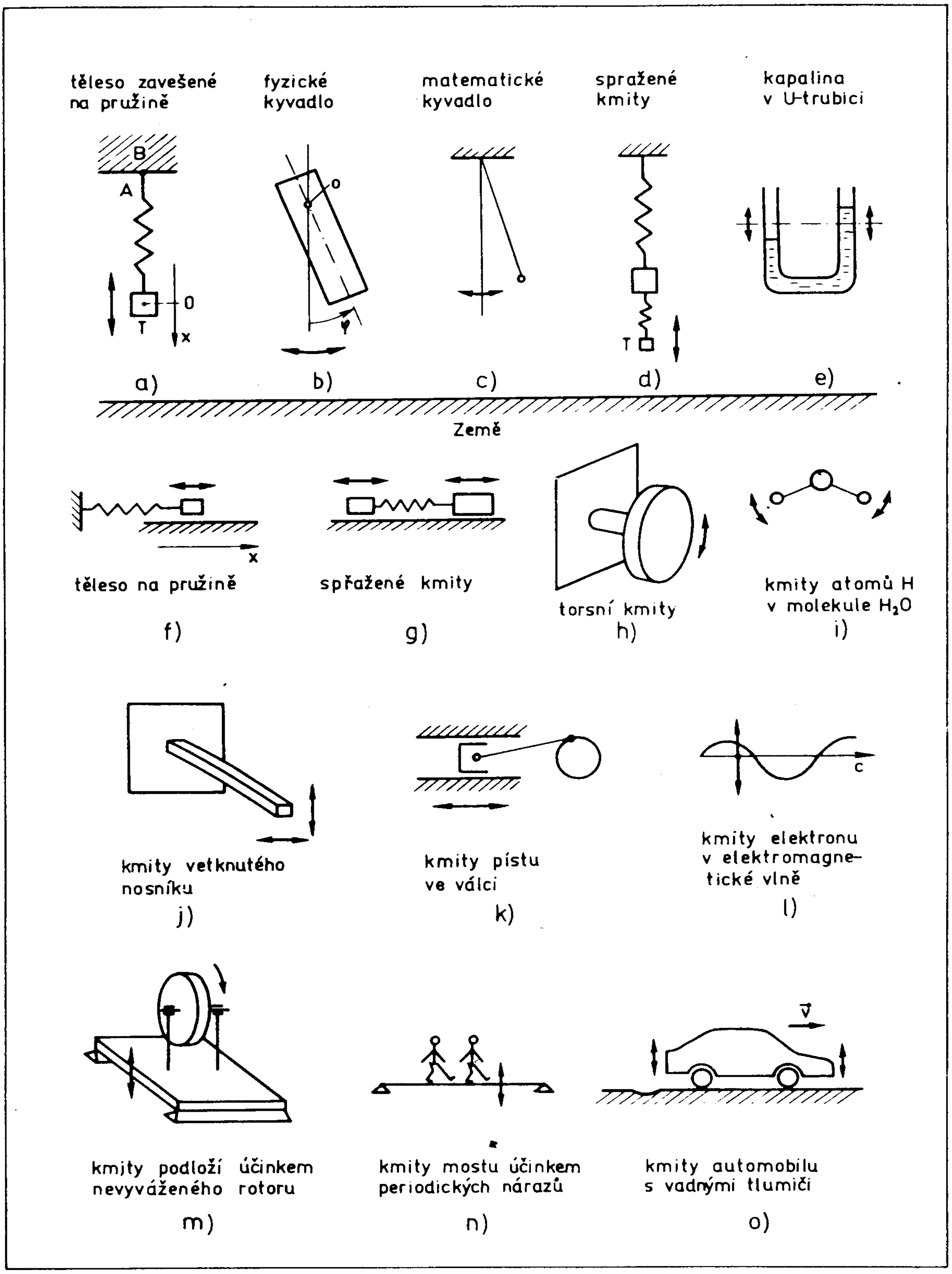
KMITY

Některé kmitavé pohyby okolo nás



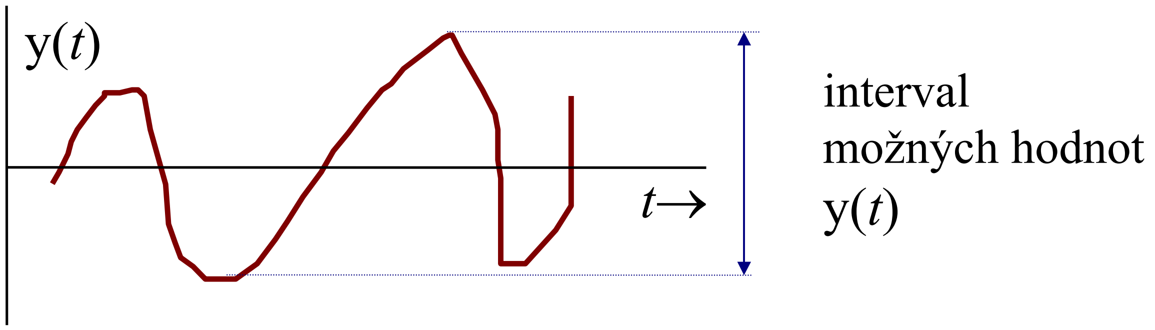
Základní pojmy

Definice

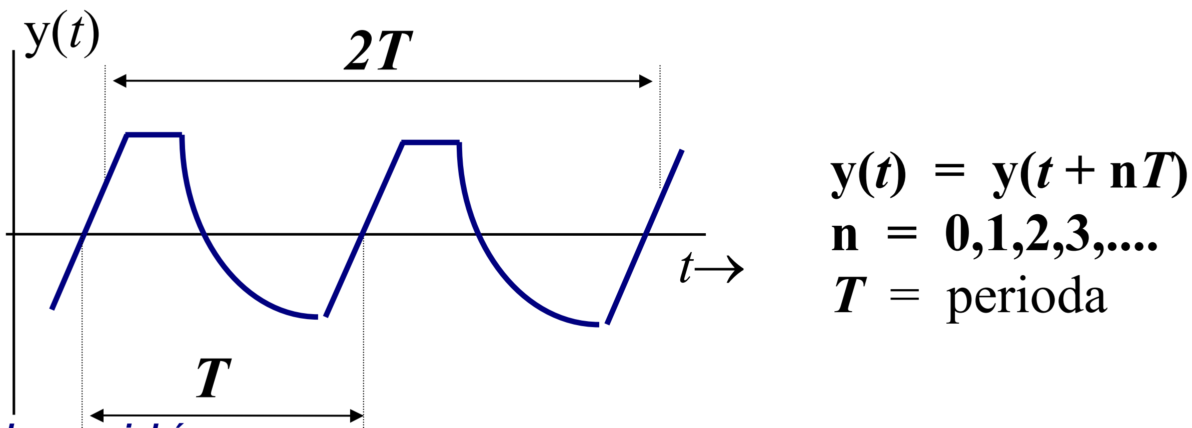
Mechanický kmitavý pohyb je pohyb, který
i) je vázaný na prostorovou nebo rovinnou křivku,
ii) má počet stupňů volnosti (zpravidla) ***i* = *1***,
ii) je omezený: všechny hodnoty polohového vektoru leží v určitém uzavřeném intervalu.

Klasifikace kmitavých pohybů

① obecné (neperiodické)



② periodické



③ ***harmonické***

Harmonické kmity jsou zvláštní případ kmitavého pohybu. Jsou popsány některou z těchto funkcí:
$\sin(\omega\, t+\varphi)$, $\cos(\omega\, t + \varphi)$, $\exp(j\omega\, t + \varphi)$, případně (za určitých předpokladů) jejich kombinacemi.
Jsou vždy periodické (perioda $T = 2\pi$).

Dále studujeme téměř výlučně pouze **harmonické** ***kmitavé pohyby* = *harmonické kmity***

Harmonické kmity

Volné

Působí jediná síla = elastická

Amplituda je konstantní

Probíhají v čase $t \in (-\infty, +\infty)$

Tlumené

Působí 2 síly: elastická + tlumící

Tlumící síla: tření, odpor prostředí aj.

Jsou **kvaziperiodické**. Amplituda klesá s časem. Po dostatečně dlouhé době je amplituda prakticky nulová

Vynucené

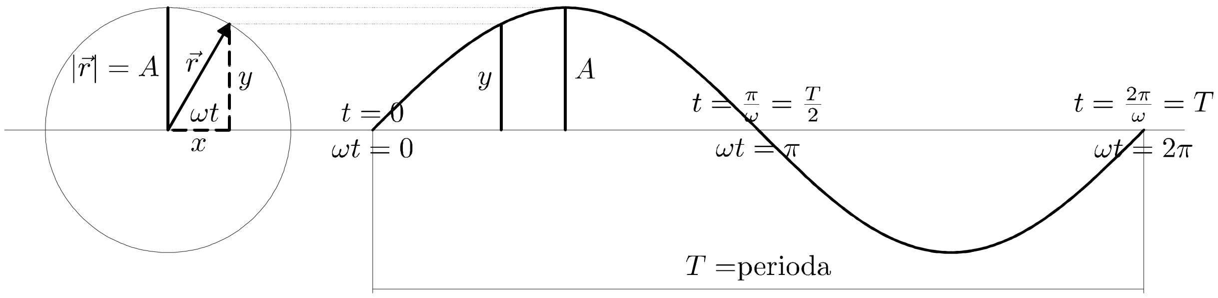
Působí 3 síly: elastická + tlumící + + vnější budící síla

Kmitočet vynuc. kmitů = kmitočtu budící síly.

Amplituda závisí na rozdílu kmitočtu volných kmitů a budícího kmitočtu

Kinematický popis volných harmonických kmitů

Harmonický pohyb *lze modelovat jako* průmět rovnoměrného kruhového pohybu do libovolného pevného směru.



Průmět vektoru $\vec{r}(t)$ směru osy y:

$$y(t) = A.\sin \omega t$$

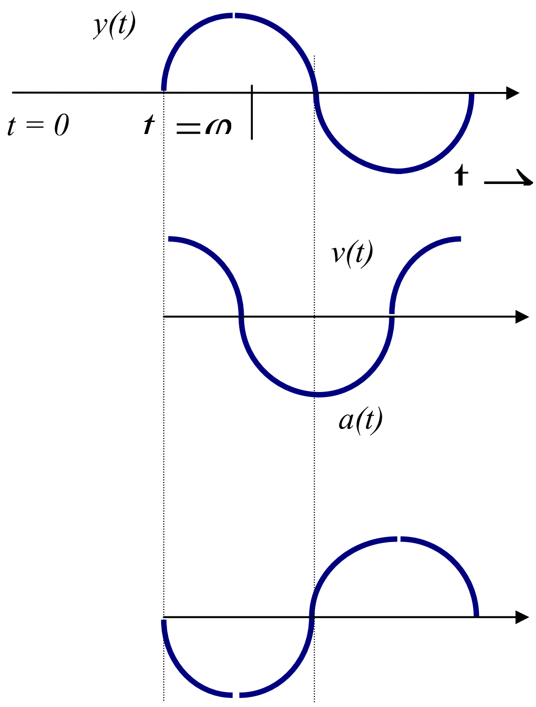
$y(t)$ ≡ okamžitá výchylka, A ≡ amplituda, ωt ≡ fáze

ω ≡ úhlová frekvence, úhlový kmitočet

Kinematické veličiny:

Okamžitá výchylka

$$y = A \sin(\omega t + \varphi_0)$$



Okamžitá rychlost:

$$v = \dot{y} = \omega . A \cos(\omega t + \varphi_0)$$

$$v = \omega \, . \, A \sin \left(\omega t + \varphi_0 + \pi/2\right)$$

Okamžité zrychlení

$$a = \dot{v} = \ddot{y} = -\omega^2 \overbrace{A \sin(\omega t + \varphi_0)}^{y}$$

$$a = +\omega^2 A \sin(\omega t + \varphi_0 + \pi)$$

$$a = \ddot{y} = -\omega^2 y$$

Ze srovnání rovnice pro výchylku y s rovnicí pro zrychlení a jsme tedy dostali

$$a = \ddot{y} = -\omega^2 y$$

Odtud plyne

základní diferenciální rovnice volných harmonických kmitů

$$\boxed{\frac{d^2y}{dt^2}+\omega^2 y=0}$$

Dynamický popis harmonického pohybu

Příklad

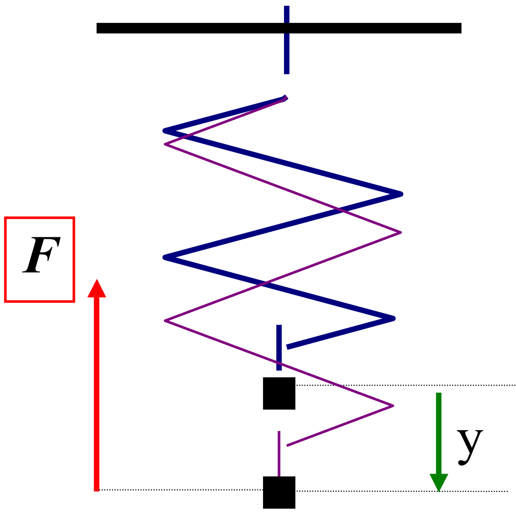
Pružná = elastická síla

$$F = -k\,.\,y$$

Pohybová rovnice

$$ma = F$$

$$m.\ddot{y} = -ky$$



Spojením těchto rovnic:

$$m.\frac{d^2y}{dt^2} + k\,.\,y = 0$$

Vydělíme hmotností ***m***

$$\frac{d^2y}{dt^2}+\frac{k}{m}y=0$$

Tato rovnice je formálně shodná s diferenciální rovnicí harmonického pohybu

$$\frac{d^2y}{dt^2}+\omega^2 y=0$$

Ze srovnání je vidět, že platí

$$\omega^2 = \frac{k}{m}, \quad k = m\,\omega^2, \quad \omega=\sqrt{k/m}$$

Obecně platí: Úhlový kmitočet volných harmonických kmitů je plně určen parametry kmitající soustavy.

Řešení základní diferenciální rovnice harmonického pohybu

Rovnice

$$\ddot{y}+\omega^2 y=0 \qquad *)$$

je obyčejná diferenciální rovnice druhého řádu s konstantními koeficienty.

Jejím řešením je obecně funkce

$$y = A.\exp(\lambda t), \qquad **)$$

kde λ, A jsou konstanty.

Pro nalezení konstant dosadíme funkci **) do *).

Dostaneme algebraickou rovnici:

$$\lambda^2 .A\exp(\lambda t) + \omega^2 .A\exp(\lambda t) = 0$$

Po vydělení rovnice funkcí $A\exp(\lambda t) \neq 0$ zůstane:

$$\lambda^2 = -\omega^2.$$

Tato rovnice má dva imaginární kořeny

$$\lambda_{1,2} = \pm j\,\omega, \quad \text{kde } j = \sqrt{(-1)}.$$

Obecné řešení diferenciální rovnice *) proto je

$$y = C_1.\exp(\lambda_1 t) + C_2.\exp(\lambda_2 t) \Rightarrow$$

$$y = C_1.\exp(+j\omega t) + C_2.\exp(-j\omega t) \qquad ***)$$

Konstanty C_1, C_2 jsou obecně komplexní čísla.

Podle Eulerovy věty

$$\exp(j\alpha) = \cos\alpha + j\sin\alpha$$

vyjádříme ***) :

$$y=C_1\cos\omega t + jC_1\sin\omega t + C_2\underbrace{\cos(-\omega t)}_{\cos\omega t} + jC_2\underbrace{\sin(-\omega t)}_{-\sin\omega t}$$

$$y = (C_1 + C_2).\cos\omega t + j(C_1 - C_2).\sin\omega t$$

Označme

$$(C_1 + C_2) = A, \qquad j(C_1 - C_2) = B.$$

Jelikož fyzikální význam mají pouze reálné veličiny, požadujeme, aby ***A***, ***B*** byla reálná čísla.

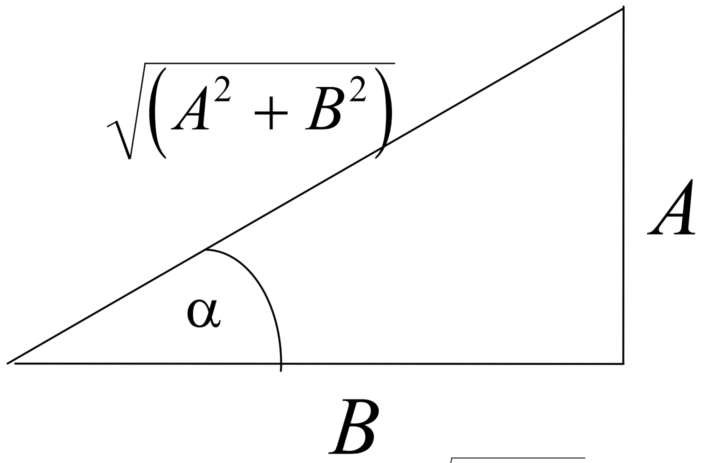
Řešení původní diferenciální rovnice **∗)** má tvar:

$$y = A.\cos\omega t + B.\sin\omega t \cdot \qquad ♣)$$

Je to tedy libovolná kombinace funkcí sinus a kosinus argumentu ωt.

Funkce ♣) se dá převést na jedinou funkci, např. sinus. Vydělíme ♣) výrazem $\sqrt{(A^2 + B^2)}$ Dostaneme

$$\frac{y}{\sqrt{(A^2 + B^2)}} = \frac{A.\cos\omega t}{\sqrt{(A^2 + B^2)}} + \frac{B.\sin\omega t}{\sqrt{(A^2 + B^2)}}$$



$$\sin\alpha = \frac{A}{\sqrt{A^2 + B^2}}$$

$$\cos\alpha = \frac{B}{\sqrt{A^2 + B^2}}$$

Označme $\sqrt{A^2 + B^2} = A^*$.

Potom můžeme psát

$$y = A^* (\sin\alpha . \cos\omega t + \cos\alpha . \sin\omega t)$$

$$y = A^* \sin(\omega t + \alpha)$$

Získali jsme řešení základní diferenciální rovnice volných harmonických kmitů ve tvaru

$$y = A^* (\sin\alpha . \cos\omega t + \cos\alpha . \sin\omega t)$$

$$y = A^* \sin(\omega t + \alpha)$$

Závěr

i) Řešením základní diferenciální rovnice volných harmonických kmitů **∗)** je obecně kterákoliv z funkcí

$$A^* \sin(\omega t + \alpha), \; A^* \cos(\omega t + \alpha),$$
$$A^* \exp(i\,\omega t + \alpha).$$

ii) Úhlový kmitočet ω je kmitočet volných harmonických kmitů; je plně určen vlastnostmi kmitající soustavy.

iii) Konstanta A^* je amplituda.

Konstanta α je počáteční fáze volných harmonických kmitů.

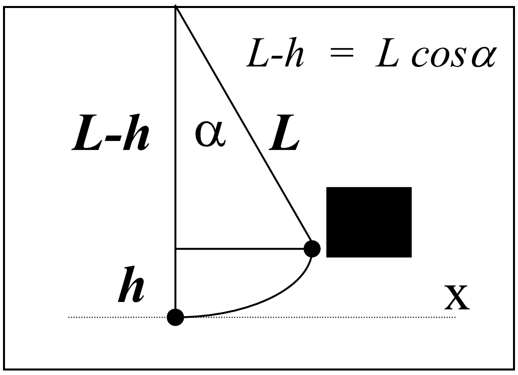
Konstanty A^*, α nelze nalézt z diferenciální rovnice ∗). K jejich určení jsou zapotřebí počáteční podmínky.

Příklad

Matematické kyvadlo (hmotný bod o hmotnosti ***m*** zavěšený na vlákně o délce ***L***) je vychýleno o úhel $\alpha_0 = 5°$. V čase t = 0 je uvolněno. Vyjádřete závislost úhlu α na čase.

Řešení

Jedná se o pohyb s jedním stupněm volnosti. Proto k úplnému popisu pohybu stačí jedna souřadnice. Volíme úhel α .



$$h = L - (L-h) = L - L\cos\alpha = L(1-\cos\alpha)$$

Výchozí princip: ***zákon zachování celkové mechanické energie.***

① Kinetická energie hmotného bodu:

$$v = r\omega = L\dot{\alpha}$$

$$E_k = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}m\,(L.\dot{\alpha})^2 = \frac{1}{2}mL^2\,(\dot{\alpha})^2$$

② Potenciální energie hmotného bodu E_p:

Jedná se o pohyb v poli gravitační síly, jež je konzervativní. Proto E_p existuje. V nejnižším bodě trajektorie položíme $E_p = 0$. Potom platí

$$E_p = mgh = mgL(1-\cos\alpha).$$

③ Celková mechanická energie hmotného bodu:

$$E = \frac{1}{2}mL^2(\dot{\alpha})^2 + mgL(1-\cos\alpha) = konst.$$

Protože neznáme celkovou energii E, derivujeme tuto rovnici podle času.
Dostaneme

$$mL^2\dot{\alpha}.\ddot{\alpha} + mgL\dot{\alpha}\sin\alpha = 0$$

Celou rovnici dělíme výrazem $mL^2\dot{\alpha}$.

Získáme:

$$\ddot{\alpha} + \frac{g}{L}\sin\alpha = 0$$

Toto je nelineární diferenciální rovnice, která nemá řešení v uzavřeném tvaru.
Hledáme **přibližné** řešení:

Pro $\alpha \le 0{,}1 rad,\ tj.\ \alpha \le 5^{\circ},\ \Rightarrow \sin\alpha \cong \alpha.$

Potom diferenciální rovnice dostane tvar

$\ddot{\alpha} + \frac{g}{L}\alpha = 0$, což je tvar dif. rov. harm. kmitů

$$\ddot{y} + \omega^2 y = 0.$$

Její řešení je

$\alpha = A.\sin(\omega t + B)$, kde $\omega = \sqrt{g/l}$

a A, B jsou konstanty.

Určíme je z podmínek (podle zadání)

$$\alpha(t=0) = \alpha_0 = 5^{\circ},\ \dot{\alpha}(t=0) = 0.$$

Proto platí

$\alpha_0 = A.\sin(0+B)$, výchylka v $t = 0$

$0 = \omega.A.\cos(0+B)$, rychlost v $t = 0$

Z druhé rovnice plyne, že $B = \pi/2, 3\pi/2,$ atd . Volíme $B = \pi/2$.

Po dosazení do první rovnice:

$$\alpha_0 = A.$$

Řešení, které vyhovuje daným počátečním podmínkám, je

$$\alpha = \alpha_0 \,.\sin\left(\omega t + \pi/2\right),$$

nebo, což je ekvivalentní

$$\alpha = \alpha_0 .\cos \omega t \,,$$

kde úhlový kmitočet ω je roven odmocnině z výrazu stojícího u nulté derivace v základní diferenciální rovnici,

$$\omega = \sqrt{g/L}\,,$$ ω je určeno pouze vlastnostmi kmitající soustavy.

Takže: $$\alpha = \alpha_0 .\cos\left(\sqrt{g/L}\right) t \,.$$

Skládání harmonických kmitů

Princip superposice:

Jsou-li y_1 a y_2 dvě řešení základní diferenciální rovnice harmonického pohybu, pak funkce $y = y_1 + y_2$ je také řešením této rovnice.

Důkaz:

$$\ddot{y}_1 + \omega^2 y_1 = 0,$$

$$\ddot{y}_2 + \omega^2 y_2 = 0.$$

Sečteme obě rovnice. Dostaneme

$$\ddot{y}_1 + \ddot{y}_2 + \omega^2 y_1 + \omega^2 y^2 =$$

$$= \frac{d^2(y_1 + y_2)}{dt^2} + \omega^2 (y_1 + y_2) = 0.$$

Je vidět, že funkce $y = y_1 + y_2$ je rovněž řešením základní diferenciální rovnice.

To je potvrzení principu superpozice pro volné kmity.

Působí-li na hmotný bod dvě různé elastické síly, pak výsledný pohyb je superposicí jednotlivých volných harmonických pohybů odpovídajících první a druhé síle a prvním a druhým počátečním podmínkám.

Předmět této kapitoly: skládání dvou kmitavých pohybůo stejných nebo blízkých ω, nebo když platí

$\omega_1/\omega_2 = n_1/n_2$, kde n_1, n_2 ..... celá čísla.

(Větší počet pohybů lze postupným skládáním dílčích kmitavých pohybů vždy převést na tento případ)

Skládání 2 kmitavých pohybů

1) **ve stejném směru (stejnosměrných):**

A. $\omega_1 = \omega_2 = \omega.$
Výsledný pohyb je harmonický a má kmitočet ω. ✓

B. $\omega_1/\omega_2 = n_1/n_2$, kde n_1, n_2 jsou celá čísla:
Výsledný pohyb = periodický, není harmonický.

C. Mezi ω_1 a ω_2 není žádný pevný funkční vztah:
Výsledný pohyb není ani harmonický, ani periodický.

D. Zvláštní případ: $\omega_1 \neq \omega_2$; $\omega_1 \to \omega_2$ ✓
zázněje (rázy)

2) **ve vzájemně kolmých směrech:**

A $\omega_1 = \omega_2 = \omega,$ ✓ B $\omega_1/\omega_2 = n_1/n_2$ ✓
n_1, n_2 .... celá čísla
V obou případech je výsledný pohyb periodický

C Mezi ω_1 a ω_2 není žádný pevný funkční vztah:
Výsledný pohyb ***není ani harmonický, ani periodický***.

IV.6.2. Skládání stejnosměrných kmitů

$\omega_1 = \omega_2$

Dva kmitavé pohyby v jednom bodě:

$$y_1 = A_1 \sin(\omega t + \phi_1) ,$$

$$y_2 = A_2 \sin(\omega t + \phi_2).$$

Výsledný kmitavý pohyb

$$y = y_1 + y_2$$

$$y = A_1 [\sin \omega t . \cos \phi_1 + \cos \omega t . \sin \phi_1] + $$
$$+ A_2 [\sin \omega t . \cos \phi_2 + \cos \omega t . \sin \phi_2].$$

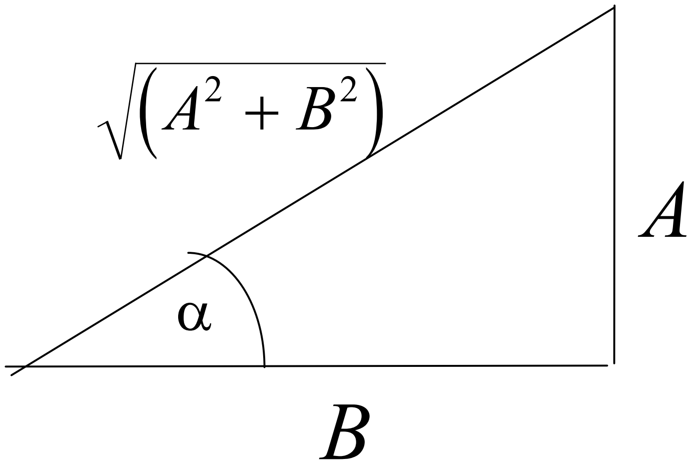
Po přeskupení členů:

$$y = [A_1 \cos \phi_1 + A_2 \cos \phi_2]. \sin \omega t +$$
$$+ [A_1 \sin \phi_1 + A_2 \sin \phi_2]. \cos \omega t$$

dostáváme

$$y = B . \sin \omega t + A . \cos \omega t ,$$

kde



$$\sin\alpha = \frac{A}{\sqrt{A^2 + B^2}}$$

$$\cos\alpha = \frac{B}{\sqrt{A^2 + B^2}}$$

Výsledná amplituda

$$A^* = \sqrt{A^2 + B^2}$$

Výsledná fáze α

$$\mathrm{tg}\ \alpha = A/B$$

a) Výsledná amplituda - výpočet:

$$A^{*2} = A_1^2 \cos^2 \phi_1 + A_2^2 \cos^2 \phi_2 + 2A_1 A_2 \cos\phi_1 \cos\phi_2 +$$
$$+ A_1^2 \sin^2 \phi_1 + A_2^2 \sin\phi_2 + 2A_1 A_2 \sin\phi_1 \sin\phi_2 \quad .$$

Po úpravě

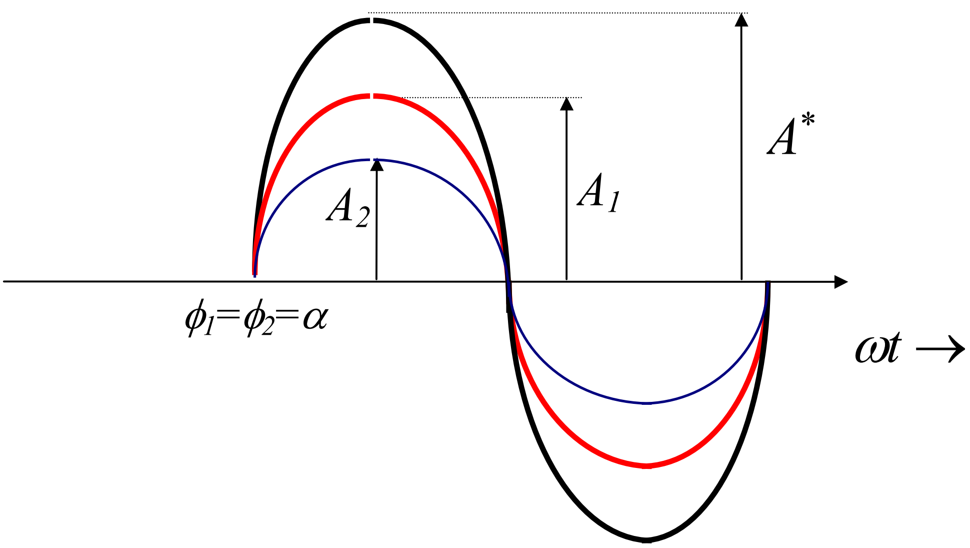
$$A^{*2} = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\phi_1 - \phi_2)$$

b) Výsledná fáze - výpočet:

$$\mathrm{tg}\ \alpha = \frac{A_1 \sin\phi_1 + A_2 \sin\phi_2}{A_1 \cos\phi_1 + A_2 \cos\phi_2}$$

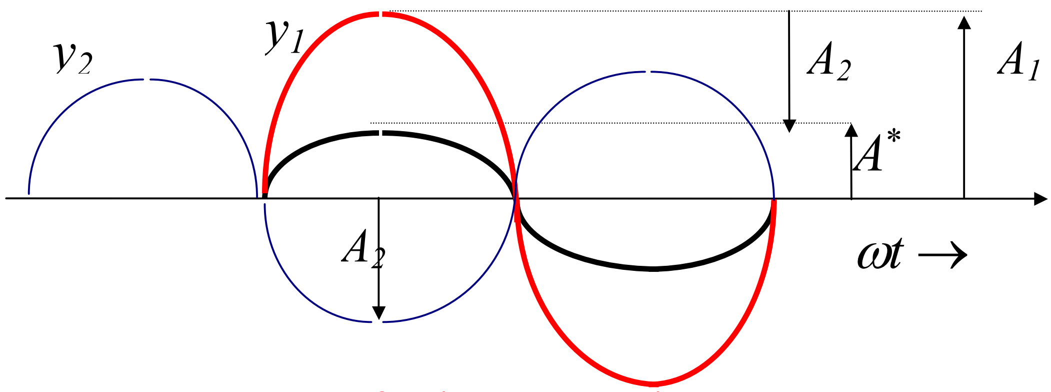
Diskuse výsledků: zvláštní případy

i) $\phi_1 = \phi_2$: $\quad A^* = A_1 + A_2\ , \quad \alpha = \phi_1 = \phi_2$



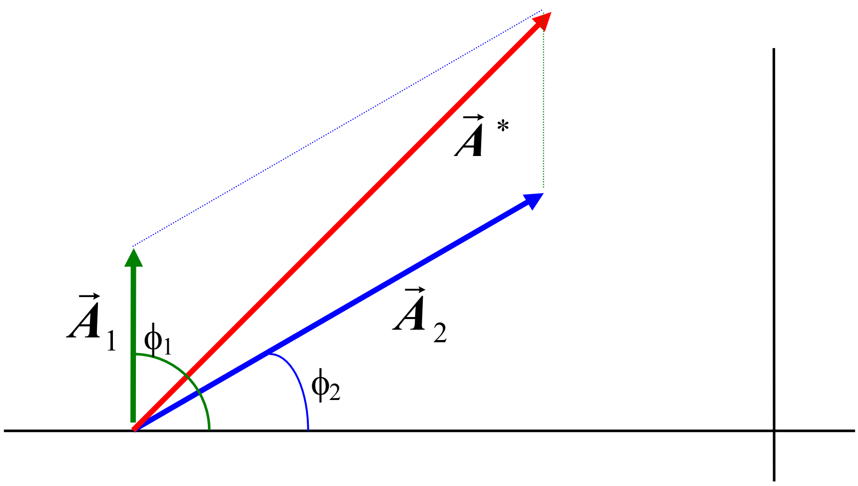
Protože jsou fáze obou kmitů stejné, je výsledná amplituda rovná algebraickému součtu amplitud

ii) $\phi_2 = \phi_1 + \pi$: $A^* = |A_1 - A_2|$, $\alpha = \phi_1$



Jedná se o kmity s opačnou fází (přičtení úhlu π)
Výsledná amplituda je rovná rozdílu amplitud Výsledná fáze = fázi kmitu s větší amplitudou

Poznámka
V reprezentaci rotujících vektorů lze skládání kmitů zobrazit pomocí grafické metody nalezení součtu dvou vektorů. Protože $\omega_1 = \omega_2 = \omega$, vektory $\vec{A}_1, \vec{A}_2$ rotují stejnou úhlovou rychlostí ω, jejich vzájemná poloha je stálá, tedy např. jako v čase $t = 0$.



$$\left|\vec{A}^{*2}\right| = \left|\vec{A}^2\right| + \left|\vec{A}^2\right| + 2\left|\vec{A}_1\right| . \left|\vec{A}_2\right| \cos(\phi_1 - \phi_2)$$

Skládání stejnosměrných kmitů blízkých frekvencí

Zvláštní případ: $\omega_1 \neq \omega_2$, avšak $\omega_1 \to \omega_2$.

$$y_1 = A.\sin\omega_1 t,$$
$$y_2 = A.\sin\omega_2 t,$$

kde rozdíl $\omega_1 - \omega_2 \to 0$.

Výsledný pohyb:

$$y = y_1 + y_2 = A(\sin\omega_1 t + \sin\omega_2 t)$$

Použijeme vztah

$$\sin\alpha + \sin\beta = 2\cos\left(\frac{\alpha-\beta}{2}\right) . \sin\left(\frac{\alpha+\beta}{2}\right) .$$

Dostaneme

$$y = \underbrace{2A\cos\left(\frac{\omega_1-\omega_2}{2}.t\right)}_{A'} . \sin\left(\underbrace{\frac{\omega_1+\omega_2}{2}}_{\omega_s}.t\right).$$

Výsledkem jsou kmity

$$y = A' \sin\omega_s t ,$$

které mají kmitočet $\omega_s = (\omega_1 + \omega_2)/2$,

a jejichž amplituda je

$$A' = 2A\cos\left(\underbrace{\frac{\omega_1-\omega_2}{2}}_{\omega_R}.t\right) .$$

Amplituda je periodickou funkcí času s periodou

$T_R = 2\pi/\omega_R = 4\pi/|\omega_1 - \omega_2| = 2/|f_1 - f_2| = 1/f_R$.

a frekvencí

$$f_z = \frac{|\omega_1 - \omega_2|}{2\pi} = |f_1 - f_2| ,$$

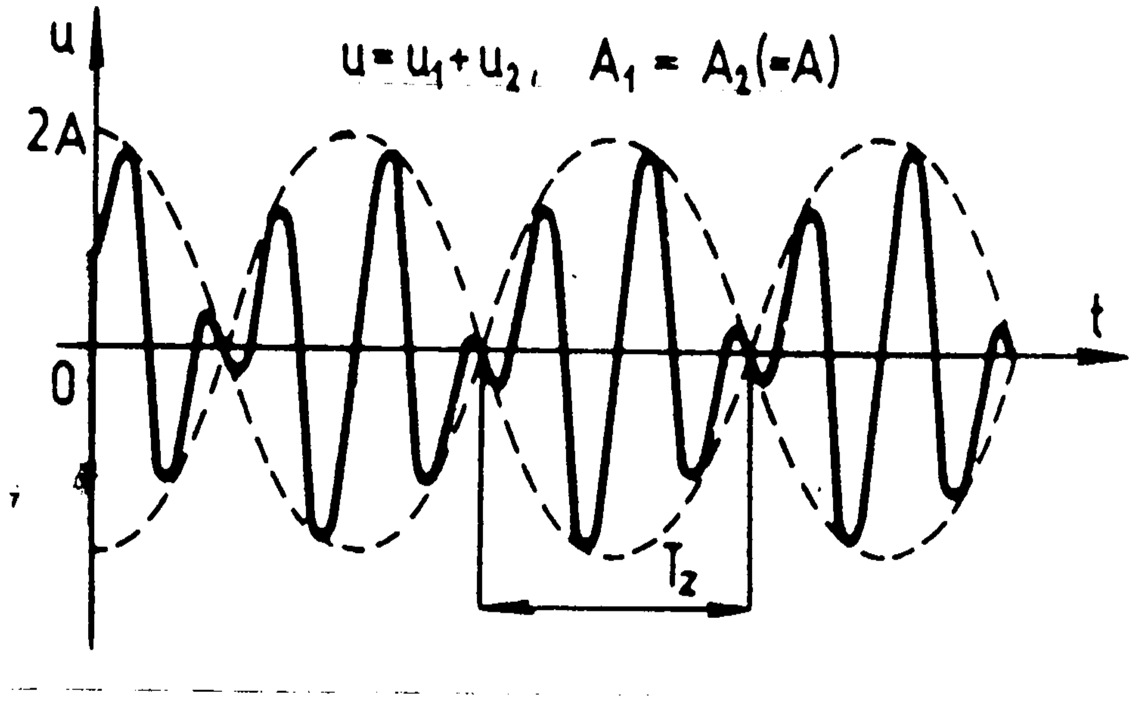
Během jednoho kmitu dosáhne absolutní hodnota amplitudy dvakrát své maximální hodnoty. Tato maxima mohou být slyšitelná. Nazývají se ***zázněje*** nebo ***rázy***.

Počet rázů za 1 sekundu je tedy

$n = 2.f_R = |f_1 - f_2|$

kde f_1 , f_2 jsou frekvence skládaných kmitů.

Aplikace: ladění hudebních nástrojů, sdělovací technika (interferenční zázněje, záznějové oscilátory, apod.)



IV.6.2. Skládání kmitů vzájemně kolmých se stejnými kmitočty

Jeden harmonický pohyb v ose x:

$$x = A.\sin\omega t\,. \qquad\qquad ^{*})$$

Druhý harmonický pohyb v ose y:

$$y = A.\sin(\omega t + \phi) \qquad\qquad ^{**})$$

Rovnice $^{*})$, $^{**})$ představují parametrické rovnice výsledné trajektorie hmotného bodu.

Najdeme rovnici trajektorie ve tvaru $y = y(x)$:

① z rovnice $^{*})$ $\sin\omega\, t = x/A$, $\qquad ^{***})$

② $\sin(\omega t + \phi) = \sin\omega t\cos\phi + \cos\omega t\sin\phi$

Dosadíme do $^{**})$ pak:

$$y = x\cos\phi + A\cos\omega t\,.\sin\phi \qquad ^{****})$$

Vyjádříme $\cos\omega t = \sqrt{1-\sin^2\omega t}$, užijeme ***):

$$\cos\omega t = A^{-1}.\sqrt{A^2 - x^2}\,.$$

Rovnice ****) dostane tvar

$$y = x\cos\phi + \left(\sqrt{A^2 - x^2}\right).\sin\phi$$

Zbavíme se odmocniny:

$$\left(y - x\cos\phi\right)^2 = \left(A^2 - x^2\right).\sin^2\phi\,,$$

umocníme a roznásobíme:

$$y^2 - 2xy\cos\phi + x^2 = A^2\sin^2\phi \qquad ^{6*})$$

$$y^2 - 2xy\cos\phi + x^2 = A^2\sin^2\phi \qquad ^{6*})$$ předch. folie

To je rovnice elipsy.

Prozkoumáme speciální případy.

a) $\phi = 0$

Rovnice ^{6*}) dostane tvar

$$\left(y - x\right)^2 = 0 \Rightarrow y = x\,.$$

To jsou **2 *přímky o směrnici 1***;

tg $\alpha = 1$, $\alpha = \pi/4$

b) $\phi = \pi$ $\qquad (\cos\pi = -1)$

Rovnice ^{6*}) se změní na

$$\left(y + x\right)^2 = 0 \Rightarrow y = -x$$

To jsou opět **2 *přímky, ale o směrnici -1***;

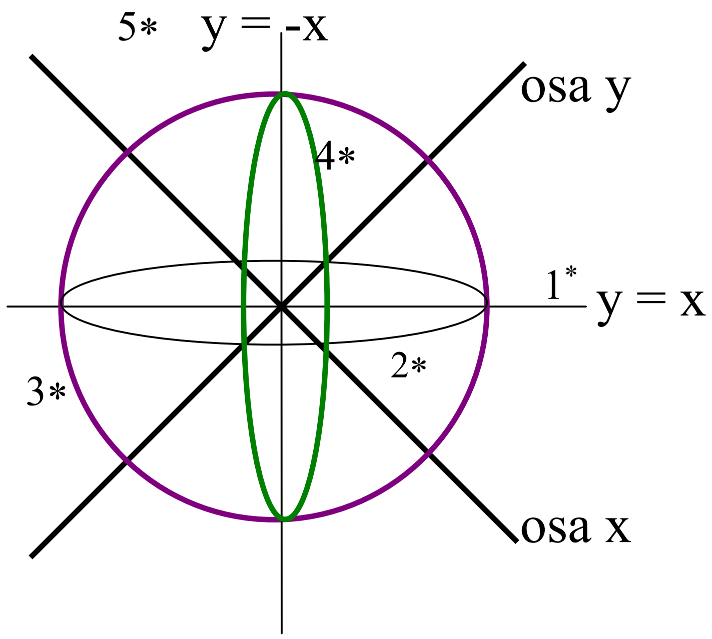
tg $\alpha = -1$, $\alpha = -\pi/4$

c) $\phi = \dfrac{\pi}{2}$

Z rovnice elipsy [6*]) vznikne

$$x^2 + y^2 = A^2 ,$$

což je ***kružnice*** o poloměru A .



1^* $\phi = 0$

2^* $\phi \in (0, \pi/2)$

3^* $\phi = \pi/2$

4^* $\phi \in (\pi/2, \pi)$

5^* $\phi = \pi$

Skládání kmitů vzájemně kolmých o nestejných, ale blízkých kmitočtech

Význam má pouze případ, kdy $\omega_1/\omega_2 = n_1/n_2$,
n_1, n_2 ..... celá čísla .

Příklad

$\omega_1/\omega_2 = 1/2$

$$x = A.\sin\omega t \qquad ♣)$$
$$y = A.\sin 2\omega t \qquad ♣♣)$$

Toto jsou parametrické rovnice trajektorie hmotného bodu, který současně koná

- harmonické kmity o frekvenci ω ve směru osy X a
- harmonické kmity o frekvenci 2ω ve směru osy Y.

Najdeme funkci $y = y(x)$.

Vyjádříme $\sin 2\omega t = 2\sin\omega t \,.\, \cos\omega t$,
dosadíme do rovnice ♣♣) .

Získáme tím:

$$y = \frac{2x}{A} . \sqrt{A^2 - x^2}$$

Hledejme průběh funkce

$$y = \frac{2x}{A} . \sqrt{A^2 - x^2}$$

① Nulové body
$y = 0$ pro $x = 0$, $x = -A$, $x = +A$.

② Hledáme extrémy funkce

$$y^2 = \frac{2x^2}{A^2} . \left(A^2 - x^2\right).$$

$$\frac{d\left(y^2\right)}{dx} = \frac{4x}{A^2}\left(A^2 - x^2\right) + \frac{2x^2}{A^2} . (-2x)$$

$$\frac{d\left(y^2\right)}{dx} = 4x\left(1 - \frac{2x^2}{A^2}\right) = 0 .$$

Body x_m, v nichž nastane extrém, jsou

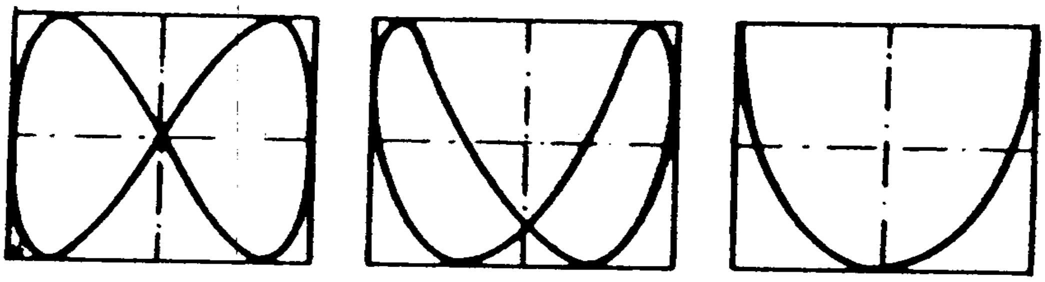
$x_{m1} = 0 \Rightarrow$ $y = 0$ (*nulový bod*)

$x_{m,23} = \pm A/\sqrt{2}$ $y = +A/\sqrt{2}$ (*maximum*)

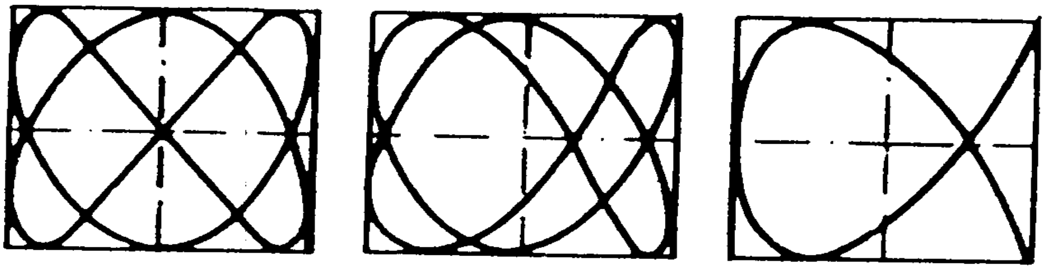
$y = -A/\sqrt{2}$ (*minimum*)

Grafem funkce je uzavřená křivka zvaná **lemniskáta**

Obecně: *Lissajousovy obrazce*
$\Downarrow$ *náš případ*



$\omega_1 : \omega_2 = 1 : 2$

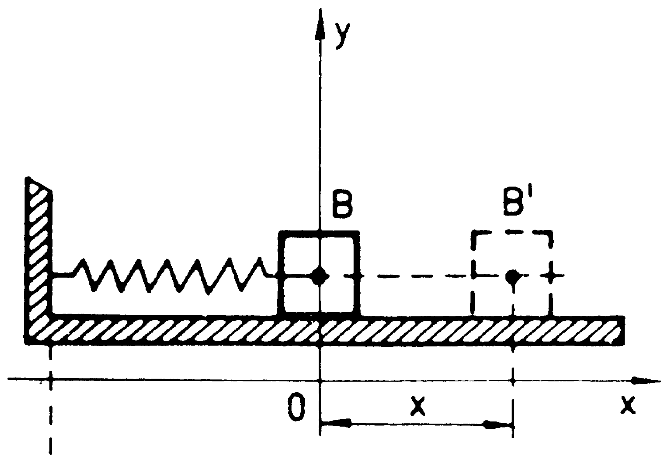


$\omega_1 : \omega_2 = 2 : 3$

Energie harmonických kmitů

Uvažujme o hmotném bodu B o hmotnosti m kmitajícím na pružině, jejíž tuhost je k.
Elastická síla je $F = -k.x$

Tento kmitající hmotný bod má:



① kinetickou energii

$$E_k = \frac{1}{2} m v^2 ,$$

② potenciální energii

$$E_p = \frac{1}{2} k x^2$$

Počáteční podmínky: $x(0) = 0, \dot{x}(0) = \omega A$.

Rovnice harmonických kmitů pak je

$$x = A \sin \omega t, \text{ kde } \omega = \sqrt{k/m} .$$

① Rychlost $v = \dot{x} = \omega . A \cos \omega t \Rightarrow$

$$E_k = \frac{1}{2} m \omega^2 A^2 \cos^2 \omega t$$

② Dosadíme $k = m \omega^2 \Rightarrow$

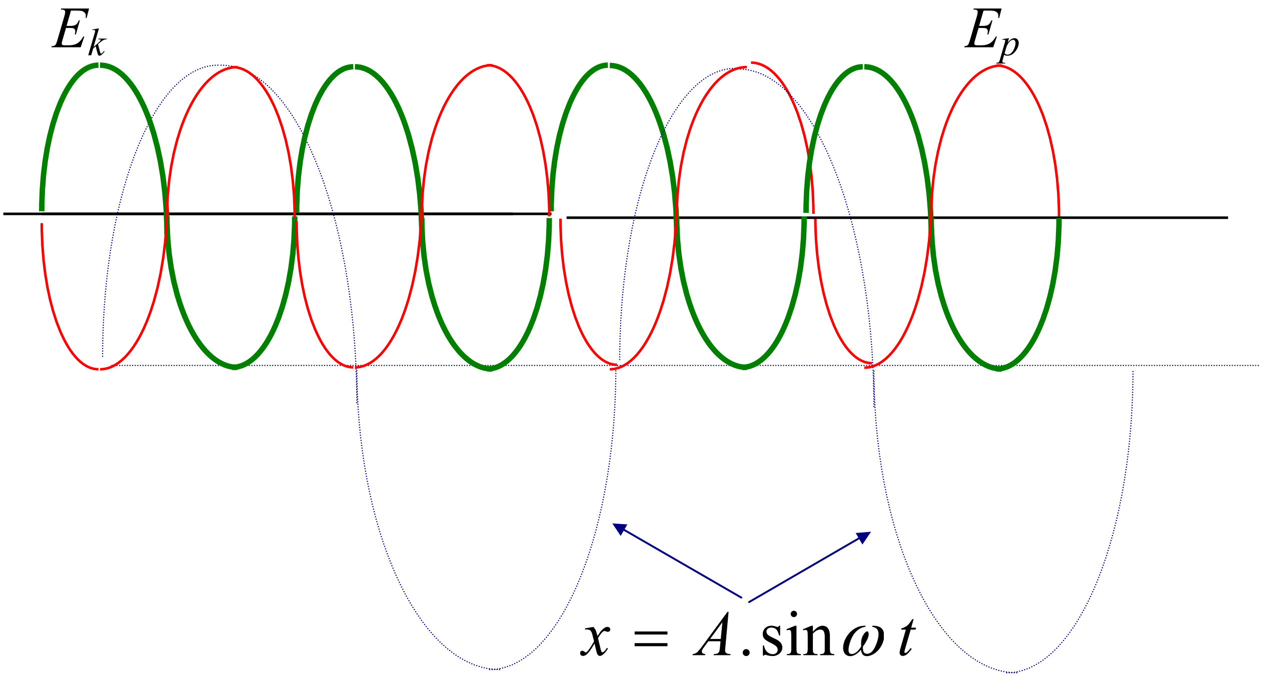
$$E_p = \frac{1}{2} m \omega^2 A^2 \sin^2 \omega t$$

Celková mechanická energie hmotného bodu je

$$E = \frac{1}{2} m \omega^2 A^2 \left(\cos^2 \omega t + \sin^2 \omega t \right),$$

$$E = \frac{1}{2} m A^2 \omega^2$$

a je nezávislá na čase.
To je v souladu se zákonem zachování celkové mechanické energie, která má v každém okamžiku stejnou hodnotu E.



$$\sin^2 \omega t = \frac{1}{2}(1-\cos 2\omega t)\ ,\ \cos^2 \omega t = \frac{1}{2}(1+\cos 2\omega t)$$

$$E_k = \frac{1}{4} m\omega^2 A^2 (1+ \cos 2\omega t),$$

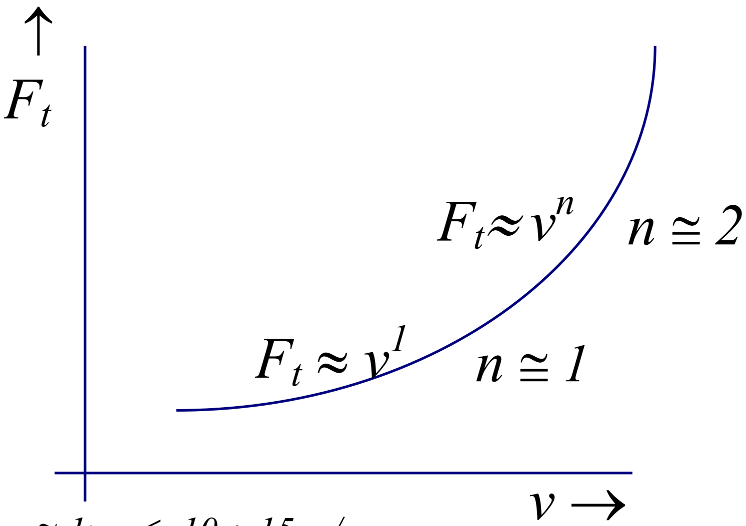
$$E_p = \frac{1}{4} m\omega^2 A^2 (1- \cos 2\omega t)$$

Vlastní tlumené kmity

Dosud jsme studovali volné kmity.
Působila jediná síla: $F_e = -k\,y$, tj. elastická síla.
To byl ideální a v praxi nerealizovatelný případ.
Ve skutečnosti působí vždy ještě další síla: odpor prostředí, tření (nebo obojí).

Síla odporu prostředí F_t je složitou funkcí vlastností povrchu těles v kontaktu či ve vzájemném pohybu a jejich vzájemné rychlosti *v*.

Schématický graf závislosti odporu vzduchu F_t na v .



Oblast $n \cong 1$: $v \leq 10 \div 15\ m/s$

Oblast $n \cong 2$: $v \cong 20 \div 40\ m/s$. Platí empirický vztah

$F_t = \frac{1}{2} C_x \rho v^2$, kde C_x je tvarový součinitel.

Příklady:

Vůz	Citroën CX 3000	Lada 1200	Felicia
C_x	*0,3000*	*0,48*	*0,33*

Přibližné řešení tlumených kmitů

Na hmotný bod působí dvě síly:

① Elastická síla $F_e = -k\,y$

② Odpor prostředí F_t . Předpokládáme, že platí

$$F_t = -B.v = -B.\dot{y}\,.$$

Znaménko – vyjadřuje, že síla F_t má opačný smysl než rychlost.
Platí pohybová rovnice $F = m.\ddot{y}$, kde

$$F = F_e + F_t\,.$$

Spojením uvedených rovnic:

$$m\ddot{y} = -B\dot{y} - k\,y,$$

$$m\ddot{y} + B\dot{y} + k\,y = 0.$$

Zde platí $k = m\omega_0^2$ a pro zjednodušení zápisu klademe: $B = 2mb$, (b = konstanta tlumení):

$$\ddot{y} + 2b\dot{y} + \omega_0^2\,y = 0. \qquad ♣)$$

Poznámka

ω_0 je úhlový kmitočet VOLNÝCH KMITŮ – s tímto kmitočtem by soustava kmitala, **kdyby nepůsobilo tlumení**

Rovnice ♣) je diferenciální rovnice tlumených kmitů.

Postup řešení:

Zkusíme funkci $y = A.\exp(\lambda t)$.

Po dosazení y do ♣) a po úpravě dostaneme

$$\lambda^2 + 2b\lambda + \omega_0^2 = 0.$$

To je kvadratická rovnice. Její kořeny jsou

$$\lambda_{1,2} = -b \pm \sqrt{\left(b^2 - \omega_0^2\right)}.$$

Hledaná funkce tedy je

$$y = C_1.\exp\lambda_1 t + C_2.\exp\lambda_2 t.$$

Konstanty C_1 a C_2 závisí na počátečních podmínkách.

Zvolíme takové podmínky, že $C_1 = 0$.

Označíme $C_2 = A$. Potom

$$y = A.\exp(-bt).\exp\left[\left(-\sqrt{\left(b^2 - \omega_0^2\right)}\right).t\right]$$

Vlastnosti řešení závisí na výrazu $D = \sqrt{b^2 - \omega_0^2}$

① Je-li $b^2 - \omega_0^2 > 0$, tlumení je dostatečně velké, D je reálné číslo.

Řešení je klesající (neperiodická) funkce času

$$y = A.\exp(-bt).\exp(-Dt)$$

Nejedná se tedy o kmitavý pohyb

② Je-li $b=\omega_0$, pak $y = A.\exp(-bt).(1 + A_1 t)$

Řešení je opět klesající neperiodická funkce času.

③ Je - li naopak $b^2-\omega_0{}^2<0$, potom řešení v *Re* oboru neexistuje. Označíme proto

$$\sqrt{b^2 - \omega_0^2} = i.\sqrt{\omega_0^2 - b^2}, \quad i = \sqrt{-1}$$

a řešení je

$$y = A.\exp(-bt).\exp\left(-i\sqrt{\omega_0^2 - b^2}.t\right)$$

Imaginární exponent ve druhém výrazu značí, že jde o periodickou složku typu sinus nebo kosinus.

Použijeme Eulerovy vzorce $\exp(\pm i\alpha) = \cos\alpha \pm i\sin\alpha$,

vybereme řešení, které odpovídá počátečním podmínkám

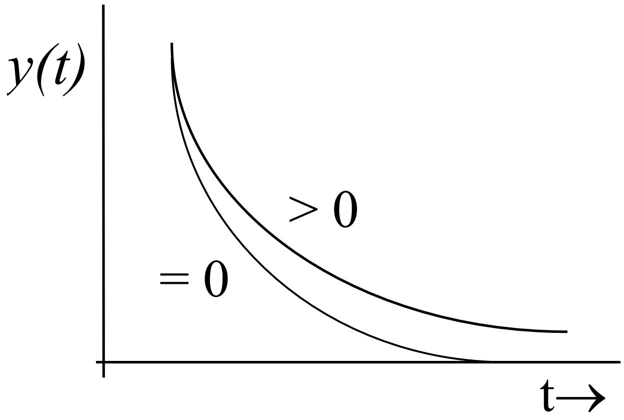
$$y(t=0) = A, \quad \dot{y}(t=0) = 0 :$$

$$y = A.\exp(-bt).\cos(\omega_t t + \phi)$$

Grafické znázornění

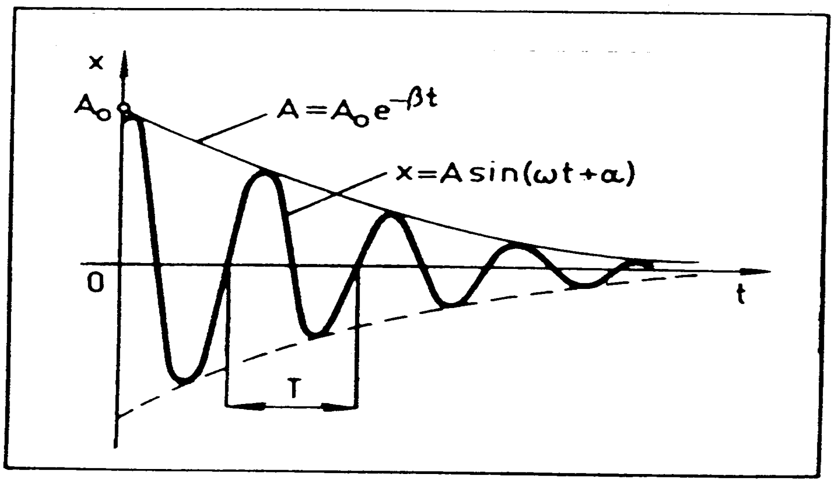
①, ② $b^2 - \omega_0^2 \geq 0$

neperiodický průběh



Příklady:
kyvadlo ve viskózní kapalině,
ručičky analog. měř. přístrojů,
atd.

③ $y = A.\exp(-bt).\sin(\omega_t t + \alpha)$



Tento pohyb se nazývá (nepřesně) *vlastní tlumené (harmonické) kmity*. Je to kvasi-periodický pohyb.

Definice veličin vlastních tlumených kmitů

① **Útlum** Λ je podíl dvou po sobě následujících maximálních výchylek na tutéž stranu z rovnovážné polohy

$$\Lambda = \frac{y_n}{y_{n+1}}$$

$$\Lambda = \frac{A.\exp\left[-b\left(t+nT\right)\right].\cos\left[\omega\left(t+nT\right)\right]}{A.\exp\left[-b\left(t+(n+1)T\right)\right].\cos\left[\omega\left(t+(n+1)T\right)\right]}$$

Protože platí

$$\exp\left[-b\left(t+(n+1)T\right)\right] =$$

$$= \exp\left(-bT\right).\exp\left[-b\left(t+nT\right)\right]$$

$$\cos\left[\omega\left(t+nT\right)\right] = \cos\left[\omega\left(t+(n+1)T\right)\right],$$

dostáváme

útlum $\underline{\Lambda = \exp\left(bT\right)}$,

$$T_t = \frac{2\pi}{\sqrt{(\omega_0 - b^2)}}$$ = **perioda tlumených kmitů**,

která je delší než odpovídající perioda volných kmitů

$$T_0 = 2\pi/\omega_0 \, .$$

② **Logaritmický dekrement útlumu** δ

Definiční vztah

$$\delta = \lg \Lambda$$

$$\delta = \lg\left[\exp\left(bT\right)\right]$$

$$\delta = bT$$

Závěry

* Tlumené kmity vznikají tehdy, jestliže

na hmotný bod působí dvě síly:

1. elastická síla $F_e = - k.y$
2. síla tření $F_t = - 2\, b\, m\, (dy/dt)$.

b je konstanta tlumení

* Nejsou periodické, jejich amplituda klesá
  - jsou kvasiperiodické
* Okamžitá výchylka (za urč. počáteč. podmínek)

  $y = A \,.\, e^{-bt} \,.\, \cos\omega_\tau t$
* Kmitočet tlumených kmitů ω_τ je menší, než odpovídající kmitočet ω_0 volných kmitů

$$\omega_t = \sqrt{\omega_0^2 - b^2}$$

* Amplituda tlumených kmitů klesá exponenciálně s časem. V čase $t = \infty$ je amplituda nulová.
* Útlum $\Lambda = y_n/y_{n+1} = e^{bT}$
* Logaritm. Dekrement

Vynucené (nucené) kmity

Dosud:

① volné kmity (nemohou se v praxi realizovat)

② tlumené kmity (po určité době je amplituda zanedbatelně malá - kmity zanikají).

K udržení kmitů je zapotřebí vnější síla.

Proto: ③ **vynucené kmity.**

Na hmotný bod působí tři síly.

elastická síla $F_e = -m\omega_0^2 y$,

odporu prostředí $F_t = -2bm\dot{y}$

vnější harmonická síla $F_h = Q.\sin\Omega t$

<u>Řešení diferenciální rovnice vynucených kmitů</u>

Pohybová rovnice (druhý Newtonův zákon☺

$$m\ddot{y} = Q.\sin\Omega t - m\omega_0^2 y - 2bm\dot{y}$$

Přepíšeme do obvyklého tvaru

$$\ddot{y} + 2b\dot{y} + \omega_0^2 y = (Q/m).\sin\Omega t$$

To je obyčejná lineární diferenciální rovnice druhého řádu s pravou stranou.

Řešení této rovnice:

$$y = y_H + y_p \,,$$

y_H je obecné řešení homogenní rovnice, tzn. rovnice bez pravé strany ,

y_p je partikulární řešení rovnice s pravou stranou.

Řešení y_H známe. Jsou to tlumené kmity o rovnici

$$y_H = A_H .\exp(-b\,t).\cos\omega_1\, t,$$

kde $\omega_1 = \sqrt{\omega_0^2 - b^2}$ je frekvence tlumených kmitů.

V čase $t = 5/b$ má výraz $A.\exp(-b\,t)$ hodnotu přibližně $A/200$, je tedy blízký k nule.

Po dostatečně dlouhé době se proto řešení y_H dá zanedbat.
Řešení y_p:
Hledáme je ve tvaru

$$y_p = A_v .\sin(\Omega t + \Phi),$$

kde A_v je amplituda vynucených kmitů,
Φ je fáze vynucených kmitů.
Dosadíme řešení y_p do diferenciální rovnice. Dostaneme algebraickou rovnici ve tvaru

$$A_v\left(\omega_0^2 - \Omega_0^2\right)\sin(\Omega t + \Phi) + 2\,A_v\, b\,\Omega\cos(\Omega t + \Phi) =$$

$$= \frac{Q}{m}\,.\sin\Omega t$$

Veličiny A_v , Φ představují neznámou amplitudu a fázi. K jejich určení provedeme tuto úvahu:
Jestliže funkce $y_p = A_v .\sin(\Omega t + \Phi)$ je řešením dané *diferenciální* rovnice, potom tato algebraická rovnice musí být splněna pro každou hodnotu času *t*.
Provedeme dvojí volbu:

① $(\Omega t + \Phi) = 0$. Potom $A_v .\sin(\Omega t + \Phi) = 0$

a rovnice má tvar

$$2\,A_v\,b\,\Omega \;=\; -\frac{Q}{m}\,\sin\Phi\,.$$

② $\left(\Omega t + \Phi\right) = \pi/2$. Funkce $\cos\left(\Omega\, t + \Phi\right) = 0$,

takže $$A_v\left(\omega_0^2 - \Omega_0^2\right) \;=\; \frac{Q}{m}\,\cos\Phi\,.$$

Dostali jsme dvě rovnice pro dvě neznámé: A_v , Φ .

Řešení

1. Druhou rovnicí vydělíme první rovnicí. Dostaneme

$$-\,tg\Phi \;=\; \frac{2\,b\,\Omega}{\omega_0^2 - \Omega_0^2}\,.$$

Fázový úhel závisí na rozdílu $\omega_0^2 - \Omega_0^2$.

i) Je-li $\Omega = 0$ (stacionární výchylka), je $\Phi = 0$.

ii) Jestliže $\Omega = \omega_0$, pak $\Phi = -\dfrac{\pi}{2}$.

iii) Jde-li $\Omega \to \infty$, pak $\Phi \to -\pi$.

2. Sečteme druhé mocniny obou rovnic:

$$A_v^2\,.\left(\omega_0^2 - \Omega^2\right) + 4\,b^2 \;=\; Q^2/m^2$$

Odtud vypočítáme amplitudu vynucených kmitů:

$$A_v^2 \;=\; \frac{\left(Q/m\right)^2}{4\,b^2\,\Omega^2 \;+\; \left(\omega_0^2 - \Omega^2\right)^2}$$

Tato amplituda závisí na kmitočtu vnější síly.

Provedeme diskuzi funkce $A_v^2 \;=\; f(\Omega)$

a) $\Omega = 0$, $A_v = {\pm Q}/{m\omega_0^2} = \pm Q/k$,

to je stacionární výchylka, odpovídající definici elastické síly (uvažujeme pouze velikost).

b) $\Omega \to \infty$, $A_v \to 0$. Limita vysokých budících kmitočtů.

c) Hledáme extrém. Pro jednoduchost výpočtu hledáme extrém funkce $z = A_v^{-2}$(jeho poloha je stejná):

$$\frac{d\left(4b^2\Omega^2 + \left(\omega_0^2 - \Omega^2\right)^2\right)}{d\Omega} = 0 .$$

Po provedení derivace a po úpravě dostaneme

$$8b^2\Omega - 4\Omega\left(\omega_0^2 - \Omega^2\right) = 0$$

Jedna hodnota Ω, jež odpovídá extrému, je $\Omega_{ex} = 0$.

Další se najde z rovnice

$$8b^2 - 4\omega_0^2 + 4\Omega^2 = 0$$

Odtud:

$$\Omega_r = \sqrt{\omega_0^2 - 2b^2}$$

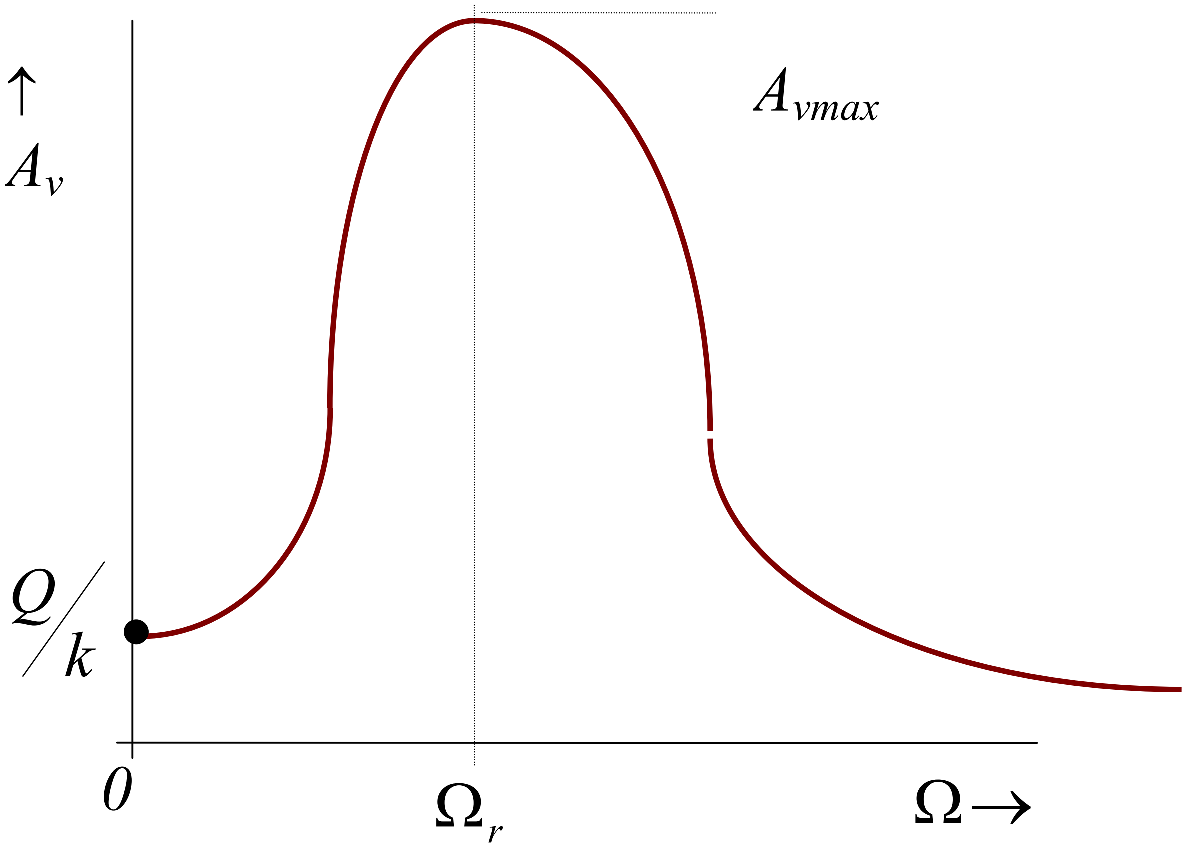
Při kmitočtu Ω_r je amplituda vynucených kmitů A_v maximální.

Poznámka

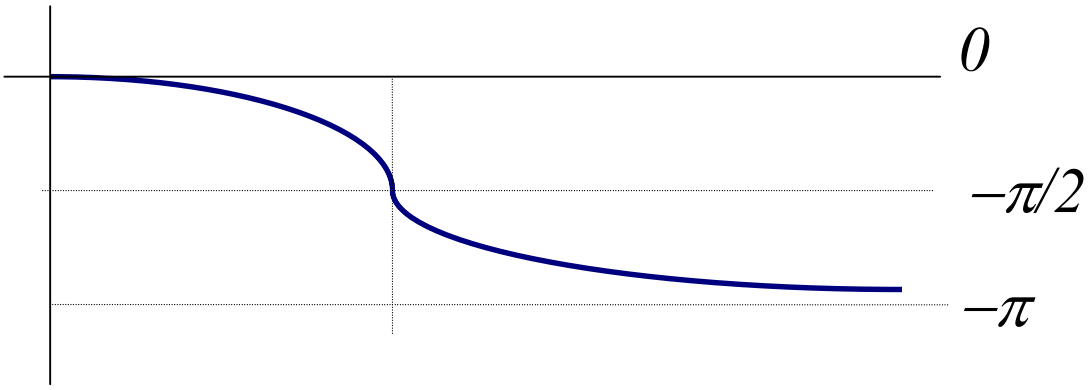
Srovnání s rovnicí pro kmitočet tlumených kmitů

$$\omega_t = \sqrt{\omega_0^2 - b^2}$$

Rezonanční křivka



Závislost fázového úhlu Φ na kmitočtu Ω



Při kmitočtu Ω_r je amplituda vynucených kmitů maximální. Tento jev se nazývá **rezonance**. Příslušná křivka je **rezonanční křivka**.

Pro rezonanci platí

A K U S T I K A

Zvuk je mechanické vlnění šířící se pružným látkovým prostředím libovolného skupenství. Nejčastěji je to vzduch, v němž se zvuk šíří jako podélné postupné vlnění. Nejdůležitější charakteristikou prostředí z hlediska šíření zvuku je rychlost zvuku v daném prostředí. Rychlost zvuku ve vzduchu závisí na složení vzduchu (nečistoty, vlhkost), zejména však na jeho teplotě. Ve vzduchu o teplotě t v Celsiových stupních má zvuk rychlost v = 331,8 + 0,61 t . Rychlost zvuku není ovlivněna tlakem vzduchu a je stejná pro zvuková vlnění všech frekvencí. V kapalinách a pevných látkách je rychlost zvuku větší než ve vzduchu (popř. jiných plynech). Přibližné hodnoty rychlosti zvuku pro některé látky jsou uvedeny v tabulce .

<u>Rychlosti šíření zvuku v některých látkách:</u>

Látka	Rychlost zvuku [m/s]
Vzduch (13,4 °C)	340
Voda (25 °C)	1500
Rtuť	1400
Beton	1700
Led	3200
Ocel	5000
Sklo	5200

Zvuky rozdělujeme na hudební (tóny) a nehudební. Nehudebním zvukem je každé nepravidelné vlnění vodiče zvuku, jehož příčinami jsou nepravidelné rozruchy (srážka dvou těles, výstřel, přeskočení elektrické jiskry apod.). Na rozdíl od nehudebních zvuků jsou hudební zvuky podmíněné pravidelným, v čase periodicky probíhajícím pohybem hmotného prostředí. Při jejich poslechu vzniká v uchu časově se neměnící, a proto příjemný vjem, který se využívá v každé hudbě. Zdrojem hudebních zvuků mohou být například lidské hlasivky, různé hudební nástroje, případně i reproduktory zvuku.

Každý zvuk, hudební i nehudební, se vyznačuje svojí fyzikální intenzitou nazývanou hladina intenzity zvuku, a fyziologickou hladinou své hlasitosti. Mimo to se hudební zvuky vyznačují ještě výškou a zabarvením.

Intenzita zvuku je definována jako energie, která projde plošnou jednotkou postavenou kolmo ke směru šíření zvuku za 1 sekundu $I = \frac{1}{2}\rho v \omega^2 u_o^2 = \frac{1}{2}\frac{p_o^2}{\rho v}$, kde p_o je amplituda akustického tlaku. Vyjádříme-li efektivní hodnoty akustického tlaku a akustické rychlosti $p_{ef} = \frac{p_o}{\sqrt{2}}, v_{ef} = \frac{v_o}{\sqrt{2}}$, máme pro intenzitu zvuku $I = \frac{p_{ef}^2}{\rho v}$. Hladina intenzity B v decibelech je $B = 10\log\frac{I}{I_o} = 20\log\frac{p_{ef}}{p_{oef}}$, kde $I_o = 10^{-12}$ W.m^{-2} je prahová intenzita referenčního tónu o frekvenci $f_o = 1000$ Hz, $p_{oef} = 2.10^{-5}$ N.m^{-2} je prahová hodnota akustického tlaku při $f_o = 1000$ Hz.

Výška tónu se udává absolutně nebo relativně. Absolutní výška tónu, jako fyzikální veličina, je určena jeho frekvencí, neboli reciprokou hodnotou periody příslušného zvukového vlnění. Absolutní výšce tzv. komorního a (a´) byla podle rozhodnutí vídeňské konference hudebníků, konané v roce 1885, přiřazena hodnota 435 Hz, avšak dnes je to 440 Hz. Relativní výška dvou hudebních zvuků se rovná podílu jejich frekvencí, neboli jejich absolutních výšek. Zvláštní případ hudebního zvuku je jednoduchý tón, pod kterým se rozumí jednoduché a přísně harmonické vlnění hmotného prostředí. Tóny jsou však ve všeobecnosti součtem (superpozicí) tzv. základního tónu, jehož frekvence se rovná frekvenci daného tónu a příslušných vyšších harmonických tonů s frekvencemi rovnajícími se celým násobkům frekvence základního tónu (zvuk jako Fourierova řada).

Pod pojmem zabarvení tónu se rozumí vlastnost, podle které se dají rozeznat dva tóny stejné výšky a intenzity, avšak zahrané na různých hudebních nástrojích. Příčinou tohoto rozlišení je nestejný časový průběh kmitání během jedné periody, a to ve stejném smyslu jako je to u složených tónů - nestejné zastoupení vyšších harmonických tónů ve složeném tóně, přičemž podle zkušeností rozhoduje pouze jejich frekvence a amplituda, nikoli však jejich fázová konstanta. Tato okolnost umožňuje vyjádřit složený hudební tón jeho tzv. frekvenčním spektrem, ve kterém délky akustických spektrálních čar vyjadřují amplitudy harmonických složek složeného tónu.

Hudební zvuky, ve kterých je mnoho vyšších harmonických tónů, avšak s intenzitami, které se zmenšují s jejich pořadovým číslem, vnímáme jako plné. Tyto zvuky je možné vytvořit například zahráním nerozložených akordů na hudebních nástrojích. Když jsou z vyšších harmonických tónů silné jen některé, zvuk nabývá pronikavosti a lesku, jako například zvuk houslí. Zvuk, ve kterém jsou zastoupené jen harmonické tóny s menšími frekvencemi, se jeví jako dutý.

Subjektivní dojem výšky tónu závisí kromě jeho frekvence i na jeho intenzitě a zabarvení. Proto se v hudební akustice výška tónu určuje jeho subjektivním porovnáním s jednoduchým tónem, jehož hladina intenzity se nazývá *mel.*

Vzhledem k tomu, že sluch je nestejně citlivý pro tóny různých výšek, může být subjektivní síla zvuku neboli hladina jeho hlasitosti různá i u dvou zvuků se stejnou intenzitou. Mimo to platí, že subjektivní síla zvuku neroste úměrně s jeho fyzikální intenzitou, ale zhruba podle Weberova a Fechnerova fyziologického zákona: roste-li fyzikální intenzita tónu i dané frekvence geometricky, jeho subjektivní účinek h se zvětšuje přibližně jen aritmeticky (se stejným přírůstkem). Přibližně správné matematické vyjádření závislosti intenzity tónu k hladině jeho hlasitosti má tedy tvar:

$$I = ka^k \ .$$

Konstanty k a a v tomto vzorci mohou být určeny volbou intenzity tónu, jehož hladina hlasitosti se má např. rovnat nule, a volbou její jednotky.

Jestliže ucho nemůže vnímat zvuk libovolně malé intenzity, je přirozené označit nulou hladinu hlasitosti zvuku určitého složení, které lidské ucho právě už nevnímá. Jeho intenzita se nazývá *prahová intenzita* a označuje se I_0. Dosazením těchto odpovídajících si hodnot (k = i_0) do převodní rovnice, dostaneme

$$I = I_0 \, a^k \ .$$

Jednotka hladiny hlasitosti byla určena jako desetina rozdílu hladin hlasitosti dvou zvuků, z nichž hlasitější má fyzikální intenzitu desetkrát větší než druhý - nazývá se *fón* (značka Ph). Z této definice jednotky hladiny hlasitosti vyplývá, že pokud fyzikální intenzity dvou zvuků splňují předchozí vztah , jejich hladiny hlasitosti se odlišují o 10 Ph. Z výše uvedených rovnic a jejich následným dělením vyplývá

$$10 = a^{k+10} : a^k = a^{10} \ .$$

To znamená, že $a = \sqrt[10]{10}$.

Na základě tohoto výsledku vztah mezi hladinou hlasitosti a intenzitou vyjadřuje vzorec, který vyplývá už z rovnice $I = I_0 a^k$:

$$I = I_0 10^{\frac{k}{10}} \quad \text{, neboli } k = 10 \log \frac{I}{I_0} .$$

Tento vzorec se však pro běžné používání v akustické praxi nehodí, protože předpokládá znalost prahové intenzity pro zvuky různých výšek a charakteru. Z tohoto důvodu se pomocí naposledy zmíněného vzorce určuje jen hladina hlasitosti tzv. referenčního tónu, tj. jednoduchého harmonického tónu s frekvencí 1 000 Hz, jehož zvukový práh je $I_0^* = 10^{-16}$ watt/cm^2. Hladina hlasitosti referenčního tónu je tedy určena vzorcem

$$k = 10 \log \frac{I}{I_0^*} .$$

Hladina hlasitosti jiných zvuků byla definována takto: Hladina hlasitosti zvuku se rovná hlasitosti pro lidské ucho stejně silného jednoduchého tónu s frekvencí 1 000 Hz.

Veličina definovaná pro jakýkoliv zvuk vzorcem

$$s = \log \frac{I}{I_0^*} ,$$

ve kterém I_0^* je zvukový práh referenčního tónu, se nazývá hladina intenzity tohoto zvuku. Jednotka takto definované hladiny intenzity zvuku se nazývá *bel* (značka B), podle jména amerického fyzika A. G. Bella (1847 - 1922), vynálezce telefonu. Desetina této jednotky se nazývá *decibel* (značka dB). Z porovnání předchozích dvou vzorců pro *h* a *s* vyplývá, že pro referenční tón je k = 10s. Pokud je tedy například hladina intenzity referenčního tónu 5 bel = 50 decibel, jeho hladina hlasitosti k = 10s = 50 fónů. Měrná čísla hladiny intenzity v decibelech a hladiny hlasitosti ve fónech referenčního tónu jsou tedy stejně velká.

Závislost citlivosti ucha na výšce tónu je zřejmá z průběhu Kingsburyho křivek stejné hladiny hlasitosti , tzv. vyznačení sluchového pole.

Křivky označené hodnotami hladin hlasitosti ve fónech od 0 do 120 fónů udávají pro každou frekvenci hladinu intenzity s potřebnou na dosáhnutí dané hladiny hlasitosti. Z diagramu vyplývá, že lidské ucho je při všech intenzitách nejcitlivější pro tóny s frekvencí 3000 až 4000 Hz.

Ukazuje se, že oblast, ve které je lidské ucho schopné vnímat tóny, je ze všech stran ohraničená. Pokud intenzita zvuku překročí určitou hranici, máme v uchu pocit bolesti a nevnímáme žádný zvuk. Z diagramu na tomto obrázku vyplývá i to, že frekvence vlnění, které lidské ucho může vnímat jako zvuk, je v intervalu 16 až asi 20 000 Hz. Příklady zvuků různé hladiny hlasitosti udává tabulka .

Hladina hlasitosti některých zvuků

Zvuk	Hladina hlasitosti [Ph] = hladina intenzity zvuku [dB]
Zvukový práh	0
Šelest listí	10
Šum listí	20
Pouliční hluk v tichém předměstí	30
Tlumený rozhovor	40
Normální pouliční hluk	50
Hlasitý rozhovor	60
Hluk na silně frekventovaných ulicích velkoměsta	70

Hluk v tunelech podzemních železnic	80
Hluk motorových vozidel	90
Maximální hluk motorky	100
Hlasité obráběcí stroje	110
Startující letadlo ve vzdálenosti 1 m	120
Hluk působící bolest	130

Detektory a přístroje na měření intenzity zvuku

Lidské ucho je neobyčejně citlivým detektorem zvuku. Je současně i jeho analyzátorem, protože citlivě rozlišuje zvuky podle jejich frekvencí. Fyzikální detektory zvuku je možné rozdělit do čtyř skupin podle toho, zda reagují na akustickou výchylku u, akustickou rychlost v, střídavý akustický přetlak P nebo na jeho průměrnou hodnotu P*.

Zařízení, jenž jsou založena na akustické výchylce, která je vždy velmi malá, nemají prakticky žádný význam. K nim patří mikroskop, pomocí kterého se dají pozorovat částice např. cigaretového dýmu, které působením vnitřního tření sledují pohyb částic vodiče zvuku. Jestliže ve vzduchu obsahujícím cigaretový dým není zvukové vlnění, při vhodném bočním osvětlení se částice dýmu ukazují v zorném poli mikroskopu jako neklidné svítící body (Brownův pohyb).

Na akustickou rychlost reaguje jako detektor zvuku tzv. citlivý plamen. Plamen svítiplynu unikajícího z trubičky s vnitřním průměrem asi 1 mm pod malým tlakem je klidný. Pokud bychom tlak svítiplynu zvětšili, následkem víření není plamen plynu klidný, ale rozvětvuje se. Pokud bychom tlak svítiplynu nastavili tak, že by plamen byl ještě klidný, nápadně by změnil svůj vzhled, pokud by ho zasáhla zvuková vlna. O tom, že tento citlivý plamen reaguje na akustickou rychlost a ne na střídavý akustický přetlak se přesvědčíme tak, že ho dáme na různá místa ve stojatém vlnění, ve kterém - na rozdíl od postupujícího vlnění – kmitny tlaku a rychlosti nejsou v totožných rovinách.

Na akustické rychlosti je založený i Rayleighův přístroj na měření intenzity zvuku . Jeho hlavní součástí je velmi tenká a lehká destička o průměru 5 - 10 mm, zavěšená na jemném pružném vlákně. Ve vzduchu, který je ve vlnivém pohybu, se natáčí do kolmé polohy na směr postupu vlnění. Z teorie obtékání pevných těles tekutinami vyplývá, že moment sil, způsobující otočení destičky, vyvolaný působením harmonického rovinného vlnění, je roven

$$D = \frac{2}{3}\rho r^3 v_0^2 \sin 2\alpha ,$$

kde ρ je hustota vzduchu, r poloměr desky, v_0 amplituda akustické rychlosti a α úhel sevřený směrem postupu vlnění a normálou k desce.
Rayleighův přístroj má pro akustiku zásadní význam, protože umožňuje experimentálně určit amplitudu akustické rychlosti v_0 , a tím i intenzitu zvuku. Přístroj lze použít pouze tehdy, jestliže intenzita zvuku a jeho vlnová délka jsou dostatečně velké.

Jako detektory zvuku, použitelné i na měření jeho intenzity, se nejčastěji používají přístroje reagující na střídavý akustický tlak (mikrofony) nebo na jeho průměrnou hodnotu (radiometrie).

Každý mikrofon obsahuje membránu, která se působením zvukového vlnění dostává do vynuceného kmitání. Tyto mechanické kmity se různým způsobem využívají ke vzniku střídavého elektrického proudu se stejnou frekvencí a zabarvením (elektrodynamický a kapacitní mikrofon) nebo na měření intenzity jednosměrného proudu jdoucího přes mikrofon z vnějšího zdroje (uhlíkový mikrofon). Membrána elektrodynamického mikrofonu, podobně jako elektrodynamického reproduktoru zvuku, je pevně spojena s cívkou, která kmitá v radiálním magnetickém poli silného permanentního magnetu. Tím se v závitech cívky indukují stříkavé elektrické proudy. Membrána kapacitního mikrofonu tvoří jednu ze dvou desek elektrického kondenzátoru, který je přes vhodně zvolený odpor připojený na svorky galvanického článku. Kmitání membrány je spojené se změnami elektrické kapacity kondenzátoru. V důsledku toho se mění náboje na deskách kondenzátoru, což znamená vznik proměnlivého proudu v elektrickém obvodu, a tím i měnícího se napětí na odporu. Uhlíkový mikrofon obsahuje mezi svou kovovou membránou a za ní se nacházející pevnou vodivou deskou hrubou uhlíkovou dřeň. Kmitáním membrány se mění síla, kterou jsou k sobě přitlačována zrnka uhlíku, a tím i vnitřní elektrický odpor mikrofonu. Jeho zapojení do okruhu zdroje jednosměrného elektrického proudu může být podobné jako zapojení kapacitního mikrofonu.

Dnešní elektronické tranzistorové zesilovače umožňují zvětšit změny proudů, které vznikají v mikrofonu. Hlavní podmínkou dobré funkce každého mikrofonu je, aby byl stejně citlivý na zvuky různých frekvencí. Tato podmínka je splněna při dostatečném tlumení membrány mikrofonu, jestliže frekvence jeho vlastního kmitání nebude v intervalu frekvencí, které mají být mikrofonem zpracovávány.

Na měření intenzity ultrazvuku se používají radiometry. Při odrazu zvuku lze vyjádřit tlak akustického záření vztahem $P^* = (1+\kappa)\dfrac{I}{c}$, odtud $I = \dfrac{cP^*}{1+\kappa}$, kde κ je Poissonova plynová konstanta a c rychlost zvuku.

Ladička se používá jako zdroj zvuku se známou a konstantní frekvencí. Je to kovová, obyčejně ocelová tyč, ohnutá do tvaru vidlice, která má v místě ohybu nožičku. Jestliže udeříme na některé rameno ladičky například měkkým kladívkem, ramena ladičky se rozechvějí příčně, přičemž nožička jako celek kmitá podélně. Ladička může při svém základním tónu vydávat i neharmonické a o mnoho vyšší tóny, které však vlivem tlumení poměrně rychle zanikají. Teplota má na frekvenci jejího chvění jen velmi malý vliv. Ladičky ze slitiny zvané elinvar (niklová ocel) vydávají tón, jehož frekvence se s teplotou prakticky vůbec nemění.

Kovové nebo skleněné, uprostřed upevněné desky kruhového nebo čtvercového tvaru, je možné uvádět do příčného chvění pomocí smyčce, který taháme po okraji desky, přičemž desku přidržujeme prstem v některém bodě jejího obvodu. Tímto rozechvíváním se můžeme přesvědčit, že se desky chvějí nejrůznějším způsobem. Kdybychom takovouto desku, upevněnou ve vodorovné poloze, posypali jemným pískem, písek by se během kmitání přesunul do uzlových čar a vznikly by tzv. Chladniho obrazce. Z těchto pokusů vyplývá, že deska může vydávat několik základních tónů a současně velmi mnoho vysokých tónů, které však (stejně jako u příčně se chvějících tyčí) nejsou harmonické. Základní tón desky je tím vyšší, čím menší a hrubší je deska. Tenké desky, i když jsou malé, mají základní tóny poměrně hluboké a mohou se chvět různým způsobem. Právě proto mohou reprodukovat různé zvuky s velkou přesností, což se využívá v mikrofonech a reproduktorech zvuku.

Velké desky, pokud jsou dost hrubé, mohou vydávat přiměřeně vysoký zvuk, který je v důsledku velikosti desky i mohutný. Těmito deskami jsou v zásadě kostelní zvony. Volbou vhodného tvaru zvonu je možné dosáhnout, že jeho základní tóny jsou konsonantní, čímž se zvuk zvonu stává současně lahodný a velebný.

Bubny jako zdroje zvuku využívají napjaté blány. Jejich neurčitý zvuk slouží jen na podporu rytmu. Pokud je blána napnutá nad vhodnou rezonanční dutinou, potřebným vypnutím blány je možné dosáhnout, že vydávaný zvuk má svoji výšku zřetelnou. To se využívá u tympanonů, což jsou měděné kotle tvaru dutých polokoulí, přes které je napnuta dobře vypracovaná telecí kůže.

Vznik, vlastnosti a použití ultrazvuku

Vlnění jakéhokoliv hmotného prostření s frekvencí menší než 16 Hz se nazývá infrazvuk a vlnění s frekvencí větší než přibližně 20 000 Hz ultrazvuk. Prakticky zajímavým jevem je hlavně vlnění ultrazvukové (nadzvukové). Jako zdroje ultrazvuku se používají speciální přístroje a zařízení. Z čistě mechanických zdrojů ultrazvuku jsou to zejména: speciálně konstruovaná kovová uzavřená píšťala velmi malých rozměrů, tzv. Galtonova píšťala, a na podobném principu založený Hartmanův akustický generátor, ve kterém proud vzduchu unikající z kuželovité trubice naráží na válcový rezonátor. Pomocí Hartmanova generátoru lze získat ultrazvuk s frekvencí 130 kHz a při použití vodíku až 500 kHz. Při pokusech s ultrazvukem a při jeho praktickém používání jsou zdroji ultrazvuku nejčastěji piezoelektrické nebo magnetostrikční ultrazvukové generátory, které jsou o mnoho lépe ovladatelné než generátory mechanické.

Protože jsou ultrazvukové vlny velmi krátké, ultrazvuk se šíří prostředím prakticky přímočaře a při odrazu od překážek platí zákon odrazu. Jeho jinou význačnou vlastností je, že na rozdíl od obyčejného zvukového vlnění, je ultrazvuk ve vzduchu a jiných plynech značně absorbován, a to tím více, čím je jeho vlnová délka menší. Naproti tomu v kapalinách, například ve vodě, se ultrazvukové vlnění může rozšířit i do velmi velkých vzdáleností.

Ultrazvuk se v praktickém životě využívá pro svoje významné vlastnosti různými způsoby. Jeho malá absorpce ve vodě umožňuje velmi rychle a pohodlně měřit například hloubky moří tzv. metodou ozvěny ultrazvuku. Zdroj ultrazvuku upevněný na lodi pod vodní hladinou vysílá velmi krátké ultrazvukové impulsy, které se po odrazu ode dna moře vracejí a účinkují na přijímač ultrazvuku. Jestliže mezi vysíláním a zachycením ozvěny ultrazvukového signálu uplynul čas Δt a rychlost zvuku ve vodě je v, potom hloubku moře určuje vzorec

$$h = \frac{1}{2} v \Delta t$$

Odraz ultrazvuku na rozhraní dvou hmotných prostředí se využívá i k hledání kazů v kovových výrobcích (ultrazvuková defektoskopie). Rychlé změny tlaku v kapalinách, kterými se ultrazvuk šíří, vyvolávají kmitavý pohyb částic, které se v nich vznášejí. Ultrazvukem se dá tímto způsobem podporovat homogenizace heterogenních soustav, tj. vytvářet velmi jemné disperzní (rozptýlené) soustavy, jakými jsou suspenze, emulze, pěny a koloidní roztoky. Ultrazvuk účinkuje i na větší molekuly a podporuje jejich chemické reakce. Využíváním tohoto účinku se zabývá obor chemie, který se nazývá fonochemie.

Odraz a pohlcování zvuku

Jestliže zvukové vlnění dopadá na rovnou stěnu, jejíž rozměry jsou v porovnání s vlnovou délkou vlnění o mnoho větší, část energie vlnivého pohybu vzduchu vniká do materiálu stěny, ve kterém se postupně absorbuje a druhá část se od stěny odráží, přičemž se úhel odrazu stěny rovná úhlu jeho dopadu. Při kolmém dopadu se vlnění vrací zpět, a pokud je zdroj zvuku ve vzdálenosti alespoň 17 m od stěny, potom je sluch schopný rozeznat odražený zvuk od původního, čímž vzniká ozvěna. Při této, pro vznik ozvěny minimální potřebné vzdálenosti, kterou zvuková vlna proběhne tam a nazpátek, je časový interval mezi vysíláním zvukového signálu a jeho přijetím $\Delta t = 2 \,.\, 17\ \text{m} : 340\ \text{m.s}^{-1} = 0{,}1\ \text{s}$. To znamená, že sluchem můžeme rozeznat dva po sobě jdoucí přijímané zvukové signály pouze tehdy, jestliže je mezi nimi časový odstup alespoň 0,1 s.

V důsledku toho, že při dopadu zvukového vlnění na stěnu část zvukové energie proniká do druhého prostředí a jen zbytek se vrací, intenzita odraženého vlnění I je vždy menší než intenzita na stěnu dopadajícího vlnění I_0. Podíl $a = \frac{I_0 - I}{I_0}$ se nazývá koeficient absorpce zvuku při odraze a závisí především na materiálu stěny, ale mění se i s výškou zvukového vlnění - pro nižší tóny je koeficient absorpce tónu menší a pro vyšší tóny je naopak o něco vyšší. Koeficienty absorpce některých pevných materiálů pro zvuk s frekvencí 512 Hz popisuje následující tabulka.

Koeficienty absorpce pro tón 512 Hz:

Materiál	Koeficient absorpce	Materiál	Koeficient absorpce
Mramor	0,010	Dřevěná podlaha	0,10
Beton	0,015	Linoleum	0,12
Sklo	0,027	Obrazy	0,28
Omítnutá stěna	0,025	Koberce	0,29
Neomítnutá stěna	0,032	Plyš	0,59
Stěna obložená dřevem	0,10	Celotex	0,64

Celkovou absorpci A místnosti získáme tak, že velikosti ploch jednotlivých stěn vynásobíme jejich absorpčními koeficienty a získané součiny sečteme $A = \sum a_i S_i$.

Absorpční koeficient otevřeného okna se rovná 1 (od otevřeného okna se zvukové vlnění neodráží), a proto se absorpce otevřeného okna rovná jeho ploše. To znamená, že absorpci otevřeného okna s plošným obsahem 1 m^2 je A = 1 m^2. Díky tomuto poznatku se jednotka celkové absorpce (rozměr m^2) nazývá "otevřené okno".

Při počítání celkové absorpce je třeba brát v úvahu i absorpci těl osob, přítomných v místnosti a absorpci nábytkem. Tak například na 1 osobu připadá průměrně 0,42 m^2 (otevřených oken), na dřevěnou židli 0,01 m^2 a na čalouněné křeslo 0,09 až 0,28 m^2.

Akustičnost sálů

Jak již bylo řečeno, sluchem můžeme rozpoznat dva po sobě následující zvukové signály pouze tehdy, pokud mezi nimi uplynula doba alespoň 0,1 s. Tomuto času odpovídá vzdálenost stěny od zdroje zvuku 17 m, potřebná pro vznik ozvěny. Tato ozvěna by se dala nazvat jako jednoslabičná, protože čas pro vyslovování jedné slabiky trvá právě 0,1 s. Jestliže je však odrážející stěna blíže, odrážené vlnění začne v uchu splývat s vlněním původním a zvuk se tím zesiluje a prodlužuje. Tento jev se nazývá doznívání zvuku.

Koncertní, divadelní a přednáškové sály by měly být upravené tak, aby mohl každý posluchač zřetelně poslouchat řečníka nebo hudbu. Místnost, která vyhovuje těmto podmínkám, má dobrou akustiku. Je zřejmé, že ozvěna je pro přednáškové nebo koncertní sály nepřípustná, ale krátce trvající doznívání je naopak výhodné. Zvuk se tím zesiluje a řeč i hudba získávají na výraznosti.

Dobrá akustičnost sálů je podmíněna zejména těmito podmínkami:

1. Kvalita zvuku, tj. poměr intenzit zvukových vlnění, má být zachována.
2. Dovnitř sálu nemají pronikat žádné zvuky zvenčí.
3. Zvuk má být všude v sále dostatečně silný a podle možnosti alespoň přibližně stejně silný.
4. Jednotlivé zvuky lidské řeči a krátce trvající hudební tóny nesmí splývat.

První z těchto podmínek bývá obyčejně splněna automaticky, protože koeficient absorpce zvuku na překážkách je jen velmi málo závislý na jeho frekvenci. Druhá podmínka je splněna tehdy, pokud je postaráno o vhodnou zvukovou izolaci místnosti. To může být uskutečněno volbou vhodného materiálu stěn, jejich obkládáním izolujícími vrstvami, dvojitými oblouky, dveřmi, apod. Větší problémy v betonových stavbách může působit vedení zvuku betonovými sloupy, kovovými rourami a ventilačními komíny. Zvukovou propustnost stěn udává jejich koeficient propustnosti p, daný podílem intenzity propuštěného zvuku a zvuku na stěnu dopadajícího.

Jestliže propustnosti jednotlivých ploch s obsahy S_1, S_2, … jsou p_1, p_2, …, proniká do místnosti zvukový příkon $i_0\left(p_1S_1 + p_2S_2 + ...\right) = i_0P$, kde $P = \sum p_iS_i$ $P = \sum p_iS_i$ je celková zvuková propustnost stěn. Uvnitř místnosti se ustálí taková intenzita zvuku, při které se zvuková energie vnikající do místnosti rovná pohlcené energii při odrazech na stěnách.

Útlum stěn se proto udává i počtem decibelů, o které je hladina intenzity zvuku vnitřní místnosti menší než venku. Ideální útlum je takový, který sníží průměrnou hlasitost vnějšího zvuku pod zvukový práh. V praxi se však připouští: pro ateliéry zvukového filmu a rozhlasové ateliéry 6 až 10 decibelů, pro nemocnice 8 až 12 decibelů, pro školy, kostely, knihovny a divadla 10 až 20 decibelů a pro kanceláře 20 až 30 decibelů.

Velmi nepříjemné jsou občasné silnější zvuky (troubení automobilů, netlumené motory, chůze po nekryté podlaze aj.). Ty je třeba odstraňovat na místě jejich možného vzniku.

Hladina hlasitosti přiměřeně silného zvuku, nejvhodnějšího pro lidské ucho, je asi 60 fónů. Jeho hladina intenzity je přitom 60 decibelů. Za dobu doznívání v sále se bere čas, za který se hlasitost tohoto zvuku zmenší na nulu. Experimentálně bylo zjištěno, že nejvýhodnější doba doznívání pro přednáškové síně je 0,8 až 1,0 s a pro koncertní sály 1,0 až 1,5 s. V blízkém okolí zdroje zvuku by měly být stěny poměrně dobře odrazivé a naopak v odlehlém konci sálu podstatně více pohltivé. Na odlehlém konci sálu jsou nebezpečné zejména zaoblené stěny, které soustředí zvuk do jediného místa a vedle sebe zanechávají zvukem nepřesycené prostory.

Vznik a složení lidského hlasu

Lidský hlas vzniká podobným způsobem jako zvuk v jazýčkové píšťale. V hrtanu jsou dvě pružné blány, nazývané hlasivky, které jsou při hovoření a zpívání napnuté tak, že je mezi nimi úzká hlasová štěrbina. Proudem vzduchu z plic se hlasivky rozkmitají, čímž v prostoru na druhé straně hlasivek vzniká pravidelné kolísání tlaku vzduchu, které se šíří přes ústa do okolí jako zvukové vlnění nazývané lidským hlasem.

Výška hlasu závisí na délce hlasivek (u mužů asi 18 mm, u žen asi 12 mm) a jejich napínání, které se působením příslušného svalstva může měnit. Tyto hranice určují výškový rozsah lidského hlasu, který se rovná asi dvěma oktávám, které mohou být u různých osob v různých polohách.

Různé zabarvení lidského hlasu, které rozeznáváme hlavně podle samohlásek, vzniká rezonancí hrtanové, ústní a nosní dutiny. Jejich značný útlum na měkkých stěnách způsobuje, že tyto dutiny jsou schopné zesilovat široký obor tónů okolo jejich tónů vlastních, tzv. formantů. Vlastní tón neměnné hrtanové dutiny je tzv. vedlejší formant s frekvencí asi 400 Hz (tón g^1). Hlavní formant, vlastní tón ústní dutiny, se může měnit polohou jazyka, zubů a rtů v širokém rozsahu asi od 175 Hz (f) do 3700 Hz (b^4). Dutina nosní má jen menší vliv, který se projevuje například při rýmě. U složitého zvuku, který vzniká v hlasivkách, se v rezonančních dutinách zesilují hlavně frekvence v okolí formantů. Hlavní formant je měnitelný, a proto se může měnit i složení lidského hlasu, čímž právě vznikají různé samohlásky. Nejnižší je formant samohlásky u, asi 175 Hz (tón f). Při obyčejné řeči je v této samohlásce pouze základní tón. Tím se dá vysvětlit zvuk ladičky, ve kterém je také prakticky jen základní tón, a proto budí dojem samohlásky u. Formanty ostatních samohlásek jsou postupně vyšší: pro *o* asi 400 Hz (g^1), pro *a* 800 Hz (g^2), pro *e* 2300 Hz (d^4) a pro *i* 3700 Hz (b^4).

Při mluvení šeptem jsou hlasivky uvolněnější, a proto základní tón nevzniká. Vzduchovým proudem unikajícím z plic se rozechvívají jen tři rezonanční dutiny, což na porozumění řeči stačí. Souhlásky vznikají jako šelesty při proudění vzduchu přes zúžená místa (například souhláska *s* je soubor velmi vysokých tónů, vznikajících při proudění vzduchu mezi zuby) nebo tím, že rty, zuby nebo jazyk náhle otvírají cestu pro vzduch proudící z plic, čímž vznikají jen krátce trvající nepravidelné zvuky.

Aby byl reprodukovaný lidský hlas dostatečně srozumitelný je třeba, aby příslušné zařízení dostatečně rovnoměrně reprodukovalo i tóny o poměrně vysokých frekvencích. Podle zkušeností dokonalého přenosu řeči telefonem nebo rozhlasovým reproduktorem je třeba, aby membrána správně reprodukovala tóny až do výšky asi 8 000 Hz. Pokud se však uspokojíme pouze s porozuměním řeči, jako je to při telefonování, stačí, pokud membrána reprodukuje správné tóny do výšky asi 2 600 Hz. Se zmenšováním této hranice srozumitelnost řeči klesá a končí už při frekvenci asi 1 000 Hz.

Vlastní reprodukovaný hlas se nám zdá nepřirozený. Je to způsobeno faktem, že když mluvíme, tak svůj hlas slyšíme jinak než ti, kteří jsou kolem nás. Zvuky, které vydáváme, přicházejí k nim vzduchem, jednak přímo a jednak po odrazu od pevných předmětů (např. stěn). Svůj hlas však slyšíme hlavně díky vodivosti kostí. Chvění se totiž šíří od hlasivek do vnitřního ucha (do zakončení sluchového nervu) prostřednictvím souboru kostí, které jsou mezi hlasivkami a sluchovým nervem. Tento systém kostí tvoří jakýsi druh zvukového filtru, který propouští některé frekvence lépe a jiné zase hůře. To znamená, že zabarvení přenášených zvuků je dosti pozměněno.

Za normálních okolností k nám ovšem přichází část zvuků též vzdušnou cestou, ale pouze po odrazu od různých povrchů. Pokud by se člověk postavil do dokonale akusticky izolované kabiny, jejíž stěny dokonale pohlcují zvuky, slyšel by se pouze díky vodivosti kostí. Měl by přitom nepříjemný pocit, jako by se dusil .

Sluchový orgán

Sluchový orgán reaguje na tlak vyvolaný molekulami (nejčastěji vzduchu) a patří proto mezi mechanoreceptory. Je ze všech mechanoreceptorů nejcitlivější, zaznamenává energii již o hodnotě asi 5.10^{-23} J. Orgánem sluchu je ucho (latinsky auris). Lidské ucho vnímá zvukové vlny v rozsahu frekvencí 16 - 20 000 Hz a nejcitlivější je pro tóny v oblasti okolo 1000 - 3000 Hz (mluvené slovo). Je schopné rozlišit přibližně 400 000 rozličných druhů zvuků. U zvířat (krysa, pes) je rozsah vnímání zvukových vln posunut většinou k vyšším frekvencím. Tak například kočka vnímá zvukové vlnění o frekvenci 60 Hz - 65 000 Hz, pes 15 Hz - 50 000 Hz (ultrazvukové píšťalky) a mol dokáže vnímat vlnění o frekvenci až 150 000 Hz. Jiná zvířata, např. netopýr, využívají ultrazvuk k orientaci.

Zvukové vlnění postupuje uchem tak, že se zvukové vlny nejprve zachytí ušním boltcem. Tlaková zvuková vlna potom pokračuje vnějším zvukovodem (dlouhým 2 - 3 cm), zakončeným bubínkem. Molekuly vzduchu ve fázi zhuštění narážejí více na membránu bubínku a způsobují, že se prohýbá do dutiny středního ucha. Membrána bubínku je mimořádně citlivá, odpovídá na tlaky, na něž nejcitlivější dotykové receptory kůže jsou zcela necitlivé. Z bubínku se zvuková energie převádí dále dutinou středního ucha soustavou tří malých sluchových kůstek (kladívko, kovadlinka, třmínek) na membránu oválného okénka vnitřního ucha.

Vlastní receptory zvukových vln jsou uloženy ve vnitřním uchu v blanitém hlemýždi, což je útvar uložený v kostěném labyrintu kosti skalní. Blanitý hlemýžď je vazivová, slepě uzavřená trubička stočená do tvaru ulity (2,5 závitu), vyplněná tekutinou - endolymfou. Je uložen v kostěném hlemýždi v perilymfě. Blanitý hlemýžď rozděluje kostěný hlemýžď na dvě patra - na patro předsíňové a bubínkové. Obě patra se spojují ve vrcholu hlemýždě.

Sluchové receptory v blanitém hlemýždi jsou součástí Cortiho orgánu. Jsou usazeny na vazivové membráně dolní stěny blanitého hlemýždě (bazální membrána) a svými vláskovitými výběžky se těsně dotýkají krycí membrány. Zvukové vlny se přenášejí sluchovými kůstkami na oválné okénko, které rozechvěje perilymfu, v níž je uložen blanitý hlemýžď. Vlnění se přenáší na endolymfu v blanitém hlemýždi. Kmity endolymfy způsobují posun krycí membrány proti membráně bazální, na níž spočívají vláskové buňky. Vlnění perilymfy se vyrovnává vyklenutím kulatého okénka do bubínkové dutiny středního ucha.

Každá z vláskových buněk je vybavena asi 100 vlásky (ciliemi), které jsou v těsném kontaktu s krycí membránou. Relativní pohyb obou membrán proti sobě vede k nepatrnému ohybu vlásků, což představuje podnět pro vláskové buňky, který vyvolává jejich podráždění.

Vláskové buňky Cortiho orgánu jsou tak citlivé, že mohou zachytit výchylky vlásků blížící se průměru atomu vodíku. Velikost vychylování bazální membrány, a tím i pohyb vlásků se liší podle frekvence vibrací zvukového zdroje a má proto zásadní význam pro rozlišování výšky tónů. Hluboké tóny rozechvívají delší, vysoké tóny kratší vlákna, z nichž je složena bazální membrána. Vláskové buňky jsou ve spojení s vlákny nervových buněk VIII. hlavového nervu (nerv předsíňohlemýžďový). Podráždění vláskových buněk se přenáší na nervová vlákna, kde vznikají akční potenciály, které se vedou do mozkového kmene a odtud až do spánkového laloku mozkové kůry (sluchové centrum).

Rychlost šíření zvuku

Rychlost šíření zvukových vln závisí na materiálových konstantách a tvaru prostředí, kterým se vlna šíří. V pevných látkách závisí také na tom, šíří-li se vlnění podélné nebo příčné. Pro rychlost šíření zvuku v plynech a kapalinách ve volném prostoru platí rovnice $v = \sqrt{\frac{K}{\rho}}$, kde K je modul objemové pružnosti a ρ je hustota prostředí. Stlačování a rozpínání plynu se děje s velkou rychlostí bez výměny tepla s okolím a lze je považovat za děj adiabatický. Pro ideální plyn lze psát $v = \sqrt{\kappa \frac{p}{\rho}} = \sqrt{\kappa \frac{RT}{M_m}}$, kde κ je Poissonova konstanta, p je tlak plynu, R je plynová konstanta, T absolutní teplota, M_m molární hmotnost plynu. Vztahy vyjadřující rychlost zvuku v pevných látkách jsou složité. Pro naši potřebu uvedeme vztah pro určení rychlosti šíření podélných zvukových vln v pružné tenké tyči $v = \sqrt{\frac{E}{\rho}}$, kde E je modul pružnosti v tahu a ρ je hustota tyče. Experimentálně jednodušší je určení rychlosti zvyku pomocí měření jeho frekvence a vlnové délky užitím vztahu $v = f\,.\,\lambda$.

Vlnovou délku zvukových vln lze určit použitím Kundtovy trubice nebo pomocí akustických interferometrů, frekvence jednoduchých harmonických akustických kmitů lze určit porovnáním s kmity mechanických zdrojů (tyče, ladičky, sonometr) nebo pomocí reproduktoru a tónového generátoru. Je možné použít i oscilografických metod.