

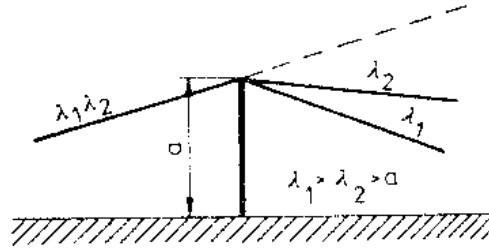
1.3. ZASADY PROPAGACJI DŹWIĘKU.

W ośrodkach jednorodnych nie zaburzonych (np. przez wiatr bądź gradient temperatury) fale dźwiękowe rozchodzą się prostoliniowo. Jednak amplituda tych drgań maleje ze wzrostem odległości od źródła. Dzieje się tak z dwu powodów. Po pierwsze, większość źródeł dźwięku daje fale sferyczne lub innego typu, różnego od fali płaskiej. Stąd też mamy każdorazowo zanik intensywności dźwięku wraz ze wzrostem odległości od źródła. Po drugie, w przytoczonej poprzednio skróconej teorii propagacji fal nie uwzględniliśmy sił dyssypacji, odpowiedzialnych za straty energii. Wpływ tych sił na zanik amplitudy fal jest tym silniejszy, im większą odległość od źródła rozpatrujemy, oraz rośnie ze wzrostem częstotliwości dźwięku. Własności dyssypatywne ośrodka są więc jakby dolnoprzepustowym filtrem, obcinającym wysokie częstotliwości transmitowanych dźwięków. Stąd też słuchając muzyki z daleka zawsze najlepiej słyszymy bębny i kotły.

1.3.1. ROZPROSZENIE, UGIĘCIE I DYFRAKCJA.

Rozproszenie fali następuje na mikroniejednorodnościach ośrodka oraz, na mikro- i makrowtrąceniach i skokach gęstości i sprężystości ośrodka. Polega ono na wszechkierunkowym odbiciu fali od tych elementów, a nie na dyssypacji energii. Te zakłócenia niejednorodności ośrodka są tym bardziej istotne, im bardziej współmierny jest wymiar wtrącenia z długością fali. W ciałach stałych rozproszenie takie będzie zachodzić na grupie dyslokacji, mikro- i makroszczelinach, na granicach ziaren, mikro- i makrowtrąceniach, lokalnych pustkach itp. Rozproszenie w cieczech będzie przede wszystkim związane z obecnością pęcherzyków gazu, zawiesin, zaś w gazach i w powietrzu odpowiedzialne za to zjawisko będą cząsteczki wody (deszcz) oraz wszelkiego typu zanieczyszczenia, od drobnego piasku niesionego wiatrem do pyłów przemysłowych.

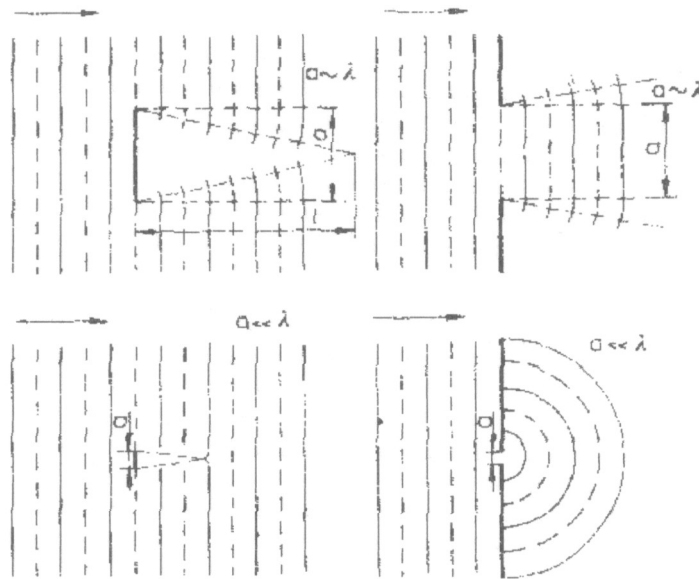
Ugięcie fali dźwiękowej na przeszkodzie wynika z samej natury ruchu falowego odzwierciedlonej najlepiej przez zasadę Huygensa (każdy punkt czoła fali może być traktowany jako źródło nowej fali elementarnej). Nabiera ono istotnego znaczenia w obecności przeszkód współmiernych z długością fali $a \sim \lambda$ (a – wymiar przeszkody) i zachodzi tym silniej, im większa jest przeszkoda w porównaniu z długością fali (rys. 1.13). Tak więc stojąc za przeszkodą, jak na rys. 1.13, będziemy mieli wrażenie używania filtru dolnoprzepustowego; fale o niskich częstościach będą lepiej słyszalne niż fale o częstościach wysokich.



Rys. 1.13. Promienie dwu różnych fal przy ugięciu się na przeszkodzie.

Ugięcie na dwu stronach przeszkody i wynikająca stąd interakcja fal ugiętych nosi nazwę dyfrakcji, przedstawionej graficznie na rys. 1.14 dla przypadku fali płaskiej. Dla innych typów fal obraz dyfrakcji, bardzo klarowny na rys. 1.14, będzie bardziej złożony. Długość cienia akustycznego, oznaczonego na rysunku jako l_c , można znaleźć z wzoru [12, s. 67]

$$l_c = \frac{a^2}{4\lambda} = \frac{a^2 f}{4c}$$



Rys. 1.14. Dyfrakcja płaskich fal dźwiękowych na przeszkodach i otworach różnych rozmiarów.

gdzie, jak widać, rośnie on w miarę wzrostu częstości f .

Wzór ten można również zastosować dla przypadku propagacji fali z rys. 1.13, jeśli promień falowy pada prostopadle do ekranu.

1.3.2. PROPAGACJA W SWOBODNEJ ATMOSFERZE, REFRAKCJA.

Energia dźwięku propagującego się w realnej atmosferze ulega także dyssypacji na skutek lepkości powietrza, przewodnictwa ciepła i pochłaniania molekularnego, które tutaj ma charakter dominujący. Generalnie pochłanianie dźwięku rośnie z częstotliwością i maleje z temperaturą i z wilgotnością powietrza. Pochłanianie to wyraża się w decybelach na kilometr odległości (dB/km – decybel to 1/20 z logarytmu ilorazu dwu wielkości, $L_u = 20\lg(u/u_0)\text{dB}$) i może być obliczone z wzoru:

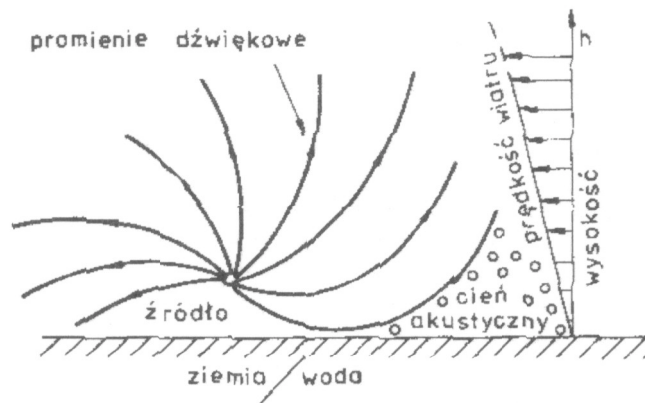
$$\Delta L_a = \beta_a r \text{ [dB]} \quad (1.63)$$

gdzie β_a – współczynnik pochłaniania atmosferycznego, r – odległość w km. Zgodnie z normą amerykańską (ANSI Standard S. 1.26) z 1978 r. współczynnik pochłaniania atmosferycznego można ująć jak w tab. 1.2.

Tabela 1.2

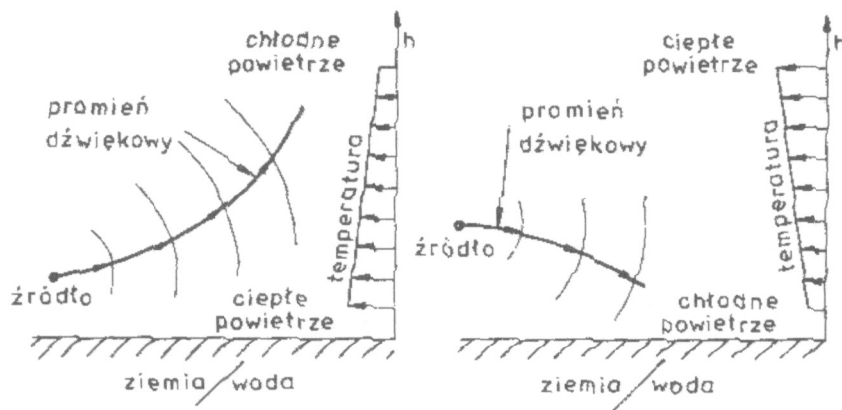
Współczynnik pochłaniania atmosferycznego ΔL_a w dB/km (wg ANSI – S1.26)

Temperatur powietrza °C	Wilgotność względna %	Pasma oktauwowe w Hz						
		125	250	500	1000	2000	4000	8000
30°	40	0,3	1,2	3,6	7,2	12	27	83
	60	0,2	0,9	3,0	7,5	14	25	64
	80	0,2	0,7	2,5	7,2	15	25	57
20°	40	0,4	1,3	2,8	4,9	11	34	120
	60	0,3	1,1	2,8	5,2	9,6	25	83
	80	0,2	0,9	2,7	5,5	9,7	21	66
10°	40	0,5	1,1	2,0	4,8	15	54	170
	60	0,4	1,0	2,0	3,9	10	35	125
	80	0,3	1,0	2,0	3,7	8,5	27	96
0°	40	0,4	0,9	2,3	7,7	26	74	141
	60	0,4	0,8	1,7	4,9	17	58	156
	80	0,4	0,8	1,5	3,8	12	44	141



Rys. 1.15. Refrakcja wiatrowa promieni dźwiękowych ze źródła pracującego nad ziemią [15, s. 22]

Kolejnym ważnym zjawiskiem wpływającym na dalekosiężną propagację fal dźwiękowych w atmosferze jest refrakcja wiatrowa i temperaturowa. Polega to na zagięciu promieni dźwiękowych zgodnie z kierunkiem wiatru lub w stronę chłodniejszych warstw powietrza (mniejsza prędkość dźwięku).



Rys. 1.16. Refrakcja temperaturowa w dalekosiężnej propagacji dźwięku [16, s. 22]

Zjawisko komplikuje się jeszcze dodatkowo, jeśli gradient prędkości wiatru lub gradient temperatury w warstwach przy powierzchniowych nie jest stały co do wartości i znaku. Możliwe sytuacje refrakcji elementarnej przedstawiają rysunki 1.15 i 1.16.

Warto tu nadmienić, że promienie krzywizny refrakcji promieni dźwiękowych są rzędu kilometrów, zależnie od wielkości gradientu wiatru i temperatury. Chociaż zjawiska te

nie są jeszcze w pełni zbadane, to pewne dane łącznie ze wzorami można znaleźć już w poradniku Heckla [5, r. 14.5].

1.3.3. ODBICIE, ZAŁAMANIE, POCHŁANIANIE I PRZENIKANIE DŹWIĘKU.

Padanie fali dźwiękowej na granicę dwu ośrodków wywołuje zjawiska odbicia, załamania, pochłaniania i przenikania, wspólnie dla wszystkich zjawisk falowych. I tak przy odbiciu fali dźwiękowej kąt padania jest równy kątowi odbicia, kąt załamania podporządkowany jest prawu Snella [6, s. 27] (rys. 1.17).

W zastosowaniach akustyki daleko ważniejszą rolę oprócz związków geometryczno – kinematycznych odgrywają związki energetyczne dotyczące intensywności fali. Relacje te najlepiej ilustruje jakościowo rys. 1.18 dla przypadku prostopadłego padania fali dźwiękowej na przegrodę o skończonej grubości.

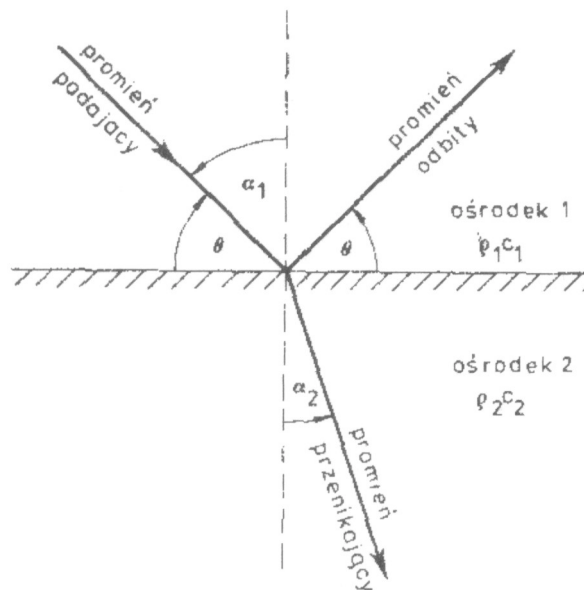
Bilans intensywności dźwięku padającego I_{pad} , odbitego I_{odb} , pochłoniętego I_{poch} , oraz przenikającego I_{przen} ma postać

$$I_{pad} = I_{odb} + I_{poch} + I_{przen} , \quad (1.64)$$

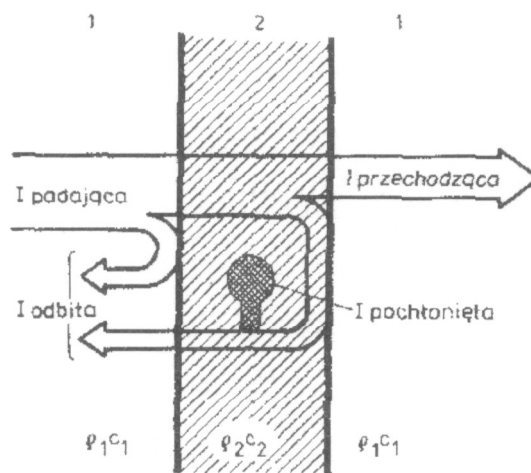
co po normalizacji do intensywności padającej da istotny związek

$$\beta + \alpha + \tau = 1 \quad (1.65)$$

$$\beta = \frac{I_{odb}}{I_{pad}} ; \alpha = \frac{I_{poch}}{I_{pad}} ; \tau = \frac{I_{przen}}{I_{pad}} .$$



Rys. 1.17. Odbicie i przenikanie dźwięku.



Rys. 1.18. Uproszczony mechanizm przechodzenia fali dźwiękowej przez przegrodę.

Dla wytłumaczenia współczynnika pochłaniania α i odbicia β założymy, że ośrodek 2 ma nieskończoną grubość, tak że cała intensywność wnikającego dźwięku jest pochłonięta ($\tau = 0$), czyli $\alpha + \beta = 1$. Ilekroć fala dźwiękowa pada na powierzchnię innego ośrodka, zachodzi zjawisko pochłaniania – absorpcji. Jest ono funkcją wielu parametrów: kąta padania (maksimum przy padaniu prostopadłym), chropowatości, porowatości, elastyczności i własności rezonansowych sprężystej powierzchni. Wartość współczynnika α waha się między zerem i jednością, będąc zerem dla doskonale płaskiej i twardej powierzchni, zaś jednością dla powierzchni otwartego okna, skąd nie wraca żadna część intensywności fali.

Współczynnik odbicia β jest zawsze uzupełnieniem α do jedności. Oba te współczynniki można wyrazić przez impedancje charakterystyczne ośrodków $z_1 = \rho_1 c_1$ i $z_2 = \rho_2 c_2$, otrzymując [12, s. 69]

$$\beta = \left| \frac{z_1 - z_2}{z_1 + z_2} \right|^2, \quad (1.66)$$

$$\alpha = \frac{|4z_1 z_2|}{|z_1 + z_2|^2}.$$

Jak widać, współczynnik odbicia zależy od różnicy impedancji ośrodków i jest duży dla pary materiałów ze skokiem gęstości (powietrze – woda, powietrze – stal, woda – stal).

Dla właściwego zrozumienia współczynnika przenikania τ , weźmy z kolei pod uwagę graniczny przypadek, że w ośrodku 2 (rys. 1.18) nie ma pochłaniania energii ($\alpha = 0$), wtedy z równania (1.65) oraz (1.66) będziemy mieli:

$$\tau = 1 - \beta = 1 - \left| \frac{z_1 - z_2}{z_1 + z_2} \right|^2.$$

Impedancja powietrza jest $z_1 = \rho_0 c$, zaś impedancja przegrody o masie powierzchniowej m (łącznie z przyległym ośrodkiem powietrznym z prawej strony) $z_2 = i\omega m + \rho_0 c$. W takim razie współczynnik przenikania ściany jest:

$$\tau = 1 - \left| \frac{-i\omega m}{2\rho_0 c + i\omega m} \right|^2 = \left[1 + \left(\frac{m\omega}{2\rho_0 c} \right)^2 \right]^{-1}.$$

W akustyce zamiast τ używa się wielkości pochodnej, zwanej izolacyjnością dźwiękową przegrody

$$R = 10 \lg \frac{1}{\tau}, dB. \quad (1.67)$$

W takim razie izolacyjność prostej sztywnej przegrody na dźwięki powietrzne w myśl poprzedniego będzie:

$$R = 10 \lg \frac{1}{\tau} = 10 \lg \left[1 + \left(\frac{\omega m}{2\rho_0 c} \right)^2 \right] \approx 20 \lg \left(\frac{\omega m}{2\rho_0 c} \right), dB. \quad (1.68)$$

Jak widać, izolacyjność przegrody jest proporcjonalna do jej masy powierzchniowej w kg/m^2 (co stanowi tak zwane prawo masy) i rośnie proporcjonalnie do częstotliwości dźwięku. Do zagadnienia tego wrócimy jeszcze wprowadzając zastrzeżenia i poprawki, sama jednak istota prawa masy nie ulegnie zmianie.