

Úloha VI.5 ... těžká pružina

9 bodů; (chybí statistiky)

Mějme homogenní pružinu s tuhostí k a hmotností m , jejíž šířka je zanedbatelná vůči její délce. Pružinu uchytíme na jednom konci tak, aby kolem něj mohla rotovat, a následně ji roztočíme úhlovou rychlostí ω . Kolikrát se tato pružina při rotaci prodlouží? Vliv tíhového pole neuvažujte.

Jáchym měl velmi těžký den a chtěl se o něj podělit i s ostatními.

Definujme proměnnou x jakožto vzdálenost od osy otáčení na původní pružině a vzdálenost na prodloužené pružině jako $r(x)$. Počáteční délku pružiny označme x_0 . Vezměme si malý úsek pružiny dr , kterému odpovídá úsek na původní pružině dx s hmotností $dm = \lambda dx$, kde $\lambda = m/x_0$ je délková hmotnost. Aby se rotující úsek stále pohyboval po kružnici, výslednice na něj působících sil musí odpovídat dostředivé síle

$$dF_d = \omega^2 r dm = \lambda \omega^2 r dx.$$

Dále můžeme říct, že tuhost daného úseku lze vyjádřit jako

$$k_{dx} = k \frac{x_0}{dx}.$$

Úsek se prodloužil o $(dr - dx)$, což způsobí sílu pružnosti

$$F = k_{dx} (dr - dx) = kx_0 \frac{dr - dx}{dx} = kx_0 (r' - 1),$$

kde r' značí derivaci r podle x . Změna této síly podle x je

$$\frac{dF}{dx} = kx_0 r''.$$

Na zvolený úsek působí síly pružnosti od obou sousedních částí pružiny. Jejich rozdíl je tak hledanou výslednicí působících na daný úsek, proto se podle úvahy výše rovná dostředivé síle. Uvážíme-li ještě směr působících sil (popřípadě si rozmyslíme fakt, že síla pružnosti s rostoucí vzdáleností klesá čili její změna je záporná, ale velikost dostředivé síly musí být kladná), dostaneme $dF = -dF_d$. Dosadíme ze vztahů výše a máme

$$kx_0 r'' = -\lambda \omega^2 r,$$

což není nic jiného než obyčejná lineární diferenciální rovnice druhého řádu

$$r'' = -\kappa^2 r,$$

kde

$$\kappa = \sqrt{\frac{\lambda \omega^2}{kx_0}} = \frac{\omega}{x_0} \sqrt{\frac{m}{k}}.$$

Ta má obecné řešení ve tvaru

$$r(x) = Ae^{i\kappa x} + Be^{-i\kappa x}.$$

K určení konstant A a B potřebujeme dvě podmínky. Na upevněném konci pružiny platí $r(0) = 0$, zatímco na tom volném lze psát $F(x_0) = 0$. Z první podmínky dostáváme $A+B=0$, díky čemuž můžeme celou rovnici upravit na

$$r(x) = 2iA \sin \kappa x.$$

Druhá je potom splněna pro $r'(x_0) = 1$, z čehož vyplývá

$$2iA\kappa \cos \kappa x_0 = 1,$$

což vede na finální řešení ve tvaru

$$r(x) = \frac{1}{\kappa} \frac{\sin \kappa x}{\cos \kappa x_0}.$$

Nás přitom zajímá relativní prodloužení

$$\frac{r(x_0)}{x_0} = \frac{1}{\kappa x_0} \frac{\sin \kappa x_0}{\cos \kappa x_0} = \frac{\operatorname{tg}\left(\omega \sqrt{\frac{m}{k}}\right)}{\omega \sqrt{\frac{m}{k}}}.$$

Všimněme si, že v limitě nulové rychlosti otáčení $\omega \rightarrow 0$ vychází $r(x) = x$, což je přesně to, co bychom čekali. Naopak případ

$$\omega \rightarrow \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{k}{m}}$$

vede na nekonečně velké prodloužení. To se sice na první pohled může zdát pochybné, ale dává to smysl. Představíme-li si například nehmotnou pružinku s tuhostí k a závažím o hmotnosti m na konci, odstředivá síla poroste s poloměrem jako $F_o = m\omega^2 r$, zatímco síla pružnosti bude $F = kr$. Je zřejmé, že pro

$$\omega > \sqrt{\frac{k}{m}}$$

se bude pružina nekonečně natahovat, naopak pro menší hodnoty úhlové rychlosti zůstane její délka nulová. Tento model je sice jen velmi zjednodušenou verzí hmotné pružiny, ale vidíme na něm, že k nekonečnému prodloužení může dojít pro konečně velké hodnoty ω . Samozřejmě, v reálném světě se nic takového nestane, protože Hookův zákon ve tvaru $F \propto r$ platí pouze pro malé hodnoty prodloužení pružiny.

Jáchym Bárták
tuaki@fykos.cz

Fyzikální korespondenční seminář je organizován studenty MFF UK. Je zastřešen Oddělením propagace a mediální komunikace MFF UK a podporován Ústavem teoretické fyziky MFF UK, jeho zaměstnanci a Jednotou českých matematiků a fyziků.

Toto dílo je šířeno pod licencí Creative Commons Attribution-Share Alike 3.0 Unported.
Pro zobrazení kopie této licence navštivte <http://creativecommons.org/licenses/by-sa/3.0/>.