

X. Rychlost šíření zvuku

Rychlost šíření zvuku

Rychlost šíření zvuku c souvisí s dalšími dvěma základními akustickými veličinami, s délkou vlny λ a kmitočtem ν , který je roven převrácené hodnotě doby kmitu T , známým vztahem

$$\lambda \nu = c. \quad (1)$$

Změříme-li λ a ν , můžeme z tohoto vztahu vypočítat rychlost zvuku v daném prostředí. Rychlost šíření zvukových vln závisí na látkových konstantách a tvaru prostředí, kterým se vlna šíří.

Délku zvukové vlny λ lze nejnázorněji měřit na stojatém vlnění. Při stojatém vlnění se vytvoří uzly a kmitny, přičemž vzdálenost sousedních uzlů nebo kmiten je rovna polovině vlnové délky a vzdálenost uzlů od nejbližší kmitny je čtvrt vlnové délky.

Kundtova trubice

V plynech lze zviditelnit polohu uzlů a kmiten stojatých vln např. metodou Kundtovy trubice. Plyn je napuštěn do skleněné, vodorovně uložené a na jednom konci uzavřené trubice. Na druhém konci trubice je zdroj zvuku. Zvukové stojaté vlny v trubici budíme tyčí ze zkoumaného materiálu, kterou podélně rozkmitáme. Na konci tyče, která je zasunuta do Kundtovy trubice, je upevněn lehký korkový píst, který se nesmí dotýkat stěn trubice. Posunem trubice vůči tyči nastavíme podmínky pro vznik stojatých vln. Po dosažení těchto podmínek vytvoří prášek umístěný v trubici obrazec naznačený na obr. 1.



Obr. 1

Ve stojaté vlně je kmitna akustického tlaku p posunuta o čtvrtinu délky vlny proti kmitně rychlosti u , čili v místech kmiten rychlosti jsou uzly tlaků a v místech kmiten tlaků uzly rychlosti. Amplitudy kmitů p a u jsou znázorněny sinusovkami na obr. 2. Na koncích trubice se vytvoří uzly rychlosti a kmitny tlaku. Prášek nasypáný v trubici je působením zvukové vlny rozmetáván v místech kmiten rychlosti a

zůstává v klidu v uzlech rychlosti. Vzdálenost mezi dvěma sousedními místy, v nichž prášek nebyl rozmetán, jsou rovny polovině vlnové délky zvuku. Tyč je při daném



Obr. 2

upevnění zdrojem schopným vydávat zvuk jedné frekvence. Délka zvukové vlny v tyči λ_1 je dána způsobem upevnění. Upevníme-li tyč uprostřed, má v tomto místě uzel a na obou koncích kmitny. Délka tyče se rovná dvěma čtvrtvlnám a délka vlny λ_1 základního tónu je rovna dvojnásobné délce tyče l

$$\lambda_1 = 2l. \quad (2)$$

Rezonance zvukových vln, při které se utvoří nejzřetelnější práškový obrazec, nastane, když délka trubice je rovna celistvému násobku půlvln zvukové vlny v plynu.

Šíří-li se akustická vlna dvěma prostředími, zachovává v obou prostředích svůj kmitočet ν . Označíme-li c_1 rychlost zvuku v tyči a c_2 rychlost zvuku v plynu a λ_2 délku zvukové vlny v plynu, dostaneme z rovnosti frekvence podle rovnice (1) vztah

$$\frac{c_1}{\lambda_1} = \frac{c_2}{\lambda_2} . \quad (3)$$

Změřením délky tyče l stanovíme podle rovnice (2) λ_1 a proměřením obrazce v Kundtově trubici určíme λ_2 . Určení rychlosti zvuku v tyči c_1 předpokládá znalost rychlosti zvuku v plynu c_2 .

Zvukové vlny v plynech ve volném prostoru se prakticky šíří rychlostí c určenou Laplaceovým vzorcem

$$c = \sqrt{\kappa \frac{p}{\rho}} , \quad (4)$$

kde κ je Poissonova konstanta, p tlak plynu a ρ je hustota plynu.

Při nepřilíš vysokém tlaku plynu, po dosazení do rovnice (4) ze stavové rovnice ideálního plynu dostaneme pro rychlost zvuku v plynu vztah

$$c = \sqrt{\kappa \frac{p_0}{\rho_0} \left(1 + \frac{1}{2} \gamma \cdot t \right)} , \quad (5)$$

kde p_0 je tlak plynu při teplotě 0°C , ρ_0 je příslušná hustota plynu a γ je součinitel teplotní rozpínivosti plynu. Ze vztahu (5) je zřejmé, že se rychlost zvuku mění s teplotou plynu t .

Rychlost zvuku v suchém vzduchu v závislosti na teplotě t se určuje ze vztahu

$$c = (331,82 + 0,61 \cdot t) \text{ms}^{-1} . \quad (6)$$

Při 50% vlhkosti vzduchu v okolí 20°C je rychlost zvuku určena vzorcem

$$c = [344,36 + 0,63(t - 20^\circ\text{C})] \text{ms}^{-1} . \quad (7)$$

Při určování rychlosti zvuku v mosazné tyči provádíme měření s trubicí naplněnou vzduchem. Změříme teplotu a vlhkost vzduchu a vypočítáme c_2 . Uvedení tyče do podélného kmitavého pohybu se provádí podélným třením tyče nakalafunovanou látkou.

K získání zřetelných obrazců je třeba, aby trubice i použitý prášek byly suché. Prášek, používáme korkovou drť, rovnoměrně rozptýlíme po trubici. Použijeme jen tak malé množství, které právě stačí trubici rovnoměrně pokrýt. Vzniklé obrazce jsou potom nejzřetelnější.

Pro tenkou tyč platí:

$$c = \sqrt{\frac{E}{\rho}} , \quad (8)$$

E znamená modul pružnosti v tahu a ρ hustotu tyče. Z naměřené hodnoty rychlosti zvuku v mosazné tyči c_1 můžeme z rovnice (9) vypočítat modul pružnosti v tahu mosazi.

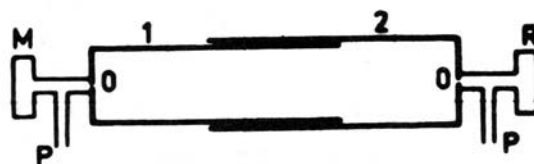
$$E = c_1^2 \cdot \rho, \quad (9)$$

hustotu ρ určíme z tabulek.

Protože se ve vzorci vyskytuje rychlost ve druhé mocnině, je přesnost určení E menší než přesnost dosažená při měření šíření zvuku. Při běžném měření lze dosáhnout přesnosti přibližně 6%.

Uzavřený rezonátor

Pro přesné měření vlnových délek vzduchu je možno použít uzavřeného rezonátoru. Dvě souosé trubice (obr. 3) 1, 2 se do sebe zasouvají a podle stupně zasunutí vytvářejí různě dlouhý uzavřený rezonátor. Jako zdroj zvuku R slouží telefonní sluchátko napájené tónovým generátorem regulovatelné frekvence, umístěné u jednoho konce rezonátoru. U druhého konce je zvuk snímán mikrofonom M s výstupem na mikroampérmetr. Se sluchátkem a mikrofonom je rezonátor spojen malými otvory O . Rezonátor je opatřen uzavíratelnými přívody P , kterými je možno rezonátor plnit měřeným plynem.



Obr. 3

Délku zvukové vlny v rezonátoru lze určovat dvojím způsobem. Předně ponecháváme frekvenci zdroje zvuku konstantní a vzájemným posouváním trubic 1, 2 nastavujeme délku rezonátoru odpovídající rezonanci. Při rezonanci je elektrický signál snímán z mikrofonu maximální. Rozdíl délek rezonátoru při nejbližších dvou rezonancích ($l_1 - l_2$) je roven polovině délky zvukové vlny.

Vztah pro výpočet rychlosti zvuku dostáváme po dosazení do rovnice (1)

$$c = 2(l_1 - l_2)\nu. \quad (10)$$

Při druhém způsobu měření ponecháváme délku l rezonátoru stálou a měníme frekvenci ν zdroje zvuku. Rezonance nastává při frekvencích ν_k , jímž odpovídající délka vlny λ_k vyhovuje podmínce

$$l = k \frac{\lambda_k}{2}, \quad k = 1, 2, 3 \dots \quad (11)$$

(k je počet půlvln v rezonátoru). Za λ_k dosadíme z rovnice (1) do výrazu (11). Pro hledanou rychlost zvuku dostaneme vztah

$$c = \frac{2l\nu_k}{k}. \quad (12)$$

Poissonovu konstantu κ kysličníku uhličitého určíme ze změřené rychlosti zvuku. Z výrazu pro rychlost zvuku v plynech (4) upraveného dosazením ze stavové rovnice ideálního plynu dostaneme

$$v = \sqrt{\kappa \frac{p}{\rho}} = \sqrt{\kappa \frac{RT}{\mu}}, \quad (14)$$

kde μ je molekulová hmotnost plynu, R molární plynová konstanta ($R = 8,314 \text{ J} \cdot \text{K}^{-1} \text{ mol}^{-1}$) a T je teplota v Kelvinech. Pro Poissonovu konstantu tedy platí vztah

$$\kappa = \frac{v^2 \mu}{RT}. \quad (15)$$

Atomová hmotnost kyslíku $\alpha_O = 16,0$, atomová hmotnost uhlíku $\alpha_C = 12,0$.

Tab. 1: Rychlost zvuku v některých látkách

Látka	Teplota (°C)	c (ms ⁻¹)
Helium	0	970
Kysličník uhličitý	0	258
Vodík	0	1270
Vzduch	0	331,5
Voda	19	1460
Hliník	17 – 25	6400
Měď	17 – 25	4720
Ocel	17 – 25	6000
Stříbro	17 – 25	3700

Poznámka: Hodnoty rychlosti zvuku v pevných látkách jsou brány pro šíření podélných vln v neomezeném prostředí. V tyčích jsou rychlosti šíření nižší.

Literatura:

- [1] J. Brož a kol.: Základy fyzikálních měření I. SPN, Praha 1967, st. 2.7.2, 2.7.3, čl. 2.7.3.1, 2.7.3.2.
- [2] J. Brož a kol.: Základy fyzikálních měření I. SPN, Praha 1983, st. 2.6.2, 2.6.3, čl. 2.6.3.1, 2.6.3.2.
- [3] Z. Horák, F. Krupka: Fyzika, SNTL, Praha 1981, kap. 3.2.4, 3.2.9, 3.2.10

Pokyny: Měříme při výstupním napětí RC generátoru do 10 V na kmitočtových rozsazích od 20 do 200 Hz a od 200 do 2000 Hz.