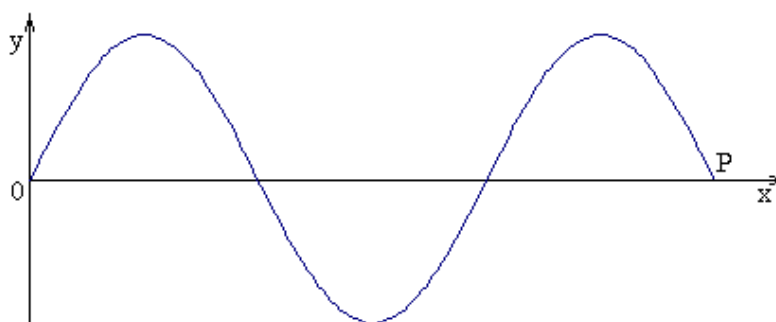


ĆWICZENIE 9

BADANIE FAL AKUSTYCZNYCH

Wprowadzenie.

Rozchodzenie się zaburzeń elementów masy w jakimś ośrodku sprężystym nazywamy falą sprężystą. W każdym rzeczywistym ośrodku sprężystym cząsteczki powiązane są siłami międzycząsteczkowymi. Dzięki temu każda cząsteczka ma określone położenie równowagi trwałej. Wytrącenie z położenia równowagi wywołuje drganie cząsteczki wokół punktu równowagi wzdłuż odcinka lub krzywej zamkniętej. Pobudzona cząsteczka oddziałuje zmienną siłą na cząsteczki sąsiednie. Powoduje to ich drgania wymuszone. Wytrącenie z położenia równowagi jednej cząsteczki wywołuje ruch wymuszony innych cząsteczek. Dzięki temu zaburzenie równowagi rozprzestrzenia się w całym ośrodku. Załóżmy, że mamy do czynienia z ośrodkiem jednorodnym. Niech zaburzenie wywołane w ośrodku rozchodzi się wzdłuż prostej Ox.



Rys 9.1

Cząsteczka położona w początku układu współrzędnych w chwili $t = 0$ rozpoczyna drgania w kierunku osi Oy. Działa na nią siła skierowana do środka drgań. Jeżeli założymy, że jest ona proporcjonalna do wychylenia, wówczas drgania są drganiami harmonicznymi i można oznaczyć je równaniem

$$y = A \sin \omega t,$$

gdzie: y - wychylenie z położenia równowagi,

A - amplituda wychylenia,

ω - częstość drgań,

t - czas liczony od momentu wytrącenia cząsteczki z położenia równowagi.

Zgodnie z tym co powiedzieliśmy wcześniej drgania ośrodka nie zmniejszają się, a są przenoszone wzdłuż tego ośrodka. Zaburzenia w chwili t' późniejszej od $t = 0$ o τ docierają do punktu P. Wychylenie cząstki w punkcie P opisuje równanie

$$y = A \sin \omega t' = A \sin \omega(t - \tau).$$

Jeżeli ośrodek jest jednorodny to

$$x = v\tau,$$

gdzie: x - odległość punktu P od początku układu,

v - prędkość rozchodzenia się zaburzenia,

wówczas

$$y = A \sin \omega \left(t - \frac{x}{v} \right). \quad /1/$$

Jest to kinetyczne równanie fali płaskiej rozchodzącej się w kierunku osi x . Podaje ono zależność od czasu t wielkości wychylenia z położenia równowagi punktu odległego od źródła drgań o x . Zróżniczkujmy to równanie dwukrotnie względem t oraz x .

$$\begin{aligned} \frac{\partial y}{\partial t} &= A \omega \cos \omega \left(t - \frac{x}{v} \right), \\ \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} &= -A \omega^2 \sin \omega \left(t - \frac{x}{v} \right), \end{aligned} \quad /2/$$

oraz

$$\begin{aligned} \frac{\partial y}{\partial x} &= -\frac{A}{v} \omega \cos \omega \left(t - \frac{x}{v} \right), \\ \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} &= -\frac{A}{v^2} \omega^2 \sin \omega \left(t - \frac{x}{v} \right). \end{aligned} \quad /3/$$

Z /2/ i /3/ wynika równość

$$\frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = v^2 \frac{\partial^2 y}{\partial x^2},$$

lub

$$\frac{\partial^2 y}{\partial x^2} - \frac{1}{v^2} \cdot \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = 0. \quad /4/$$

Otrzymaliśmy różniczkowe równanie fali płaskiej rozchodzącej się wzdłuż prostej Ox .

Faza fali określa położenie cząstki drgającej względem punktu równowagi oraz wszystkie parametry jej ruchu. W równaniu /1/ fazą jest argument funkcji sinus.

$$\phi = \omega \left(t - \frac{x}{v} \right). \quad /5/$$

Czasem faza ma strukturę bardziej złożoną

$$\phi = \omega \left(t - \frac{x}{v} \right) + \phi_0, \quad /6/$$

gdzie: ϕ_0 - jest fazą początkową.

Faza początkowa określa położenie cząsteczki drgającej ośrodka względem punktu równowagi, gdy $t = 0$ i $x = 0$.

Różnica faz

$$\phi - \phi_0 = \omega \left(t - \frac{x}{v} \right).$$

Jeżeli

$$\Delta\phi = \phi - \phi_0 = \text{const},$$

to również

$$\omega \left(t - \frac{x}{v} \right) = \text{const}.$$

Jest to równanie powierzchni falowej. Różniczkując ostatnie wyrażenie względem czasu otrzymujemy:

$$\omega \left(1 - \frac{1}{v} \cdot \frac{dx}{dt} \right) = 0,$$

stąd

$$v = \frac{dx}{dt}. \quad /7/$$

Prędkość v jest prędkością rozprzestrzeniania się powierzchni falowej. Ponieważ powierzchnię falową otrzymujemy jako zbiór punktów o jednakowych fazach, to otrzymana prędkość jest prędkością fazową.

Odległość między kolejnymi punktami w fali będącymi w zgodnych fazach jest długością fali λ , a czas jaki zaburzenie zużywa na jej pokonanie nazywa się okresem T . Wzór /7/ możemy zapisać

$$v = \frac{\lambda}{T} = \lambda\nu, \quad /8/$$

gdzie: ν - jest częstotliwością.

Częstość kołowa

$$\omega = 2\pi\nu. \quad /9/$$

Wykorzystując związki /8/ i /9/ fazę /5/ możemy zapisać wzorem

$$\phi = 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right) = 2\pi \left(\nu t - \frac{x}{\lambda} \right).$$

W jednorodnym ośrodku trójwymiarowym źródła punktowe wytwarzają fale kuliste. Kinetyczne równanie takiej fali można zapisać w postaci

$$\psi = A \sin(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}), \quad /10/$$

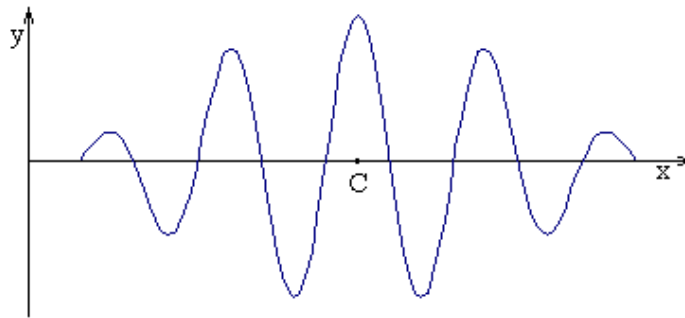
gdzie: \vec{k} - jest wektorem falowym, którego moduł $k = 2\pi/\lambda$,

moduł wektora \vec{r} jest promieniem fali.

Uogólniając równanie /1/ i /10/ mamy:

$$\psi = A e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})}. \quad /11/$$

W opisanych przypadkach energia niesiona przez falę także rozprzestrzenia się z prędkością fazową. Jeżeli środowisko jest dyspersyjne to prędkość rozprzestrzeniania się zaburzenia zależy od częstotliwości. W przypadku rozprzestrzeniania się w takim ośrodku kilku fal o częstotliwościach niewiele różniących się energia rozprzestrzenia się z prędkością inną niż prędkość fazowa. Nałożenie się wielu fal o zmiennych częstotliwościach tworzy paczkę falową.



Rys. 9.2

W każdym momencie czasu maksymalna amplituda rozprzestrzeniającej się w jednym kierunku paczki odpowiada tej części przestrzeni, w której znajduje się maksimum energii fal (centrum paczki C). Centrum przemieszcza się w przestrzeni a z nim energia fali. W centrum paczki fazy fal tworzących paczkę są zgodne i faza w tym obszarze nie zależy od długości fali. Weźmy zatem fazę

$$\phi = 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right) = 2\pi\left(\frac{vt}{\lambda} - \frac{x}{\lambda}\right),$$

przy czym dla centrum paczki

$$\phi = 2\pi\left(\frac{vt}{\lambda} - \frac{x_c}{\lambda}\right), \quad /12/$$

gdzie: x_c - współrzędne centrum paczki.

Różniczkując wzór /12/ względem długości fali λ otrzymamy:

$$\frac{d\phi}{d\lambda} = 2\pi\left(t \frac{d}{d\lambda}\left(\frac{v}{\lambda}\right) + \frac{x_c}{\lambda^2}\right).$$

Ponieważ w centrum ϕ nie zależy od λ to

$$\frac{d\phi}{d\lambda} = 0,$$

więc

$$t = \left(\frac{1}{\lambda} \cdot \frac{dv}{d\lambda} - \frac{v}{\lambda^2}\right) + \frac{x_c}{\lambda^2} = 0.$$

Stąd

$$x_c = vt - t\lambda \frac{dv}{d\lambda}.$$

Wzór ten różniczkujemy względem czasu

$$\frac{dx_c}{dt} = v - \lambda \frac{dv}{d\lambda} = v_{gr}. \quad /13/$$

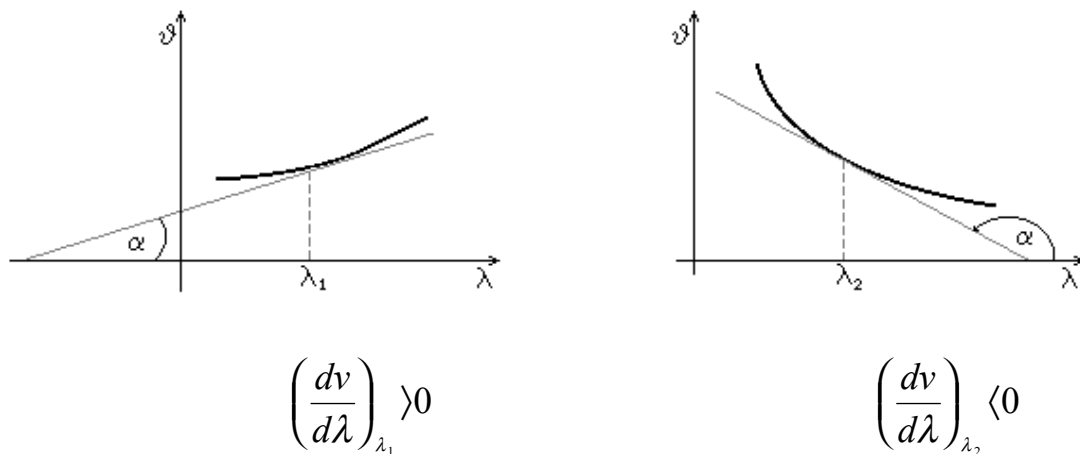
Otrzymaliśmy związek na prędkość grupową.

Jeżeli prędkość fazowa nie zależy od długości fali, to $dv/d\lambda = 0$

i $v_{gr} = v$ - ośrodek nie jest dyspersyjny.

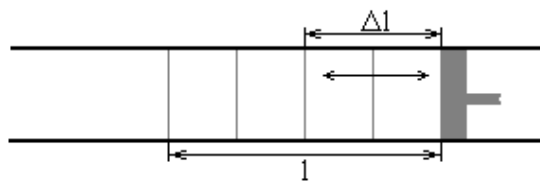
Jeżeli $dv/d\lambda > 0$, to $v_{gr} < v$, oraz jeżeli $dv/d\lambda < 0$, to $v_{gr} > v$.

Wykres zależności v od długości fali λ w obu przypadkach przedstawiono na rysunku 9.3



Rys. 9.3

Zbadajmy falę rozchodzącą się w ośrodku doskonale sprężystym. Pod wpływem krótkotrwałego działania siły F cząsteczki ośrodka poruszają się z prędkością



$$u = \Delta l / \Delta t,$$

gdzie: Δl - przemieszczenie w kierunku ruchu cząsteczek.

W tym samym czasie Δt zaburzenie w ośrodku przebiega odcinek l z prędkością v .

$$l = v \Delta t.$$

Z drugiej zasady dynamiki

$$F \Delta t = m u,$$

przy czym

$$m = \rho S l,$$

gdzie: ρ - gęstość ośrodka,
 S - powierzchnia części zaburzenia.

Zatem

$$F\Delta t = \rho S l \frac{\Delta l}{\Delta t}.$$

Z prawa Hooke'a dla odkształceń objętościowych mamy

$$\frac{F}{S} = K \frac{\Delta V}{V},$$

gdzie: K - jest współczynnikiem ściśliwości.

Z dwóch ostatnich wzorów łatwo zauważyć, że

$$K \frac{\Delta V}{V} = \rho \frac{l\Delta l}{\Delta t^2} = \frac{\rho l^2 S \Delta l}{\Delta t^2 V} = \rho \frac{l^2}{\Delta t^2} \cdot \frac{\Delta V}{V}.$$

Ostatecznie

$$K = \rho v^2, \text{ bo } \frac{l^2}{\Delta t^2} = v^2.$$

Stąd

$$v = \sqrt{\frac{K}{\rho}}.$$

Wzór pozwala obliczyć prędkość rozchodzenia się dźwięku w ośrodku sprężystym. Dla gazów wygodniej skorzystać ze wzoru:

$$v = \sqrt{\frac{\chi p}{\rho}},$$

gdzie: $\chi = c_p/c_v$,

lub

$$v = \sqrt{\frac{\chi R T}{\mu}},$$

gdzie: p - ciśnienie,

c_p - ciepło właściwe pod stałym ciśnieniem,

c_v - ciepło właściwe w stałej objętości,

R - stała gazowa,

T - temperatura bezwzględna gazu,

μ - masa cząsteczkowa.

Jeżeli weźmiemy pod uwagę powietrze, to

$$\frac{\chi R}{\mu} = k' \cong 0,4 \left[\frac{m^2}{s^2 K} \right],$$

wówczas

$$v = \sqrt{k'T} = k\sqrt{T}. \quad /17/$$

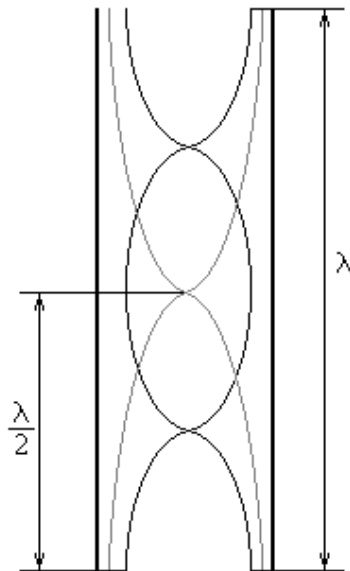
W temperaturze T_0 prędkość

$$v_0 = k\sqrt{T_0} . \quad /18/$$

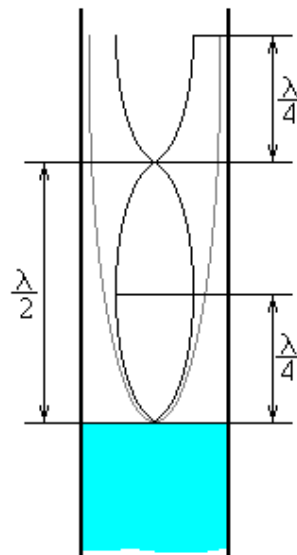
Ze wzorów /17/ i /18/ otrzymujemy

$$v = v_0\sqrt{\frac{T}{T_0}} . \quad /19/$$

Źródłami dźwięku są drgające z odpowiednią częstotliwością struny, pręty, płyty, słupy powietrza itp. Drgająca struna, kamerton; często jest źródłem mało słyszalnym. Tłumaczymy to słabym sprzężeniem układu drgającego z otaczającym powietrzem w wyniku powstania wirowych strumieni powietrza, wokół źródeł, nie wywołujących rozchodzących się zaburzeń w postaci zagęszczeń lub rozrzedzeń powietrza. Aby te sprzężenia wzmocnić umieszcza się źródła dźwięku na różnego rodzaju podłożach rezonansowych. Rezonans akustyczny polega na tym, że drgania źródła wzbudzają drgania tych ciał w otoczeniu źródła, których częstości drgań własnych są równe częstości drgań źródła. Przykładem opisanego zjawiska może być rezonans zachodzący w słupach powietrza pod wpływem drgań widełek kamertonu, membrany głośnika itp. Jeżeli częstość drgań własnych słupa powietrza zawartego w rurze np. jednostronnie zamkniętej, jest taka jak źródła zewnętrznego, to słabe zaburzenia wywołane przez źródło pobudzają do drgań słup powietrza. Fala padająca odbija się od ośrodka gęstszego (np. dna cylindra, powierzchni wody w cylindrze) i interferuje z falą padającą tworząc falę stojącą, w której strzałka powstaje zawsze przy wylocie cylindra, a węzeł na powierzchni wody (dna) (patrz rysunek niżej).



Rys. 9.4



Rys. 9.5

W przypadku rury otwartej na obu jej końcach powstają strzałki ponieważ fala padająca odbija się od ośrodka nie gęstszego niż powietrze w rurze. Zazwyczaj obok tonu podstawowego odpowiadającego największej długości fali (na

rysunkach oznaczonej jasną linią) i najmniejszej częstotliwości w rurze wzbudzają się tzw. tony harmoniczne, których częstotliwość jest całkowitą wielokrotnością częstotliwości tonu podstawowego (na rysunkach oznaczono ton harmoniczny ciemną linią). Ponieważ fala akustyczna jako fala podłużna polega na rozchodzeniu się odkształceń objętości, którym towarzyszą zmiany ciśnienia, strzałka tej fali oznacza miejsce, w którym zmiany amplitudy ciśnienia są największe, a węzeł miejsca, w których ciśnienie nie ulega zmianie. Fala stojąca w słupie powietrza ograniczonym ściankami naczynia (w naszym przypadku rury) jest źródłem bardzo intensywnego dźwięku o częstotliwości źródła zewnętrznego. Jest to efekt rezonansu akustycznego. W przypadku mechanicznych źródeł dźwięku wzmocnienie uzyskuje się wykorzystując zjawisko rezonansu (pudła rezonansowe) lub poprzez wzmocnienie w przetwornikach elektrycznych za pośrednictwem drgań elektrycznych. Badając dźwięk możemy wyróżnić jego cechy obiektywne i subiektywne. Do cech obiektywnych zaliczamy częstotliwość, kształt fali akustycznej oraz natężenie dźwięku. Cechami subiektywnymi zależnymi od własności ucha obserwatora są wysokość dźwięku, barwa oraz głośność. Wysokość dźwięku zależy od częstotliwości drgań. Ucho odbiera dźwięki jako wysokie jeżeli częstotliwość jest duża i odpowiednio niskie jeżeli częstotliwość jest mała. Barwa jest charakterystyczna dla danego źródła i wiąże się z widmem tonów harmonicznych. Każde źródło wysyła dźwięki, które możemy rozłożyć na ton podstawowy oraz tony harmoniczne. Mieszanka tonów harmonicznych i ich głośności dają barwę dźwięku. Głośność wiąże się z amplitudą drgań oraz częstotliwością. Ucho ludzkie nie jest jednakowo czułe na tony o różnych częstotliwościach i tych samych amplitudach. Największą czułość wykazuje dla tonów o częstotliwościach 1000 - 3000 Hz. Jeżeli zatem mamy dwa źródła dźwięków o tym samym natężeniu (natężenie zależy od amplitudy) i różnych częstotliwościach np. 400 Hz i 2000 Hz to ucho odbierze dźwięki pochodzące od obu tych źródeł jako nie jednakowo głośne. Głośność możemy mierzyć korzystając z prawa Webera - Fechnera

$$d\Lambda = K \frac{dJ}{J}, \quad /20/$$

które możemy sformułować następująco:

dający się zauważyć przyrost głośności jest proporcjonalny do względnego przyrostu natężenia dźwięku dJ/J .

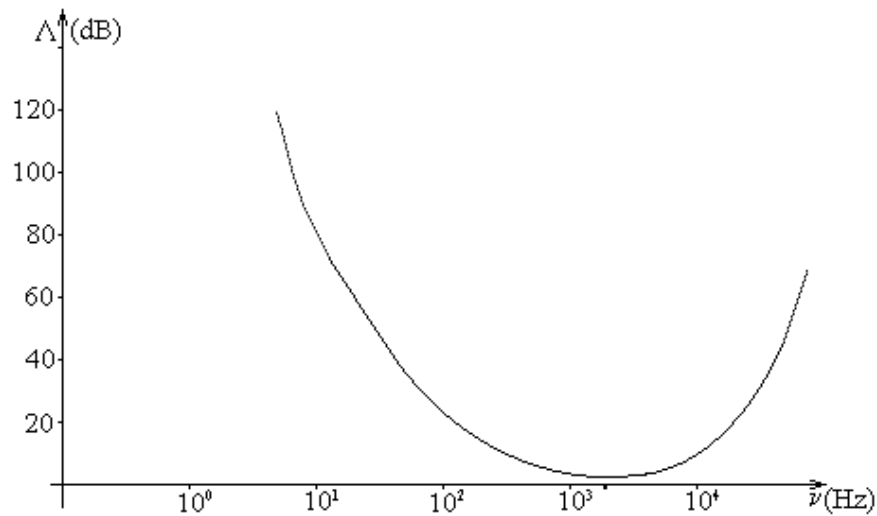
Całkując równanie /20/ otrzymamy

$$\Lambda = K \log \frac{J}{J_0}, \quad /21/$$

gdzie: J - natężenie danego tonu,

J_0 - natężenie tonu normalnego (najczęściej o częstotliwości 1000 Hz i natężeniu 10^{-12} Wb/m²).

Jeżeli Δ mierzymy w decybelach to $K = 10$, a jeżeli w belach to $K = 1$.
Zależność czułości ucha od częstotliwości w przybliżeniu określa krzywa.

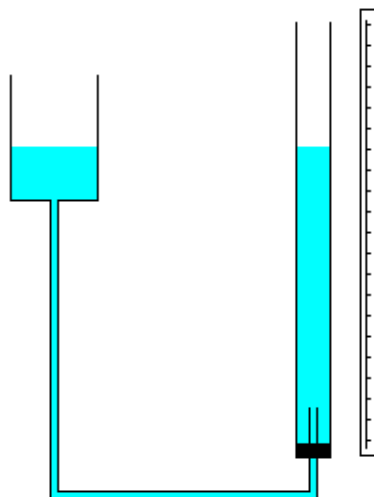


Rys. 9.6

A. Pomiar częstotliwości drgań widełek kamertonu metodą rezonansu akustycznego.

Opis urządzenia pomiarowego

Urządzenie składa się z dwu naczyń połączonych węzłem gumowym umocowanych w statywach częściowo napełnionych wodą (patrz rysunek niżej).



Rys. 9.7

Przesuwając lewe naczynie z góry do dołu lub odwrotnie zmieniamy położenie poziomu wody w naczyniu pionowym, a tym samym zmieniamy wysokość słupa powietrza zawartego w rurze nad powierzchnią wody.

Położenie poziomu wody może być odczytane z podziałki milimetrowej umieszczonej obok. Nad wylotem rury umieszczamy pobudzony kamerton lub głośnik zasilany z generatora drgań akustycznych.

Metoda pomiaru

Pobudzony do drgań kamerton umieszczamy u wylotu rury i tak podwyższamy lub opuszczamy naczynie z lewej strony aby poziom wody w prawym naczyniu odciął słup powietrza, w którym nastąpiłby rezonans drgań z drganiami kamertonu. Przesuwając odpowiednio poziom wody w prawym naczyniu znajdujemy drugie położenie, przy którym obserwujemy wzmocnienie dźwięku, a więc rezonans. Odległość między kolejnymi położeniami poziomu wody w prawym naczyniu kiedy zachodzi rezonans w przybliżeniu odpowiada połowie długości fali.

$$\frac{\lambda}{2} = l_2 - l_1, \quad /22/$$

gdzie: l_1 - położenie poziomu wody podczas pierwszego wzmocnienia dźwięku,

l_2 - położenie poziomu wody podczas drugiego wzmocnienia.

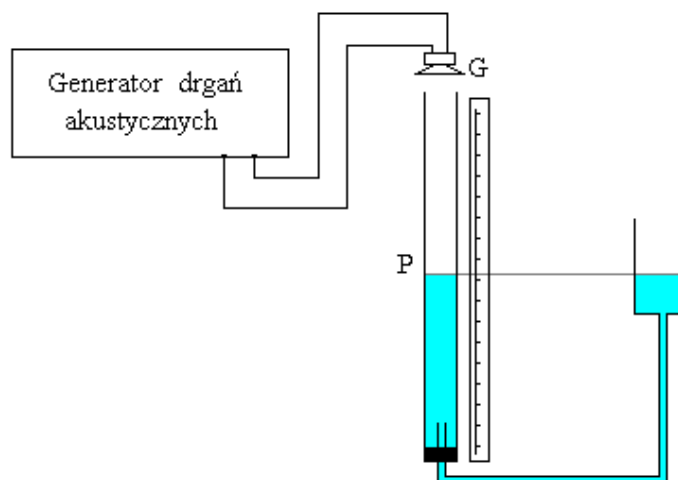
Korzystając ze wzoru /19/ oraz /8/ otrzymamy

$$v = \frac{v_0}{\lambda} \sqrt{\frac{T}{T_0}},$$

a po uwzględnieniu /22/

$$v = \frac{v_0}{2(l_2 - l_1)} \sqrt{\frac{T}{T_0}}. \quad /23/$$

Możemy przyjąć, że prędkość dźwięku $v_0 = 331$ m/s w temperaturze $T_0 = 273^\circ$ K. Prędkość v_0 możemy wyznaczyć doświadczalnie w układzie przedstawionym na rysunku.



Rys. 9.8

Wiemy, że prędkość dźwięku

$$v_1 = \lambda_1 \nu_1. \quad /24/$$

Ze wzoru /19/ wyznaczamy

$$v_0 = v_1 \sqrt{\frac{T_0}{T_1}},$$

a po uwzględnieniu wzoru /24/ otrzymamy

$$v_0 = \lambda_1 \nu_1 \sqrt{\frac{T_0}{T_1}}.$$

Z generatora drgań akustycznych generujemy dźwięki o wysokości zbliżonej do wysokości dźwięku otrzymanego z pobudzonego kamertonu i metodą rezonansu wyznaczamy długość fali

$$\lambda_1 = 2(l'_2 - l'_1),$$

gdzie: l'_1 - jest położeniem poziomu wody w momencie pierwszego wzmocnienia dźwięku w słupie powietrza,

l'_2 - położenie powierzchni wody w chwili drugiego wzmocnienia.

Prędkość dźwięku w powietrzu w temperaturze T_0 obliczamy ze wzoru

$$v_0 = 2(l'_2 - l'_1) \nu_1 \sqrt{\frac{T_0}{T}}. \quad /25/$$

Podstawiając /25/ do /23/ otrzymamy

$$\nu = \frac{l'_2 - l'_1}{l - l_1} \nu_1, \quad /26/$$

gdzie: ν_1 - jest nową częstotliwością drgania elektrycznego otrzymanego z generatora.

Przebieg pomiarów

1. Pobudzamy do drgań widełki kamertonu umieszczając je u wylotu rury rys. 9.7.
2. Wyznaczamy pierwsze położenie (l_1) (najwyższe) poziomu wody, przy którym następuje wzmocnienie dźwięku.
3. Wyznaczamy drugie położenie (l_2) poziomu wody, przy którym obserwujemy ponowne wzmocnienie.
4. Mierzmy temperaturę powietrza.
5. Obliczamy częstotliwość drgań widełek kamertonu ze wzoru /23/, przyjmując $v_0 = 331$ m/s.
6. Pomiary i obliczenia z punktów 1 - 5 powtarzamy dziesięciokrotnie.
7. Szacujemy szerokość niepewności położenia poziomu (Δl) wody, przy którym słyszymy dźwięk o maksymalnej głośności.
8. Obliczamy średnią częstotliwość z 10-ciu pomiarów.

9. Montujemy układ jak na rys. 9.8.
10. Dobieramy ton uzyskany z głośnika regulując częstotliwość ν_l drgań elektrycznych z generatora o zbliżonej wysokości do tonu uzyskiwanego z pobudzonego kamertonu.
11. Wyznaczamy położenia poziomu wody l'_1 i l'_2 jak w punktach 2,3, przy których uzyskujemy największe wzmocnienie dźwięku.
12. Pomiary z pkt. 11. powtarzamy 5-cio krotnie.
13. Wykonujemy obliczenia korzystając ze wzoru /26/ biorąc wartości l_1 i l_2 z pomiarów w punkcie 2 i 3.
14. Obliczamy częstotliwość średnią.
15. Przeprowadzamy rachunek błędów dla obu serii pomiarów.
16. Porównujemy wyniki uzyskane w punkcie 8 i 14 i wyciągamy wnioski.

B. Wyznaczanie widma drgań akustycznych membrany głośnika.

Każde źródło dźwięku oprócz tonu podstawowego o najmniejszej częstotliwości emituje tony harmoniczne o częstotliwościach będących wielokrotnością tonu podstawowego. Ton podstawowy jest tonem najsilniejszym zaś harmoniczne znacznie słabszymi.

Metoda pomiaru

Pomiary częstotliwości wykonujemy w układzie przedstawionym na rysunku 9.8. Głośnik zasilamy prądem pobieranym z generatora drgań akustycznych o określonej częstotliwości drgań. Membrana głośnika staje się źródłem tonu podstawowego o wysokości odpowiadającej częstotliwości napięcia pobudzającego ją. W membranie pojawia się fala stojąca o dość skomplikowanym rozkładzie lokalnym węzłów i strzałek. W wyniku dobrego kontaktu z otaczającym powietrzem rozchodzi się w nim fala akustyczna składająca się z tonu podstawowego i tonów harmonicznych o różnej mocy. Jeżeli wprowadzimy ją do wnętrza rury przyrządu przedstawionego na rysunku 9.8 zmieniając położenie poziomu wody otrzymamy cały szereg wzmocnień odpowiadających tonom harmonicznym i tonowi podstawowemu. Wzmocnienie będzie tym silniejsze im większa moc przenoszona jest przez dany ton. Pomiar sprowadza się do pomiaru prędkości rozchodzenia się tonu podstawowego metodą opisaną w części A oraz pomiaru długości fal odpowiadających tonom harmonicznym metodą rezonansu akustycznego. Długość fali i -tego tonu harmonicznego znajdujemy ze wzoru

$$\lambda_i = 2(l'_i - l_i), \quad /27/$$

gdzie: l_i - położenie poziomu wody w rurce w najwyższym punkcie,
 l'_i - położenie wody, przy którym ponownie słyszymy wzmocnienie tego samego tonu.

Ucho na ogół nie będzie rozróżniało zmiany wysokości z uwagi na dużą moc tonu podstawowego. Aby przekonać się, że danemu wzmocnieniu odpowiada ton harmoniczny wyznaczamy częstotliwość fali odpowiadającą otrzymanej długości fali λ_i

$$v = \frac{v_p}{\lambda_i}, \quad /28/$$

gdzie: v_p - prędkość rozchodzenia się dźwięku odpowiadająca tonowi podstawowemu.

Następnie sprawdzamy czy rzeczywiście położenia poziomu wody (l'_1) i (l'_2), dla których otrzymujemy wzmocnienie, odpowiadają częstotliwości v_1 . Zasilając głośnik napięciem z generatora o danej częstotliwości i sprawdzając położenie poziomów wody przy pierwszym l''_i i drugim l'''_i wzmocnieniu.

Przebieg pomiarów.

1. Montujemy układ jak na rysunku 9.8.
2. Zasilamy głośnik napięciem pobranym z generatora o częstotliwości wskazanej przez asystenta.
3. Przesuwając wzdłuż linii pionowej lewy zbiornik znajdujemy położenie poziomu wody w rurce l_p (wyższe) i l'_p (niższe), przy którym słyszymy wzmocnienie dźwięku.
4. Obliczamy ze wzoru /27/ długość fali λ'_p .
5. Pomiary z punktu 3 powtarzamy 5-cio krotnie.
6. Znajdujemy średnią długość fali λ_p .
7. Obliczamy prędkość dźwięku v_p ze wzoru /8/.
8. Podobnie jak w punkcie 3 znajdujemy położenie poziomów $l_i < l_p$ oraz $l'_i < l'_p$, przy których obserwujemy wzmocnienie dźwięku.
9. Obliczamy długość fali odpowiadającą tym rezonansom ze wzoru /27/.
10. Obliczamy częstotliwości ze wzoru /28/.
11. Pomiary z punktu 8 powtarzamy pięciokrotnie.
12. Obliczamy średnią długość fal dla każdej pary punktów rezonansowych oraz średnie częstotliwości.
13. Wprowadzamy na głośnik napięcie z generatora o częstotliwości v_i (dla każdego tonu harmonicznego).
14. Odczytujemy położenie poziomu wody w rurce l''_i i l'''_i , przy którym następuje wzmocnienie dla każdej częstotliwości v_i .
15. Przeprowadzamy rachunek błędów i ich analizę.
16. Sporządzamy wykres widma akustycznego przez nas zmierzonego (głośność każdego wzmocnienia szacujemy przy pomocy słuchu).
17. Przeprowadzamy dyskusję otrzymanych wyników i wyciągamy wnioski.

C. Badanie zależności prędkości rozchodzenia się dźwięku w powietrzu od długości fali akustycznej / $v = f(\lambda)$ /.

Przebieg pomiarów.

1. Układ montujemy jak na rys. 9.8.
2. Zasilamy głośnik napięciem pobranym z generatora o częstotliwości wskazanej przez asystenta.
3. Wyznaczamy położenie poziomów wody l_1 i l_2 , przy których obserwujemy wzmocnienie dźwięku.
4. Pomiary z punktu 2 i 3 powtarzamy podwyższając częstotliwość napięcia zasilającego głośnik co 20 Hz. (Ilość punktów pomiarowych określa asystent).
5. Pomiary z punktu 2 i 3 powtarzamy od maksymalnej mierzonej częstotliwości do minimalnej.
6. Obliczamy średnie położenie poziomów wody dla wzmocnień otrzymanych w serii pomiarów z punktu 4 i 5.
7. Korzystając ze średnich położenia poziomów wody (patrz pkt. 6.) obliczamy długość fali stojącej w słupie powietrza (wzór /22/).
8. Obliczamy prędkość rozchodzenia się dźwięku ze wzoru /8/.
9. Przeprowadzamy rachunek i oszacowanie błędów.
10. Sporządzamy wykres zależności $v = f(\lambda)$.
11. Przeprowadzamy analizę wyników i wyciągamy wnioski.

D. Wyznaczanie prędkości grupowej fal.

Uwaga! *Ćwiczenie to może być wykonane na podstawie wyników uzyskanych w części B lub C.*

Przebieg pomiarów.

Cześć I.

1. Dla danej częstotliwości napięcia wprowadzonego na głośnik z generatora wyznaczamy długość fali tonu podstawowego i tonów harmoniczných jak w części B.
2. Pomiary uzupełniamy o pomiar poziomów wody, przy których uzyskujemy wzmocnienie dla 10 częstotliwości zawartych większych od częstotliwości tonu podstawowego.
3. Pomiary z punktu 1 i 2 powtarzamy przynajmniej dwukrotnie i obliczamy średnią.
4. Obliczamy długość fali akustycznej wzbudzonej w rurze na podstawie wyników pomiarów punktu 3.

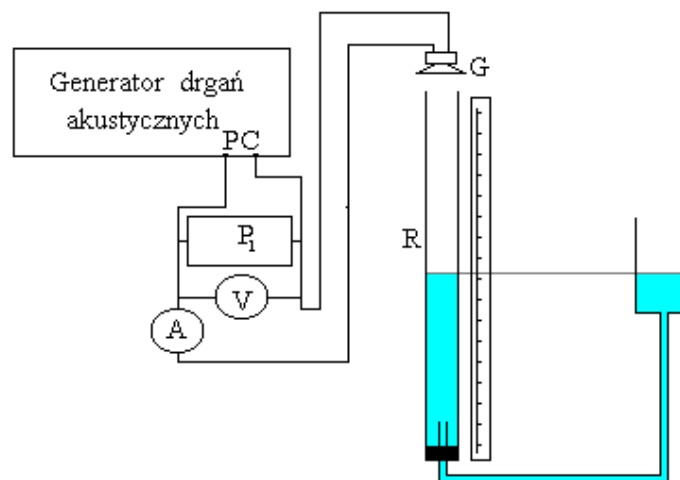
5. Obliczamy prędkość dźwięku dla każdej częstotliwości i zmierzonej długości fali.
6. Szacujemy błędy pomiarowe.
7. Sporządzamy wykres $v = f(\lambda)$ z oznaczeniem błędów pomiarowych.
8. Obliczamy pochodną dla zadanej przez asystenta długości fali metodą graficzną ($dv/d\lambda$).
9. Obliczamy prędkość grupową ze wzoru /13/.
10. Przeprowadzamy rachunek błędów.

Cześć II.

1. Wykonujemy pomiary jak w części C zaczynając od podanej przez asystenta częstotliwości.
2. Wykonujemy wykres funkcji $v = f(\lambda)$ i nanosimy oszacowane błędy pomiarowe.
3. Obliczamy graficznie pochodne $dv/d\lambda$.
4. Obliczamy prędkości grupowe ze wzoru /13/.
5. Przeprowadzamy rachunek błędów, ich dyskusję oraz wyciągamy wnioski.

E. Badanie zależności progu słyszalności od częstotliwości.

Pomiar wykonujemy w układzie przedstawionym na rysunku 9.9.



Rys. 9.9

Układ składa się z generatora drgań akustycznych z potencjometrem PC, (przy pomocy którego możemy regulować amplitudę sygnału wyjściowego), z dodatkowego potencjometru zewnętrznego P_1 , woltomierza i amperomierza, głośnika G i układu rezonansowego R.

Przebieg pomiarów

1. Montujemy układ jak na rysunku 9.9 (położenie potencjometru P_1 ustala asystent).
- Uwaga! *Przed włączeniem do sieci konieczna jest zgoda prowadzącego zajęcia.*
2. Wprowadzamy na głośnik sygnał o częstotliwości podanej przez asystenta i układ rezonansowy /R/ ustawiamy tak, aby otrzymać pierwsze wzmocnienie sygnału akustycznego.
3. Potencjometr P_1 ustawiamy w takim położeniu, przy którym ucho umieszczone w odległości 1 m od wylotu rury (przy głośniku) przestaje słyszeć dźwięk.
4. Odczytujemy wskazania amperomierza i woltomierza.
5. Pomiary z punktu 2, 3 i 4 powtarzamy 10-ciokrotnie zwiększając za każdym razem częstotliwość sygnału wprowadzonego na głośnik o 50 Hz.
6. Pomiary z punktu 5 powtarzamy zmieniając częstotliwość od największej do wyjściowej.
7. Obliczamy moc wprowadzoną na głośnik w serii pomiarów 5 i 6. i odpowiednio ją uśredniamy.
8. Szacujemy błędy pomiarowe.
9. Sporządzamy wykres zależności mocy od częstotliwości $P = f(\nu)$.
10. Przeprowadzamy dyskusję wyników i wyciągamy wnioski.