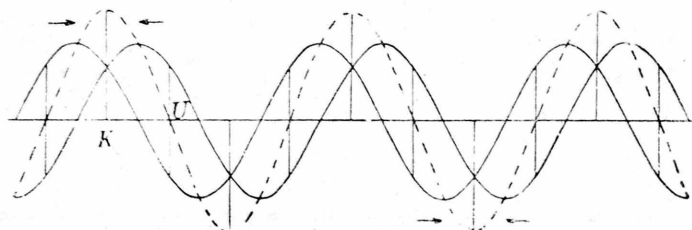


Tie body hmotnej priamky alebo úsečky, ktoré pri chvení sú trvale v pokoji, volajú sa *uzly*. Podľa vzorca (10) ich súradnice sú: $\frac{\lambda}{4}, \frac{3\lambda}{4}, \dots$, teda vo všeobecnosti $(2k-1)\frac{\lambda}{4}$. Medzi uzlami sú tzv. *kmitne*, miesta s najväčšími amplitúdami pohybu. Vzdialenosť dvoch susedných uzlov alebo kmitní je zrejme $\lambda/2$.

Vzájomnú polohu bodov, ktoré v pokoji boli v jednej priamke, pri najjednoduchšom harmonickom priečnom vlnení vidíme na *obr. 8.9a*, pri pozdĺžnom vlnení na *obr. 8.9b*, a to bez ohľadu na to, či je vlnenie postupné alebo stojaté. Pri priečnom vlnení striedajú sa v ňom výchylky na obidve strany, pri pozdĺžnom vlnení miesta nahustenia bodov a ich zriedenia.



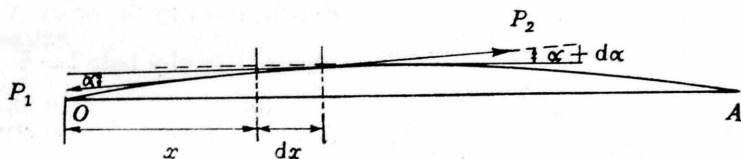
Obr. 8.10

Vznik stojátého vlnenia sčítaním dvoch rovnakých vlnení postupujúcich proti sebe znázorňuje *obr. 8.10*, na ktorom sú obidve proti sebe postupujúce sústavy vln vyznačené súvislými čiarami, výsledné vlnenie prerušovanou čiarou pričom *K* znamená kmitňu a *U* uzol.

Môže sa stať, že pri vlnení postupujúcom v hmotnom prostredí v určitom smere jednotlivé jeho elementy nepohybujú sa v navzájom rovnobežných priamkach, ako sme to dosiaľ stále predpokladali, ale v rovinách kolmých na smer postupu vlnenia sa náhodile pohybujú s príslušným oneskorením. Takéto priečne vlnenie sa nazýva *nepolarizované*. Keď sú trajektórie týchto pohybov elipsy (kružnice), hovoríme, že vlnenie je *elipticky (kruhovo) polarizované*. Hraničným prípadom elipticky polarizovaného vlnenia je *lineárne polarizované* vlnenie, aké sme doteraz mali stále na mysli.

8.3. Chvenie struny. Struna s dĺžkou l , ktorej dĺžková jednotka má hmotnosť s , nech je napnutá medzi dvoma pevnými bodmi O a A (*obr. 8.11*) silou F . Keď strunu z jej rovnovážnej polohy vychýlime a potom pustíme, nastane tzv. *chvenie struny*. Pri chvení struny jej element dĺžky dx , teda hmotnosti

$dm = s dx$, ktorého vzdialenosť od začiatku struny za stavu pokoja bola x , má výchylku u . Na vychýlený element struny účinkujú sily F_1 a F_2 s rovnakou a prakticky konštantnou absolútnou hodnotou F , lebo dĺžka struny sa už pri jej vypnutí medzi dvoma pevnými bodmi bola pomerne značne zväčšila, takže ďalšie predĺženie struny vyvolané malými priečnymi vychýleniami jej elementov má na jej napätie F už len zanedbateľne malý vplyv.



Obr. 8.11

Sily F_1 a F_2 sa skladajú vo výslednicu, ktorej zložka kolmá na rovnovážny smer struny je približne

$$\begin{aligned} dR &= j[F \sin(\alpha + d\alpha) - F \sin \alpha] \doteq j[F \operatorname{tg}(\alpha + d\alpha) - F \operatorname{tg} \alpha] = \\ &= jF d \operatorname{tg} \alpha = jF d \frac{\partial u}{\partial x} = jF \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} dx = F \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} dx \end{aligned}$$

pričom j je jednotkový, s výchylkou elementu struny u rovnobežný vektor.

Podľa Newtonovho zákona sily, ak tiaž struny zanedbáme, je ale tiež

$$dR = \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} dm = \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} s dx$$

Pri pohybe struny po jej vychýlení z rovnovážnej polohy a pustení je preto stále

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} s dx = F \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} dx$$

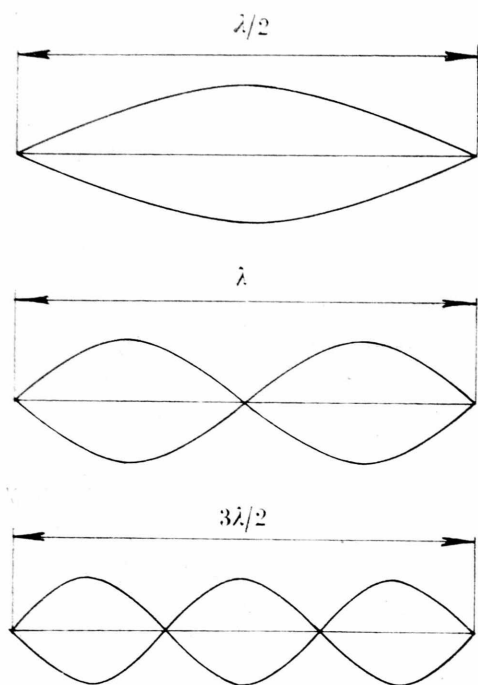
alebo

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{F}{s} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \quad (1)$$

Z porovnania rovnice (1) a rovnice (4) predchádzajúceho článku vyplýva, že po strune môže vlnenie postupovať rýchlosťou

$$v = \sqrt{\frac{F}{s}} \quad (2)$$

Pozdĺž struny len v jednom jej smere nemôže trvale postupovať nijaké vlnenie, lebo koncové body struny sú nehybné a pri netlmenom vlnení postupujúcim pozdĺž priamky všetky jej body sa postupne dostávajú do rovnakého

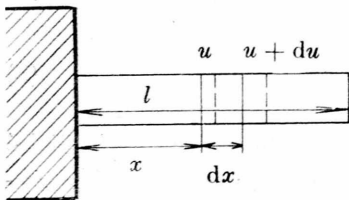


Obr. 8.12

kde $k = 1, 2, 3, \dots$. Frekvencia, ktorú udáva vzorec (3) pre $k = 1$, nazýva sa *základnou frekvenciou* chvenia struny; frekvencie ostatné — *vyššími harmonickými frekvenciami*.

Okolnosť, že rovnica (1) je v u homogénna a prvého stupňa, pripúšťa aj taký pohyb struny, ktorý možno pokladať za superpozíciu chvenia struny so základnou frekvenciou a chvení s vyššími harmonickými frekvenciami.

8.4. Pozdĺžne chvenie pružnej tyče upevnenej na jednom konci. Tyč valcovitého alebo hranolovitého tvaru s dĺžkou l a s prierezom q nech je upevnená na jednom svojom konci (obr. 8.13). Merná hmotnosť tyče nech je s .



Obr. 8.13

pohybu. Diferenciálna rovnica struny (1) pripúšťa však taký pohyb jej hmotných elementov, ktorý možno považovať za stojaté vlnenie struny — za jej chvenie. Podmienkou je zrejme, aby sa dĺžka struny rovnala celistvému násobku vzdialenosti dvoch susedných uzlov v stojatom vlnení, čiže aby bolo $l = k \frac{\lambda}{2}$, alebo $\lambda = \frac{2l}{k}$, pretože konce struny môžu byť len uzlami (obr. 8.13). Z rovnice

$$\frac{2l}{k} = \lambda = vT = T \sqrt{\frac{F}{s}}$$

vyplýva, že frekvencia chvenia struny môže byť len

$$\nu = \frac{1}{T} = \frac{k}{2l} \sqrt{\frac{F}{s}} \quad (3)$$

Priečný rez tyče, ktorý za rovnováhy v tyči bol vo vzdialenosti x od jej pevného začiatku, za šírenia sa pozdĺžneho rozruchu v tyči (vyvolaného napríklad nárazom kladiva na voľné čelo tyče) nech má pozdĺžnu výchylku veľkosti $u = u(x)$, rez vo vzdialenosti $x + dx$ výchylku $u + du = u(x + dx)$. Relatívne predĺženie tyče medzi týmito rezmi je: