Dynamická viskozita

Kvapalinu nazývame ideálnou, keď je nestlačiteľná a keď v nej niet vnútorného trenia.

Hajko, V. a kol.: Fyzika v príkladoch, Alfa, Bratislava, 1988, 6. vydanie, str. 119

Graf závislosti koeficientu dynamickej viskozity od obsahu vody v glyceríne a od teploty.

Poissonova konštanta

Stredná hodnota kinetickej energie molekúl plynu, ktorý sa skladá z molekúl rovnakého druhu, pričom každá jeho molekula má i - stupňov voľnosti, je určená vzťahom

$$\epsilon = \frac{i}{2} k.T$$

Jednoatómová molekula má tri, dvojatómová päť a molekula skladajúca sa z troch alebo väčšieho počtu atómov má šesť stupňov voľnosti pohybu.

Hajko, V. a kol.: Fyzika v príkladoch, Alfa, Bratislava, 1988, 6. vydanie, str. 184

Vzťah, ktorý udáva súvis medzi mólovým teplom plynu pri stálom tlaku a mólovým teplom pri stálom objeme sa nazýva Mayerov vzťah

$$C_p = C_v + R$$

Hajko, V., Szabó, J.- D.: Základy fyziky, Veda, Bratislava, 1983, 2. dopl. vydanie, str. 133-134

Adiabatická stavová zmena ideálneho plynu

sa realizuje pri dokonalej tepelnej izolácií, pri ktorej nenastáva nijaká výmena energie plynu s okolím prostredníctvom tepla. Za približne adiabatické možno pokladať deje, ktoré prebiehajú dostatočne rýchlo, takže výmena energie plynu s okolím prostredníctvom tepla je zanedbateľne malá.

Pri adiabatickej stavovej zmene

$$dQ = 0$$

$$p.V^{\kappa} = konst.$$

Hajko, V., Szabó, J.- D.: Základy fyziky, Veda, Bratislava, 1983, 2. doplnené vydanie, str. 134-135

Moment zotrvačnosti

<u>Matematické kyvadlo</u>

Rozumieme ním hmotný bod s hmotnosťou m , ktorý je uložený na pevnom závese dĺžky l pričom hmotnosť závesu je oproti hmotnosti hmotného bodu zanedbateľne malá.

Pohybová rovnica matematického kyvadla je

$$D = I.\epsilon$$

pričom

$$\epsilon = \frac{d^2\phi}{dt^2} \quad , \quad D = -m.g.l.sin\phi \quad , \quad I = m.l^2$$

teda

$$\frac{d^2\phi}{dt^2} = -\frac{g}{l}.\sin\phi$$

po označení $\frac{g}{l} = \omega^2$, pre malé uhly $\phi < 5^o$ platí $\sin\phi \doteq \phi$ a môžeme písať

$$\frac{d^2\phi}{dt^2} = -\omega^2.\phi$$

Riešením tejto rovnice je výraz

$$\phi = \phi_0.\cos(\omega.t + \alpha)$$

a pre periódu matematického kyvadla platí

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g}}$$

Fyzikálne kyvadlo

Rozumieme ním každé teleso, ktoré sa vplyvom vlastnej tiaže kýve okolo vodorovnej osi neprechádzajúcej ťažiskom.

Ide tu v postate o otáčavý pohyb telesa okolo pevnej osi takže môžeme použiť rovnicu

$$D = I.\epsilon$$

pričom

$\epsilon = \frac{d^2\phi}{dt^2}$, $D = -m.g.d.sin\phi$, kde d je vzdialenej osi otáčania od rovnobežnej osi, ktorá prechádza ťažiskom telesa a I je moment zotrvačnosti. Potom

$$I\frac{d^2\phi}{dt^2} = -m.g.d.\sin\phi$$

po označení $\frac{m.g.d}{I} = \omega^2$, pre malé uhly $\phi < 5^o$ platí $\sin\phi \doteq \phi$ a môžeme písať

$$\frac{d^2\phi}{dt^2} = -\omega^2.\phi$$

Riešením tejto rovnice je výraz

$$\phi=\phi_0 . \cos(\omega . t+\alpha)$$

a pre periódu fyzikálneho kyvadla platí

$$T=\frac{2\pi}{\omega}=2\pi\sqrt{\frac{I}{m . g . d}}$$

Hľadajme, či k danej osi kyvadla existuje iná os na opačnej strane ťažiska, nesymetricky položená vzhľadom na ťažisko, okolo ktorej sa kyvadlo kýve s rovnakou periódou ako okolo pôvodnej osi. Pre pôvodnú (prvú) os a pre druhú os vo vzdialenosti x od ťažiska platí

$$T_1=\frac{2\pi}{\omega}=2\pi\sqrt{\frac{I_1}{m . g . d}} \qquad T_2=\frac{2\pi}{\omega}=2\pi\sqrt{\frac{I_2}{m . g . x}}$$

teda $T_1=T_2$ vtedy, keď $\dfrac{I_1}{d_1}=\dfrac{I_2}{x}$

kde I_1 a I_2 sú odpovedajúce momenty zotrvačnosti

použitím Steinerovej vety $I_1=I_0+m . d^2$ $I_2=I_0+m . x^2$, kde I_0 je ťažiskový moment zotrvačnosti, dostaneme

$$\frac{I_0+m . d^2}{d}=\frac{I_0+m . x^2}{x}$$

a po následnej úprave dostaneme pre x rovnicu

$$m . d . x^2-(I_0+m . d^2)x-I_0 . d=0$$

ktorá má riešenia

$$x_1=\frac{I_0}{m . d} \quad \text{a} \quad x_2=d$$

Riešenie $x_2=d$ zodpovedá symetricky položenej osi. Nášmu zadaniu vyhovuje riešenie $x_1=\dfrac{I_0}{m . d}$. Vzájomná poloha takýchto dvoch osí, ktoré sú nesymetricky položené vzhľadom na ťažisko, okolo ktorých kýve kyvadlo s rovnakou periódou, nazýva sa ***redukovaná dĺžka fyzikálneho kyvadla***.

Platí pre ňu vzťah

$$l=d+\frac{I_0}{m . d}=\frac{m . d^2+I_0}{m . d}=\frac{I}{m . d} \quad \text{teda} \quad l=\frac{I}{m . d}$$

Použitím tohto vzťahu môžeme pre periódu fyzikálneho kyvadla napísať

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{I}{m.g.d}} = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}}$$

Porovnaním vzťahov pre matematické a fyzikálne kyvadlo a pre rovnakú periódu kyvu môžeme interpretovať pojem redukovaná dĺžka fyzikálneho kyvadla ako dĺžku matematického kyvadla, ktoré sa kýve s rovnakou periódou ako fyzikálne kyvadlo.

Hajko, V., Szabó, J.- D.: Základy fyziky, Veda, Bratislava, 1983, 2. doplnené vydanie, str. 256-259