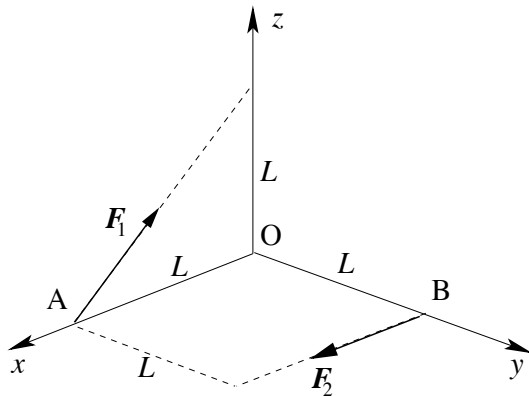


TME010 Mekanik 081217, lösningsförslag

1.



Krafterna kan uttryckas på vektorform som

$$\mathbf{F}_1 = (-F/\sqrt{2}, 0, F/\sqrt{2}), \quad \mathbf{F}_2 = (F, 0, 0).$$

a) Kraftsumman är

$$\Sigma \mathbf{F} = \mathbf{F}_1 + \mathbf{F}_2 = (F - F/\sqrt{2}, 0, F/\sqrt{2}).$$

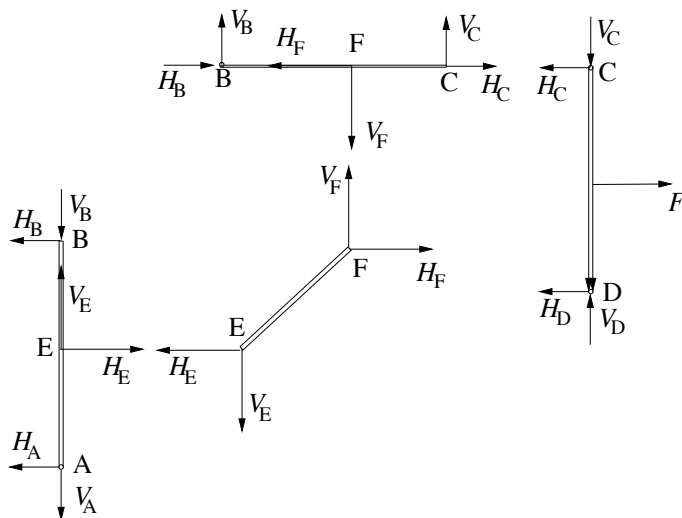
b) Momentsumman med avseende på origo är

$$\begin{aligned} \Sigma \mathbf{M}_O &= \overrightarrow{OA} \times \mathbf{F}_1 + \overrightarrow{OB} \times \mathbf{F}_2 = \\ &= FL \begin{vmatrix} \mathbf{e}_x & \mathbf{e}_y & \mathbf{e}_z \\ 1 & 0 & 0 \\ -\frac{1}{\sqrt{2}} & 0 & \frac{1}{\sqrt{2}} \end{vmatrix} + FL \begin{vmatrix} \mathbf{e}_x & \mathbf{e}_y & \mathbf{e}_z \\ 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{vmatrix} = \\ &= (0, -FL/\sqrt{2}, -FL). \end{aligned}$$

c) Momentsumman med avseende på z-axeln är lika med z-komponenten av $\Sigma \mathbf{M}_O$, d v s

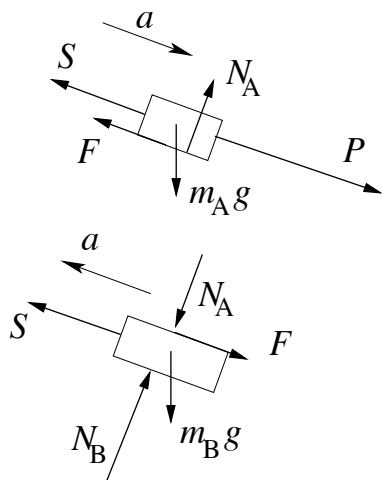
$$\Sigma M_z = -FL.$$

2.



Eftersom stängen EF påverkas av ett tvåkraftssystem (en kraft i E och en i F), så kan kraftkomponenterna i E och F ersättas av sina resultanter, som måste ligga längs EF.

3.



Eftersom kropparna är förenade med linan, så har de lika stora accelerationer, men åt olika håll (se figuren).

Kroppen A:

$$\begin{aligned} \searrow & P + m_A g \sin \alpha - S - F = m_A a, \\ \nearrow & N_A - m_A g \cos \alpha = 0. \end{aligned}$$

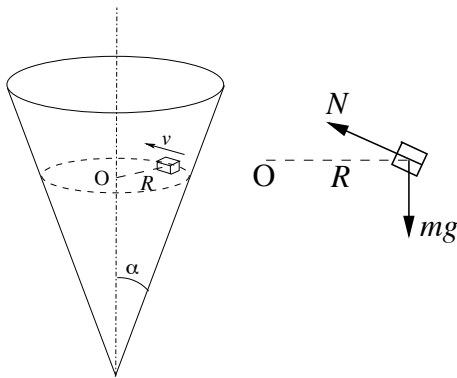
Kroppen B:

$$\nwarrow S - m_B g \sin \alpha - F = m_B a.$$

Eftersom kropparna glider relativt varandra gäller dessutom att

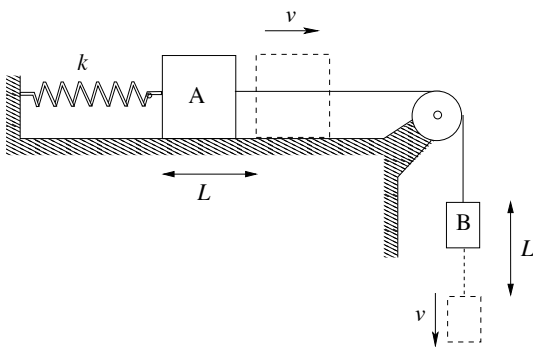
$$\frac{F}{N_A} = \mu.$$

4.



$$\begin{aligned} \uparrow & N \sin \alpha - mg = 0, \\ \leftarrow & N \cos \alpha = m a_n = m \frac{v^2}{R}. \end{aligned}$$

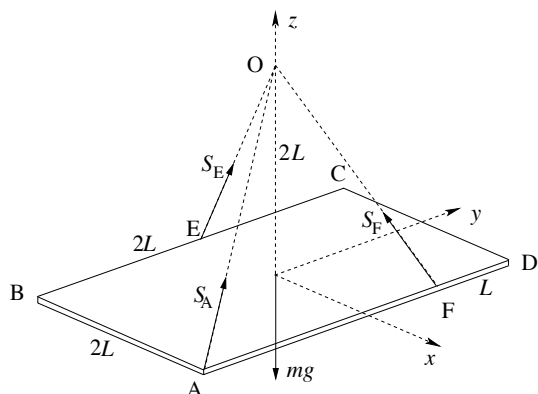
5.



De enda krafter som uträttar arbete är tyngdkraften på B och fjäderkraften. Eftersom dessa är konservativa, bevaras den mekaniska energin, d v s

$$\begin{aligned} \Delta T + \Delta V &= 0 \Rightarrow \\ \frac{1}{2} m_A v^2 + \frac{1}{2} m_B v^2 + \frac{1}{2} k L^2 - m_B g L &= 0. \end{aligned}$$

6.



Eftersom samtliga linkrafters verkningslinjer går genom O, och momentsumman med avseende på O är noll, så måste även tyngdkraftens verkningslinje gå genom O, d v s tyngdpunkten ligger rakt under O.

Linkrafterna uttrycks först på vektorform.

$$\mathbf{S}_A = S_A \mathbf{e}_{AO} = S_A \frac{\overrightarrow{AO}}{|\overrightarrow{AO}|} = S_A \frac{(-L, 2L, 2L)}{\sqrt{L^2 + (2L)^2 + (2L)^2}} = \frac{S_A}{3}(-1, 2, 2),$$

$$\mathbf{S}_E = S_E \mathbf{e}_{EO} = S_E \frac{\overrightarrow{EO}}{|\overrightarrow{EO}|} = S_E \frac{(L, 0, 2L)}{\sqrt{L^2 + (2L)^2}} = \frac{S_E}{\sqrt{5}}(1, 0, 2),$$

$$\mathbf{S}_F = S_F \mathbf{e}_{FO} = S_F \frac{\overrightarrow{FO}}{|\overrightarrow{FO}|} = S_F \frac{(-L, -L, 2L)}{\sqrt{L^2 + L^2 + (2L)^2}} = \frac{S_F}{\sqrt{6}}(-1, -1, 2).$$

Vid jämvikt är kraftsumman noll, d v s

$$\mathbf{S}_A + \mathbf{S}_E + \mathbf{S}_F + (0, 0, -mg) = 0,$$

vilket ger ekvationssystemet

$$-\frac{S_A}{3} + \frac{S_E}{\sqrt{5}} - \frac{S_F}{\sqrt{6}} = 0,$$

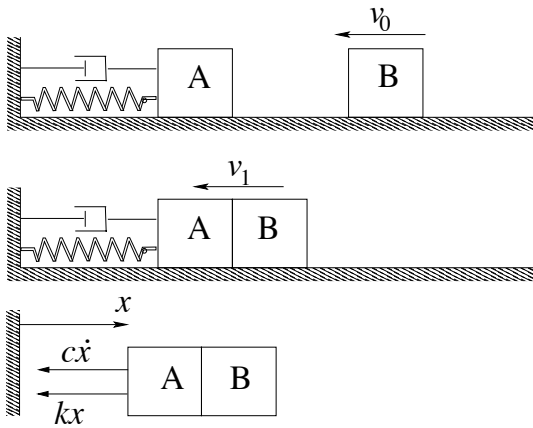
$$\frac{2S_A}{3} - \frac{S_F}{\sqrt{6}} = 0,$$

$$\frac{2S_A}{3} + \frac{2S_E}{\sqrt{5}} + \frac{2S_F}{\sqrt{6}} - mg = 0.$$

Lösning av ekvationssystemet ger svaret:

$$S_A = \frac{1}{4}mg, \quad S_E = \frac{\sqrt{5}}{4}mg, \quad S_F = \frac{\sqrt{6}}{6}mg.$$

7.



Under kollisionen mellan kropparna kan alla yttre horisontella krafter försummas. Detta betyder att systemets rörelsemängd bevaras, dvs

$$\leftarrow 2mv_0 = 3mv_1 \Rightarrow v_1 = \frac{2}{3}v_0.$$

Därefter gäller:

$$\rightarrow -kx - c\dot{x} = 3m\ddot{x}.$$

Med $c = 2\sqrt{km}$ fås

$$\ddot{x} + \frac{2}{3}\sqrt{\frac{k}{m}}\dot{x} + \frac{k}{3m}x = 0.$$

Substitutionen

$$2\zeta\omega = \frac{2}{3}\sqrt{\frac{k}{m}} \quad \text{och} \quad \omega^2 = \frac{k}{3m}$$

ger

$$\omega = \sqrt{\frac{k}{3m}} \quad \text{och} \quad \zeta = \frac{1}{\sqrt{3}}.$$

Enligt formelsamling kan differentialekvationens allmänna lösning skrivas:

$$x = e^{-\zeta\omega t}[C_1 \sin \omega_d t + C_2 \cos \omega_d t].$$

Här är $\omega_d = \omega\sqrt{1 - \zeta^2} = \omega\sqrt{\frac{2}{3}}$.

Konstanterna C_1 och C_2 bestäms av begynnelsevillkoren $x = 0$ och $\dot{x} = -v_1$ för $t = 0$, vilket ger ekvationssystemet

$$\begin{aligned} C_2 &= 0, \\ -\frac{\omega}{\sqrt{3}}C_2 + C_1\omega_d &= -v_1 \end{aligned}$$

med lösningen $C_1 = -v_1/\omega_d$ och $C_2 = 0$. Insättning ger

$$x = -\frac{v_1}{\omega_d} e^{-\frac{1}{\sqrt{3}}\omega t} \sin \omega_d t.$$

Derivering av uttrycket för x och insättning av villkoret $\dot{x} = 0$ ger

$$\frac{v_1\omega}{\omega_d\sqrt{3}} e^{-\frac{1}{\sqrt{3}}\omega t} \sin \omega_d t - v_1 e^{-\frac{1}{\sqrt{3}}\omega t} \cos \omega_d t = 0,$$

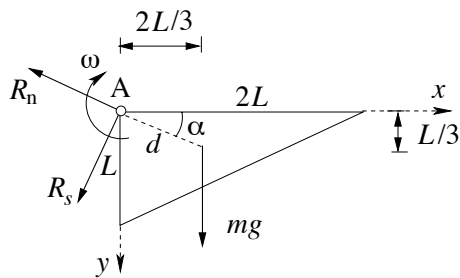
vilket ger

$$\tan \omega_d t = \sqrt{2}.$$

Första vändläget svarar mot att

$$t = \frac{1}{\omega_d} \arctan \sqrt{2} \Rightarrow t = 3\sqrt{\frac{m}{2k}} \arctan \sqrt{2} \quad (\text{oberoende av } v_0).$$

8.



$$\begin{aligned} \searrow \quad R_n - mg \sin \alpha &= m\bar{a}_n = md\omega^2 = 0 \\ \swarrow \quad R_s + mg \cos \alpha &= m\bar{a}_s = md\dot{\omega}. \end{aligned}$$

eftersom $\omega = 0$ i startögonblicket.

Här är $d = \sqrt{5}L/3$, $\sin \alpha = 1/\sqrt{5}$ och $\cos \alpha = 2/\sqrt{5}$.

$$\hat{A} \quad mg \frac{2L}{3} = I_A \dot{\omega}.$$

För en tunn skiva är tröghetsmomentet $I_A = I_x + I_y$, där I_x och I_y fås ur formelsamling. Man finner att

$$I_A = \frac{m(2L)^2}{6} + \frac{mL^2}{6} = \frac{5}{6}mL^2.$$

Ur ekvationerna ovan fås

$$R_n = \dots = \frac{1}{\sqrt{5}}mg \quad \text{och} \quad R_s = \dots = \frac{2}{3\sqrt{5}}mg.$$

Kraftens belopp fås till sist som

$$|\mathbf{R}| = \sqrt{R_n^2 + R_s^2} = \sqrt{\frac{13}{45}}mg.$$