Wprowadzenie

Fala ultradźwiękowa jest to fala akustyczna o częstotliwości większej niż 20 kHz. Mechanizm generacji i propagacji fal dźwiękowych w różnych ośrodkach przedstawiono w ćwiczeniu 16 (cz. II tego podręcznika) i przed przystąpieniem do niniejszego ćwiczenia należy się z nim zapoznać. Przechodząca przez ośrodek optyczny fala akustyczna powoduje powstanie w nim akustooptycznej siatki dyfrakcyjnej. Ponieważ znajomość mechanizmu dyfrakcji światła na siatce dyfrakcyjnej jest niezbędna podczas wykonywania tego ćwiczenia, należy również zapoznać się z ćwiczeniem 84, w którym przedstawiono tzw. równanie siatki dyfrakcyjnej amplitudowej. W niniejszym ćwiczeniu opisany zostanie efekt akustooptyczny i związane z nim ugięcie fali świetlnej na powstałej dzięki temu efektowi akustooptycznej siatce dyfrakcyjnej. Zjawisko to jest stosowane w optycznych modulatorach czy też układach sterujących wiązką świetlną, ponieważ zmieniając parametry fali akustycznej można wpływać na wiązkę świetlną przechodzącą przez siatkę akustooptyczną. Ponadto omówiony zostanie również sposób pomiaru prędkości ultradźwięku w cieczy, wykorzystujący wspomniane zjawisko.

85.2. Efekt akustooptyczny

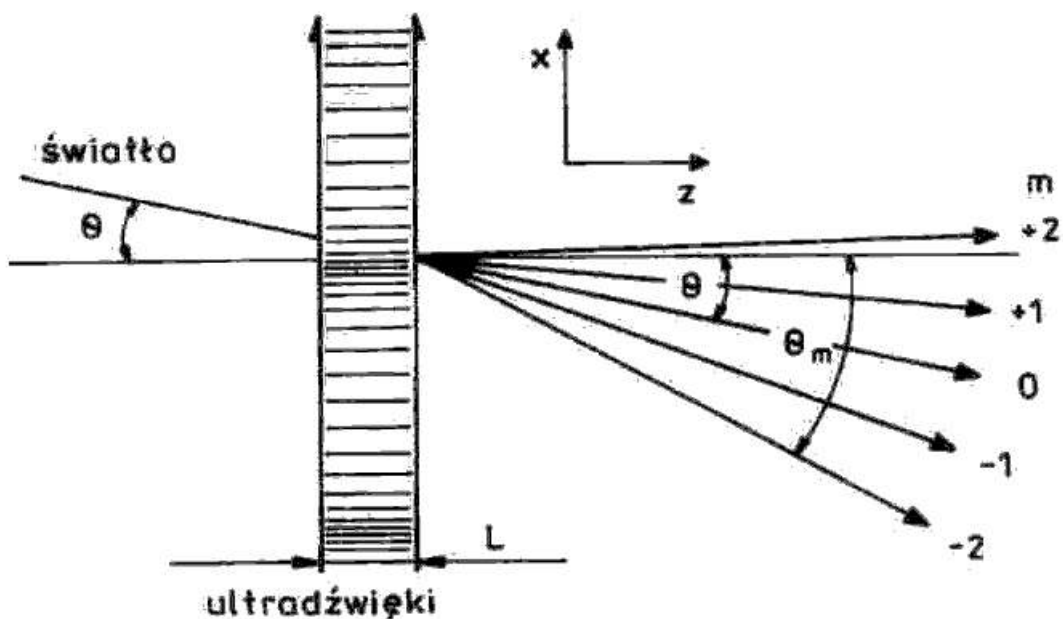
Efekt akustooptyczny polega na tym, że przechodząca przez dany ośrodek optyczny fala akustyczna wywołuje w nim zmiany jego własności optycznych,

w szczególności zmiany współczynnika załamania. Fala akustyczna, jako fala mechaniczna, powoduje w ośrodku sprężystym sinusoidalny rozkład jego gęstości, a ponieważ współczynnik załamania ośrodka zależy od gęstości, również jego rozkład będzie sinusoidalny.

Załóżmy, że w ośrodku rozchodzi się w kierunku x płaska, harmoniczna fala ultradźwiękowa o długości fali Λ i częstotliwości f (rys. 85.1). Spowoduje ona, że w obszarze zaburzonego rozkład współczynnika załamania opisany będzie następującym równaniem:

$$n(x,t) = n_0 + \Delta n \cos \left[2\pi \left(ft - \frac{x}{\Lambda} \right) \right], \quad (85.1)$$

gdzie t – czas, n_0 – współczynnik załamania ośrodka nie zaburzonego, Δn – amplituda zmian współczynnika załamania. Ta ostatnia wielkość zależy od mocy P fali akustycznej, przekroju poprzecznego S fali i własności fotosprężystych ośrodka, w którym rozchodzi się fala. Widać zatem, że zaburzenie ultradźwiękowe zamieniło ośrodek w fazową sinusoidalną siatkę dyfrakcyjną ze stałą siatki d , równą długości fali ultradźwiękowej Λ . Siatka ta różni się jednak od klasycznej siatki fazowej, ponieważ przesuwa się wzdłuż kierunku propagacji fali ultradźwiękowej z prędkością V , równą prędkości fali ultradźwiękowej (tzw. bieżąca siatka dyfrakcyjna) oraz ma skończoną grubość L



Rys. 85.1. Geometria układu dyfrakcyjnego

w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku propagacji fali ultradźwiękowej (tzw. gruba siatka dyfrakcyjna). Przesuwanie się siatki z prędkością V nie ma dużego wpływu na dyfrakcję światła, ponieważ prędkość fali akustycznej jest dużo mniejsza niż prędkość fali świetlnej.

W niektórych przypadkach można przyjąć, że rozważana siatka jest cienka. O tym, kiedy tak można zrobić, decyduje tzw. parametr Kleina–Cooka

$$Q = \frac{2\pi \lambda L}{\Lambda^2 \cos\theta}, \quad (85.2)$$

gdzie λ – długość fali światła padającego na siatkę (rys. 85.1), θ – kąt między kierunkiem propagacji fali świetlnej a normalną do kierunku propagacji fali ultradźwiękowej, L – liniowy rozmiar poprzeczny fali ultradźwiękowej.

Jeżeli $Q \ll 1$, to można uznać siatkę za cienką i wówczas mówi się o tzw. dyfrakcji Ramana–Natha, natomiast gdy $Q \gg 1$, wówczas siatkę uznaje się za grubą i mówi się wtedy o tzw. dyfrakcji Bragga. Ponieważ w układzie pomiarowym stosowanym w niniejszym ćwiczeniu spełniony będzie warunek $Q \ll 1$, dalej rozważana będzie tylko płaska, cienka fazowa akustooptyczna siatka dyfrakcyjna.

85.3. Dyfrakcja Ramana–Natha na fali biegnącej

Niech na płaską fazową akustooptyczną siatkę dyfrakcyjną pada prostopadle ($\theta = 0$; rys. 85.1) fala świetlna długości λ . Wówczas światło ugina się dokładnie tak jak na klasycznej siatce dyfrakcyjnej i zatem słuszny jest i w tym przypadku wzór

$$\Lambda \sin\theta_m = m \lambda, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2 \dots, \quad (85.3)$$

gdzie θ_m – kąt, pod jakim obserwowany jest m -ty prążek dyfrakcyjny.

Wyprowadzenie tego równania jest bardziej złożone niż w przypadku siatki amplitudowej. Można tu jedynie wspomnieć, że wyprowadzając to równanie należy znaleźć rozkład pola świetlnego tuż za siatką dyfrakcyjną, a następnie zastosować wobec niego zasadę Huygensa. Natężenie światła I_m w m -tym prążku dyfrakcyjnym

$$I_m = I J_m^2(u), \quad m = 0, \pm 1, \pm 2 \dots, \quad (85.4)$$

gdzie I – natężenie światła w wiązce zerowego rzędu po przejściu przez ośrodek nie zaburzony akustycznie, $J_m(u)$ – funkcja Bessela pierwszego rodzaju m -tego rzędu od argumentu u (jest to nieanalityczna funkcja matematyczna, będąca rozwiązaniem równania różniczkowego, w którym parametrem jest współczynnik m), zaś

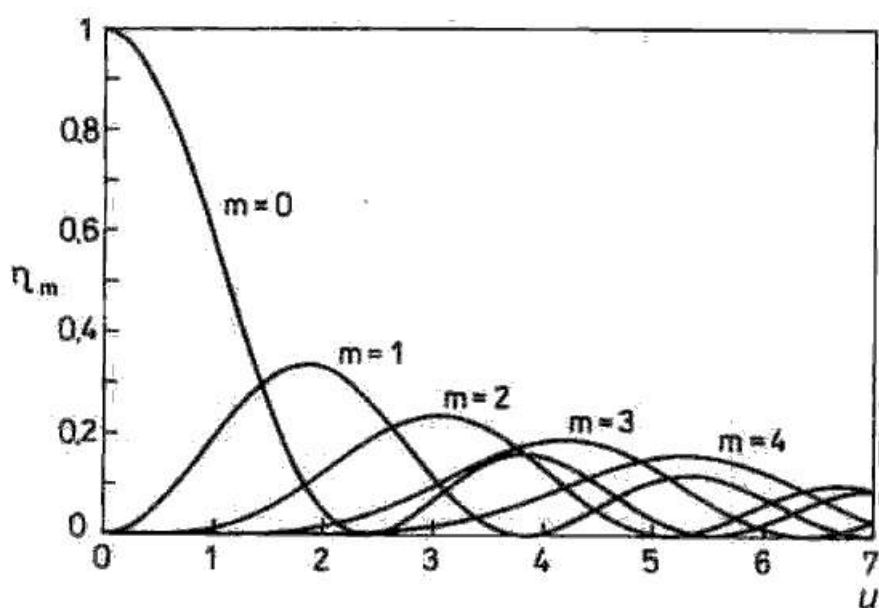
$$u = \frac{2\pi}{\lambda} L \Delta n. \quad (85.5)$$

Wygodniej jest wprowadzić inną wielkość, zwaną wydajnością dyfrakcyjną η_m w m -tym prążku dyfrakcyjnym

$$\eta_m = \frac{I_m}{I} = J_m^2(u). \quad (85.6)$$

Zależność opisaną równaniem (85.6) przedstawiono na rys. 85.2 dla początkowych pięciu rzędów dyfrakcyjnych. Z własności funkcji Bessela wynika, że są one funkcjami oscylującymi i mają nieskończenie wiele miejsc zerowych (rys. 85.2).

Zatem przy odpowiednio dobranym parametrze u (85.5) możliwe jest, czego nie ma w amplitudowych siatkach dyfrakcyjnych, wygaszenie prążka zerowego rzędu (całe światło zlokalizowane jest wyłącznie w wiązce ugiętej). W ogólnym przypadku możliwe jest wygaszenie pary prążków symetrycznie położo-



Rys. 85.2. Zależność wydajności dyfrakcyjnej η_m od parametru u dla początkowych pięciu rzędów dyfrakcyjnych

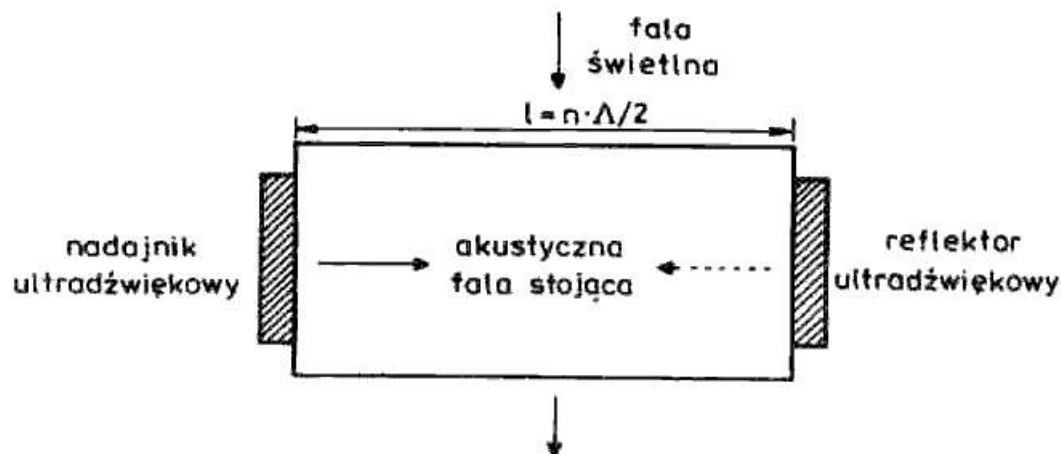
nych względem wiązki nie ugiętej. Ponieważ parametr u zależy od amplitudy współczynnika załamania Δn , a ta zależy m.in. od mocy fali ultradźwiękowej P , zrozumiałe jest, że w eksperymentalnym układzie pomiarowym można wygaszać prążki określonych rzędów zmieniając moc P fali ultradźwiękowej. Ponadto z rys. 85.2 wynika, że maksimum natężenia prążków dyfrakcyjnych dosyć szybko maleje ze wzrostem numeru prążka, co prowadzi do tego, że w układzie pomiarowym można zaobserwować przeciętnie 6–7 rzędów ugięcia.

85.4. Dyfrakcja Ramana–Natha na fali stojącej

Jak wiadomo, fala stojąca może być traktowana jako złożenie dwóch fal o jednakowych amplitudach i częstotliwościach, biegnących w przeciwnych kierunkach. Można ją wytworzyć np. poprzez wstawienie w bieg wiązki tzw. reflektora, czyli elementu odbijającego wiązkę, w tym przypadku falę ultradźwiękową. Należy jednak pamiętać, będzie to tylko przybliżenie, ponieważ reflektory (zwłaszcza dla fal ultradźwiękowych) nie mogą odbijać fali w 100%.

Fala stojąca może powstać w układzie nadajnik–reflektor (rys. 85.3), gdy dodatkowo spełniony jest warunek, aby odległość l między nadajnikiem a reflektorem była wielokrotnością połowy długości fali ultradźwiękowej Λ

$$l = n \frac{\Lambda}{2}, \quad n = 1, 2, 3, \dots$$



Rys. 85.3. Schemat układu, w którym powstaje stojąca siatka dyfrakcyjna

W rozważanym przypadku rozkład współczynnika załamania w obszarze występowania fali ultradźwiękowej można przedstawić w postaci

$$n(x, t) = n_0 + 2\Delta n \cos(2\pi ft) \cos\left(\frac{2\pi x}{\Lambda}\right). \quad (85.7)$$

Oznacza to, że mamy do czynienia ze stojącą fazową siatką dyfrakcyjną. Stała d siatki jest taka sama jak siatki biegnącej i równa długości fali Λ . W chwili $t = 0$ rozkład współczynnika załamania jest opisany równaniem

$$n(x, t = 0) = n_0 + 2\Delta n \cos\left(\frac{2\pi x}{\Lambda}\right), \quad (85.8)$$

natomiast w chwili $t = 1/2 f$ wynosi

$$n\left(x, t = \frac{1}{2f}\right) = n_0 - 2\Delta n \cos\left(\frac{2\pi x}{\Lambda}\right), \quad (85.9)$$

co można zapisać w następującej postaci:

$$n\left(x, t = \frac{1}{2f}\right) = n_0 + 2\Delta n \cos\left[\frac{2\pi}{\Lambda}\left(x - \frac{\Lambda}{2}\right)\right]. \quad (85.10)$$

W chwili pośredniej $t = 1/4 f$ siatka znika, ponieważ

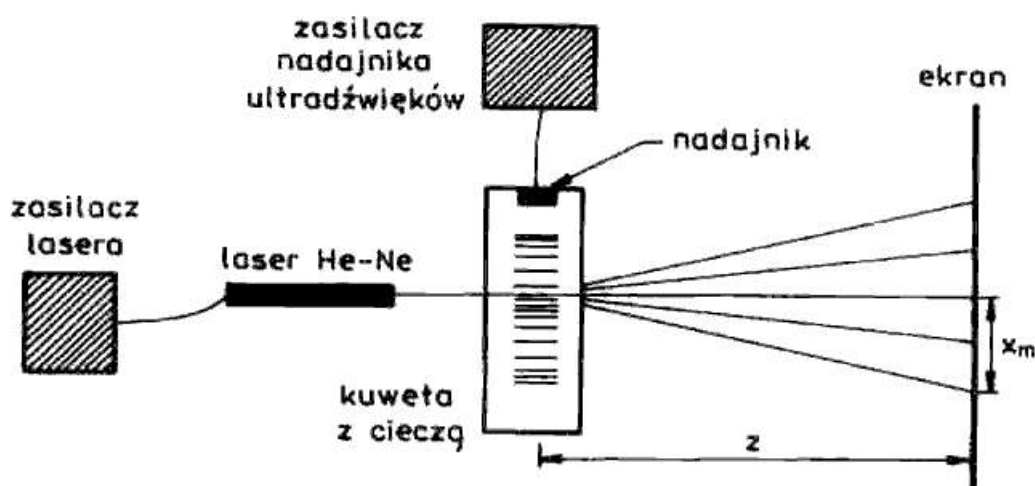
$$n\left(x, t = \frac{1}{4f}\right) = n_0. \quad (85.11)$$

Z trzech powyższych wzorów wynika, że przestrzenne położenie siatki zmienia się okresowo oscylując dwukrotnie w ciągu okresu $T = 1/f$ o wielkość $\Lambda/2$. Ponadto siatka dwukrotnie znika i dwukrotnie pojawia się w ciągu jednego okresu T drgań fali ultradźwiękowej.

Ponieważ stała siatki utworzonej przez falę stojącą jest taka sama jak w przypadku siatki biegnącej, padająca na tę siatkę fala świetlna ugiąć się będzie pod tymi samymi kątami θ_m , które spełniają równanie (85.3) dla fali biegnącej. Z powodu złożoności opisu matematycznego nie będzie tu przedstawiony wzór określający wydajność dyfrakcyjną. Należy jednak zauważyć, że różnica w obrazie dyfrakcyjnym będzie taka, że zaobserwuje się o wiele więcej rzędów ugięcia niż w przypadku dyfrakcji światła na biegnącej siatce akustooptycznej.

85.5. Układ pomiarowy

Układ pomiarowy składa się z dwóch części: akustycznej i optycznej (rys. 85.4). Część akustyczna to kuweta z generatorem fal ultradźwiękowych (element piezoceramiczny) i zasilacz generatora. Dwie przezroczyste ściany kuwety wypełnionej cieczą umożliwiają przejście światła przez kuwetę. Generator ultradźwięków emituje falę ultradźwiękową o średnicy około 1 cm. Zasilacz generatora służy do ustawienia odpowiedniej częstotliwości fali ultra-



Rys. 85.4. Schemat układu pomiarowego

dźwiękowej i regulacji mocy tej fali. Część optyczną układu stanowi laser He-Ne z zasilaczem oraz ekran ze skalą do obserwacji obrazu dyfrakcyjnego. Aby zaobserwować ten obraz, należy obie te części ustawić w konfiguracji prostopadłej, tzn. należy tak ustawić laser, aby kierunek propagacji wychodzącego z niego światła był prostopadły do kierunku propagacji fali ultradźwiękowej (praktycznie można przyjąć, że tak jest, gdy kierunek propagacji światła jest prostopadły do ścian kuwety). Ponadto należy ustawić ekran w odległości umożliwiającej wygodną obserwację obrazu dyfrakcyjnego. Dodatkowymi elementami układu pomiarowego są dwa reflektory: reflektor pionowy (którego ściana odbijająca ustawiona jest pionowo) oraz reflektor skośny (którego ściana odbijająca nachylona jest pod kątem 45° do poziomu). Ponadto w zestawie znajdują się dwa mierniki natężenia prądu oraz detektor światła. Sposób wykorzystania tych elementów przedstawiono w p. 85.6.

85.6. Zadania do wykonania

85.6.1. Wyznaczanie prędkości ultradźwięku w cieczy

Prędkość fali ultradźwiękowej V w badanej cieczy związana jest z długością fali Λ i częstotliwością f następującą zależnością:

$$V = \Lambda f. \quad (85.12)$$

Aby obliczyć prędkość dźwięku V (gdy jest znana częstotliwość f), należy znaleźć długość fali Λ . W tym celu należy zestawić układ pomiarowy zgodnie ze schematem na rys. 85.4. Na ekranie umieszczonym w odległości z pojawiają się prążki dyfrakcyjne różnych rzędów. Następnie należy zmierzyć odległość x_m m -tego prążka dyfrakcyjnego od położenia prążka zerowego rzędu. Ponieważ kąty ugięcia θ_m są bardzo małe, można zamienić w równaniu siatki (85.3) funkcję \sin funkcją tg . Ale

$$\text{tg} \theta_m = \frac{x_m}{z}, \quad (85.13)$$

a z równania (85.3) $\sin \theta_m \approx \text{tg} \theta_m = \frac{m\lambda}{\Lambda}$. Z porównania prawych stron uzyskuje się następujący wzór określający długość fali ultradźwiękowej Λ :

$$\Lambda = \frac{m\lambda z}{x_m}. \quad (85.14)$$

Dla rzędów dyfrakcji wskazanych przez prowadzącego ćwiczenia należy wyznaczyć długość fali Λ ze wzoru (85.14), a następnie prędkość ultradźwięku V w badanej cieczy ze wzoru (85.12). Jeżeli układ pomiarowy na to pozwala, wykonać pomiary dla innej częstotliwości f . Porównać otrzymany wynik z wartością tablicową. Obliczyć błąd metodą pochodnej logarytmicznej.

85.6.2. Obserwacja obrazu dyfrakcyjnego dla przypadku stojącej fali ultradźwiękowej

W celu zaobserwowania tego obrazu należy do kuwety włożyć reflektor pionowy i to możliwie blisko nadajnika. Następnie należy tak obracać i przesuwając ten reflektor, aby uzyskać gwałtowne zwiększenie ilości światła w prążkach dyfrakcyjnych wyższych rzędów. Mamy wówczas do czynienia ze

stojącą siatką akustooptyczną. Można się wtedy przekonać, czy rzeczywiście stała siatki nie zmieniła się, co można poznać po tym, że położenia prążków (zwłaszcza niższych rzędów) nie zmieniły się.

85.6.3. Obserwacja dwuwymiarowego obrazu dyfrakcyjnego

Dotychczas obserwowane obrazy były jednowymiarowe, tzn. obserwowano dyfrakcję tylko w jednym kierunku x . Obraz dwuwymiarowy możemy uzyskać wówczas, gdy fala świetlna przechodzi przez dwie siatki dyfrakcyjne, których kierunki propagacji są do siebie prostopadłe. Do tego celu służy reflektor kątowy, który umieszcza się w ten sposób, aby odbita od niego fala ultradźwiękowa przechodziła ponownie przez obszar propagacji fali świetlnej prostopadłe do fali padającej. Na ekranie zaobserwuje się wówczas siatkę prążków rozciągających się w kierunkach x i y .

85.6.4. Wyznaczanie wydajności dyfrakcyjnej

Wydajność dyfrakcyjna η_m w m -tym prążku dyfrakcyjnym jest opisana równaniem (85.6). Celem tej części ćwiczenia jest wyznaczenie zależności wydajności dyfrakcyjnej η_m dla różnych rzędów ugięcia od natężenia prądu J , płynącego przez generator ultradźwięków. Należy najpierw zmierzyć natężenie prądu i , jakie rejestruje detektor, gdy pada na niego fala świetlna nie zakłócona akustycznie ($J = 0$, $m = 0$), a następnie przesunąć detektor w miejsce określonego prążka rzędu m i zmierzyć zależność natężenia prądu i_m w funkcji natężenia prądu J zasilającego generator ultradźwięków. Wydajność dyfrakcyjną obliczać ze wzoru

$$\eta_m(J) = \frac{i_m(J)}{i}. \quad (85.15)$$

Zaleca się wyznaczenie tej charakterystyki dla rzędu zerowego (wiązka nie ugięta) i dla jednego z niższych rzędów ugięcia ($m = 1$ lub 2). Charakterystyki przedstawić na jednym wykresie i porównać z rysunkiem 85.2.

Literatura: [10]