

# AKUSTICKÉ VELIČINY

## TEORETICKÝ ÚVOD

Akustika se zabývá studiem a měřením mechanického vlnění, jak v oboru slyšitelných frekvencí (16 Hz až 20 kHz), tak mimo něj v oboru ultrazvukových frekvencí (20 kHz až  $10^{11}$  Hz). Podélné akustické vlny se mohou šířit v látkách všech skupenství: v plynech, kapalinách, pevných látkách i v plazmatu. Akustika ve velmi široké míře využívá poznatky a postupy nauky o vlnění. Základními oblastmi akustiky jsou: teoretická akustika, fyzikální akustika, fyziologická akustika, prostorová akustika, akustika ultrazvuku, akustika hudebních nástrojů, molekulová akustika atd. Zvláštní disciplínu akustiky dnes tvoří zpracování akustických signálů.

Ultrazvukové vlny emitované zdrojem se šíří prostředím a vytvářejí ultrazvukové pole. Tvar ultrazvukového pole ovlivňují interferenční jevy, které souvisí v reálném případě jednak s rozměry vyzařovací plochy zářiče, dále s vlastnostmi prostředí, v kterém se ultrazvukové vlny šíří, jednak s vlnovou délkou vlny  $\lambda$ .

Při průchodu ultrazvukových vln prostředím dochází k jejich **interferenci**. Interferenci rozumíme superpozici dvou a více ultrazvukových vln se stejnou frekvencí. Výsledný efekt závisí na fázovém posuvu těchto vln.

Při různých aplikacích ultrazvuku v praxi téměř vždy dochází ke vzniku interferenčních jevů v důsledku zvoleného geometrického uspořádání, a to například v důsledku odrazu vln od stěn zařízení nebo od hladiny v případě šíření vln v kapalině. V takovém ultrazvukovém poli vznikají místa nebo body s minimální až nulovou intenzitou, jestliže se vlny sejdou v opačné fázi. Naopak, mohou se vyskytnout i oblasti s maximální intenzitou ultrazvukového pole.

Ultrazvuk má široké uplatnění ve strojírenství, např. při hledání skrytých vad materiálu. Nezanedbatelnou roli také hraje jak při diagnostice tak v léčebných metodách v medicíně.

Šíření akustické podélné vlny je provázeno periodickým zhušťováním a zředováním prostředí. Pro okamžitou výchylku  $u$  částice prostředí, kterým se šíří rovinná vlna ve směru osy  $x$  můžeme psát rovnici

$$u = u_0 \sin \omega \left( t - \frac{x}{c} \right), \quad (1)$$

kde  $u_0$  je amplituda výchylky,  $\omega$  je úhlová rychlost,  $t$  je čas a  $c$  je fázová rychlost vlnění v daném prostředí. Délka vlny  $\lambda$  souvisí s kmitočtem  $f$  a fázovou rychlostí  $c$  šíření vlny v prostředí vztahem

$$\lambda = \frac{c}{f}. \quad (2)$$

Dále se zavádí akustická rychlost  $v$ , což je okamžitá rychlost, se kterou kmitá bod prostředí kolem své rovnovážné polohy. Tuto veličinu nesmíme zaměňovat s fázovou rychlostí šíření zvuku  $c$ , která je charakteristickou veličinou prostředí, v němž se vlna šíří. Důležitou veličinou používanou při popisu akustických polí je **akustický tlak**  $p$ . Je to časově proměnná veličina, která označuje okamžitou velikost tlaku v určitém čase a v určitém místě prostředí vznikající v důsledku šíření vlnění. Mezi akustickou rychlostí a akustickým tlakem platí vztah

$$p = \rho v c, \quad (3)$$

kde  $\rho$  je hustota prostředí. V případě šíření harmonických kmitů by stačilo vlnění charakterizovat amplitudami akustických veličin, tj. akustické výchylky, akustické rychlosti, akustického tlaku. V technické praxi obvykle měříme **efektivní hodnotu**, což je taková hodnota stálé veličiny, která by měla v daném časovém intervalu stejné energetické účinky jako měřená veličina. Efektivní hodnota akustického tlaku  $p_{ef}$  souvisí s amplitudou  $p_0$  vztahem

$$p_{ef} = \frac{p_0}{\sqrt{2}} . \quad (4)$$

Šíření vlnění prostředím provází přenos energie, který charakterizujeme veličinou **intenzita vlnění**. Je definována jako hustota výkonu na jednotku plochy kolmé ke směru šíření. Lze ji vyjádřit v závislosti na efektivní hodnotě akustického tlaku vztahem

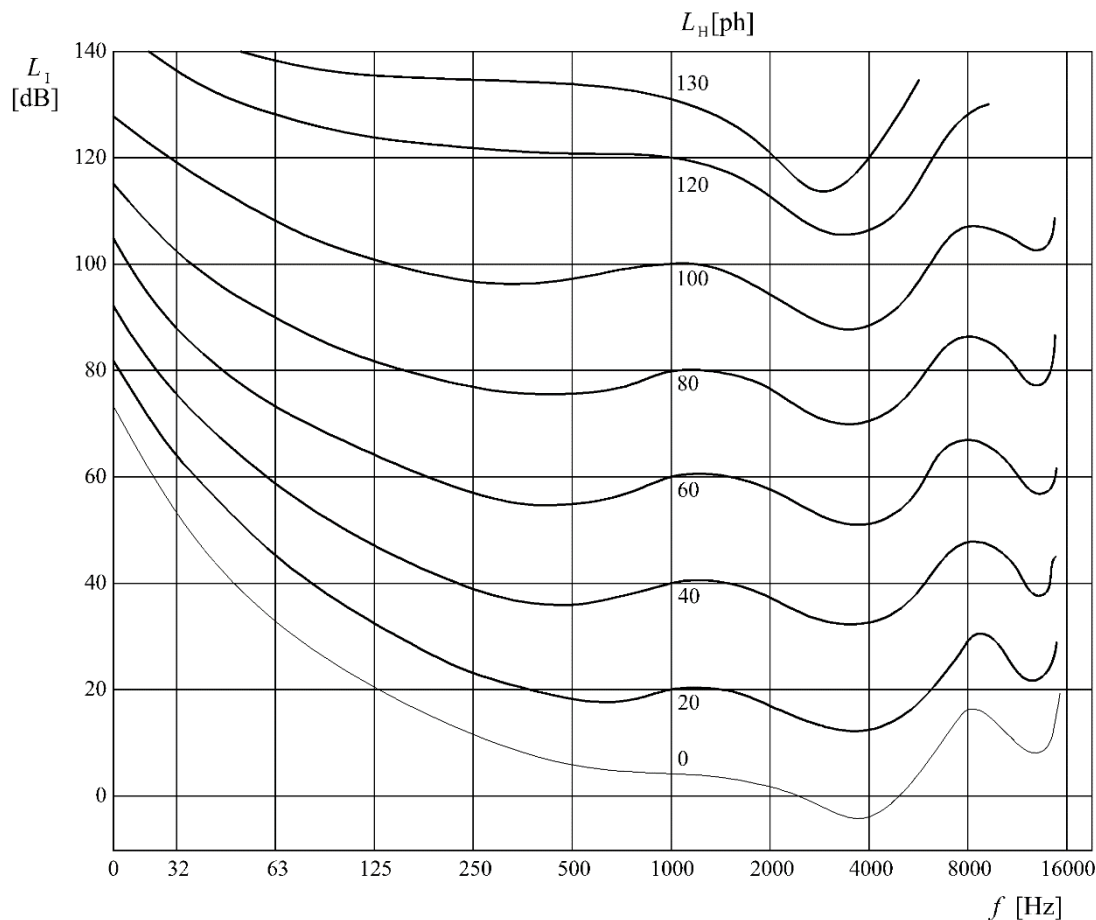
$$I = \frac{p_{ef}^2}{\rho c} , [I] = \text{W} \cdot \text{m}^{-2} . \quad (5)$$

V technické praxi měříme intenzitu zvuku ve velmi velkém rozsahu, 12 i více řádů. Vzhledem k této skutečnosti a s ohledem na fyziologické vnímání zvuku, je často vhodné vyjadřovat intenzitu zvuku v logaritmické stupnici. Zavádíme proto **hladinu intenzity zvuku**  $L_I$ , která se měří v decibelech a je definována vztahem

$$L_I = 10 \log \frac{I}{I_0} , [L_I] = \text{dB} , \quad (6)$$

kde  $I_0$  je práh slyšitelnosti referenčního tónu, tj. mezinárodní dohodou stanovená hodnota intenzity,  $I_0 = 1 \cdot 10^{-12} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ .

Veličina hladina intenzity zvuku je mírou intenzity zvukového vjemu pouze pro referenční tón o kmitočtu 1 kHz. Tóny jiných kmitočtů jsou však při stejné intenzitě zvuku vnímány člověkem jako zvuky odlišných hlasitostí. Při stanovení intenzivnosti lidského fyziologického vjemu zvuku byla změřena soustava křivek stejných hladin hlasitosti (obr 1), která umožňuje přiřadit při daném kmitočtu k známé hodnotě hladiny intenzity  $L_I$  **hladinu hlasitosti zvuku**  $L_H$ ,  $[L_H] = \text{fón}$ .



Obr. 1

Hodnota hladiny hlasitosti se číselně rovná hodnotě hladiny akustického tlaku pro rovinnou postupnou vlnu o kmitočtu 1 kHz šířící se k posluchači čelně v takovém případě, jestliže v řadě měření určily různé osoby, že tato hladina má v průměru stejnou hlasitost, jako porovnávací zvuk. Z uvedených akustických veličin se měřením nejčastěji určuje efektivní akustický tlak. Akustická pole v plynech nejčastěji proměřujeme tlakovými mikrofony, které dávají výstupní napětí úměrné efektivní hodnotě tlaku. Akustické poměry v pevné fázi nejčastěji proměřujeme piezoelektrickými měniči. V tomto případě je výstupní napětí funkcí akustické výchylky. Vztah mezi tlakem a rychlostí postupující akustické vlny závisí na akustických vlastnostech materiálu (např. anizotropie, pohltivost, nehomogenita), druhu šířící se vlny (např. objemová, povrchová) a jejím tvaru (např. rovinná, kulová, válcová atd.).

Přímé měření intenzity zvuku je experimentálně poměrně obtížné a pro praktická měření se užívají kalibrované mikrofony. Akustické kmity se převádějí na snadněji měřitelné a zesilovatelné elektrické signály. Obecnou nevýhodou mikrofونů ovšem je, že velikost elektrického signálu nebývá jednoduchou funkcí intenzity zvuku a pro vyhodnocení měření je třeba znát frekvenční závislost citlivosti mikrofону. K absolutnímu měření intenzity zvuku lze použít Rayleighovu destičku, ovšem přesnost dosažených výsledků není příliš velká. Metoda je vysvětlena v návodu k úloze č. 25.

Určení rychlosti zvuku je možno provádět přímo změřením doby, za kterou zvukový pulz urazí určitou známou vzdálenost. Běžnější a experimentálně jednodušší je určení rychlosti zvuku podle vztahu (2) změřením jeho vlnové délky a frekvence. Rychlost zvukové vlny závisí na materiálových konstantách prostředí podle vztahů

$$c_T = \sqrt{\frac{K}{\rho}}, \quad c_P = \sqrt{\frac{E}{\rho}},$$

kde první vztah platí v tekutinách,  $K$  je koeficient objemové stlačitelnosti a druhý vztah platí v pevných látkách při zachování určitých podmínek,  $E$  je Youngův modul pružnosti v tahu. Druhý vztah můžeme rovněž použít k určení konstanty  $E$ , známe-li rychlost  $c$  šíření podélných akustických vln.

Měření rychlosti zvuku Kundtovou trubicí je založeno na určení vlnové délky stojatých vln vzniklých ve skleněné trubici naplněné zkoumaným plynem. Stojaté vlnění v trubici lze budít různými způsoby – mechanickými nebo elektrickými prostředky. Podrobněji je tato metoda popsána v úloze č. 26.

Pro rychlost zvuku ve vzduchu v závislosti na teplotě  $t$  platí empiricky zjištěný vztah

$$c = [344,3 + 0,62(t - 20)], \quad (7)$$

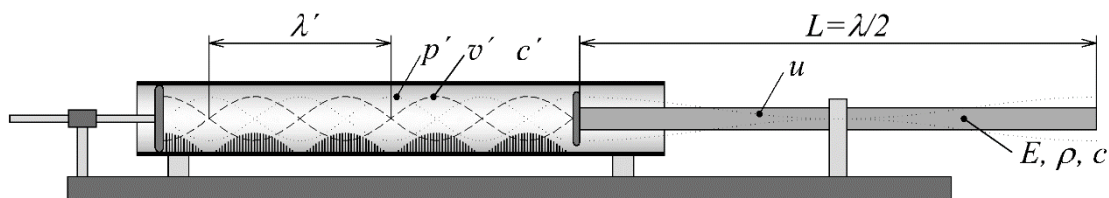
kde teplotu dosazujeme ve  $^{\circ}\text{C}$  a hodnota vypočtené rychlosti je v jednotkách  $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ .

# STANOVENÍ RYCHLOSTI ZVUKU

## ÚLOHA č. 26

### Způsob měření:

Schéma měření je na obr. 2.



Obr. 2

Fázová rychlost zvuku  $c$  v určitém prostředí je rychlost s jakou se zvuková vlna šíří v daném prostředí. Je to veličina charakterizující vlnění a platí pro ni vztah

$$c = \lambda f ,$$

kde  $\lambda$  je vlnová délka a  $f$  je kmitočet vlnění.

Uvažujme tyč upevněnou v jejím středu, kterou podélně rozkmitáme. V tyči vznikne stojaté vlnění, které může mít různé kmitočty. Kmitům s nejnižším kmitočtem říkáme základní, ostatní označujeme jako vyšší harmonické kmitů. Jejich amplituda výchylky obvykle rychle klesá se zvyšujícím se kmitočtem kmitů a nebudeme proto s nimi dále počítat. Je-li střed tyče upevněn a je tedy uzlem stojatého vlnění, a kraje jsou volné a tedy v nich jsou kmitny, musí vlnová délka základních kmitů pro určitou délku tyče  $L$  splňovat podmínku

$$\lambda = 2L \tag{8}$$

a pro fázovou rychlost šíření vlnění v tyči pak platí

$$c = 2Lf .$$

Kmitočet  $f$  vlnění neurčujeme přímo, ale převádíme jej na měření kmitočtu stojatého vlnění ve vzduchovém sloupci, kde můžeme průběh stojatého vlnění zviditelnit a určit jeho vlnovou délku.

Jestliže podélně rozkmitáme měřenou tyč, pak píst (obr. 2) přenesse kmitání i do vzduchového sloupce. V tomto sloupci může vzniknout stojaté vlnění jen tehdy, bude-li na straně pístu kmitna a na druhé straně uzel stojatého vlnění, tedy, bude-li délka vzduchového sloupce lichým násobkem  $\frac{\lambda'}{4}$ . Vlnovou délku  $\lambda'$  stojatého vlnění ve vzduchovém sloupci lze poměrně snadno

zjistit ze vzdáleností uzlů stojatého vlnění. Prášek nasypáný v trubici je působením zvukové vlny rozmetáván v místech kmiten rychlosti a v uzlech rychlosti zůstává v klidu. Vzdálenosti nejbližších uzlů, tj. vzdálenost mezi dvěma sousedními místy, v nichž prášek nebyl rozmetán, jsou rovny polovině vlnové délky zvukové vlny.

Protože splnění podmínky pro vznik stojatého vlnění ve vzduchovém sloupci nemůžeme v tomto uspořádání dosáhnout změnou kmitočtu, který je stejný jako pro tyč,  $f = f'$  a je daný délkou tyče, musíme pro vznik stojatých vln v trubici nastavit její délku takovou, aby byla rovna lichému násobku čtvrtvln. Nejjednodušší způsob je takový, že posunujeme celou trubici proti tyči. Rezonance zvukových vln, při které se vytvoří nejzřetelnější práškový obrazec, nastane, je-li splněna uvedená podmínka pro délku vzduchového sloupce v trubici. Známe-li rychlost zvuku  $c'$  ve vzduchu a víme, že kmitočet vlnění je ve vzduchu i v tyči stejný, platí pro fázovou rychlost  $c$  zvuku v tyči

$$c = c' \frac{\lambda}{\lambda'} . \quad (9)$$

Pro fázovou rychlost  $c$  šíření podélných zvukových vln v tenké tyči platí zároveň relace  $c = \sqrt{\frac{E}{\rho}}$ , kde  $\rho$  je hustota a  $E$  je modul pružnosti materiálu tyče. Po dosazení ze vztahů (8) a (9) dostaneme výsledný vztah pro určení  $E$  ve tvaru

$$E = \rho \left( c' \frac{2L}{\lambda'} \right)^2 , \quad (10)$$

kde  $c'$  je hodnota rychlosti zvuku ve vzduchu při teplotě  $t$ .

### **Připomínky k měření a vyhodnocení:**

Rozkmitajte vzduchový sloupec v trubici. Při správné délce vzduchového sloupce se stojaté vlnění zviditelní pomocí korkové drtě rovnoměrně rozptýlené v trubici. Rozkmitáním vzduchového sloupce se vytvoří výrazné oblasti zhuštění a zředění drtě příslušející kmitnám a uzlům stojatého vlnění.

Vlnovou délku  $\lambda'$  určete z poloh uzlů a to tak, že na měřítku přiloženému k trubici zjistíte polohy třetího, čtvrtého až  $n$ -tého uzlu vzhledem k poloze druhého uzlu (první uzel raději vynechte), přičemž vzdálenost sousedních uzlů je rovna polovině vlnové délky. Závislost naměřených délek na pořadovém čísle měření zpracujte jako lineární závislost metodou nejmenších čtverců.

Kombinovanou standardní nejistotu rychlosti zvuku  $c$  stanovte aplikací kvadratického zákona šíření nejistot na relaci (9). Veličina  $\lambda'$  přispívá k nejistotě typu A výsledku. Její směrodatná odchylka (z metody MNC) udává její nejistotu typu A. Veličina  $\lambda$  je jediným zdrojem nejistoty typu B, protože nejistotu  $c'$  můžete zanedbat. Jednotlivé typy nejistot jsou dány výrazy

$$u_{cA} = c' \frac{\lambda}{\lambda'^2} u_{\lambda'A} \quad (11)$$

$$u_{cB} = \frac{c'}{\lambda'} u_{\lambda B} . \quad (12)$$

Relativní nejistotu typu B modulu pružnosti stanovte aplikací kvadratického zákona šíření nejistot pro funkci ve tvaru součinu a podílu na vztah (10). Dostanete

$$u_{rEB} = \sqrt{u_{r\rho B}^2 + 4u_{rcB}^2} . \quad (13)$$