Løsninger på blandede oppgaver.

Oppgave 4.1:

a) Jeg vet at når friksjonstallet er μ, er størrelsen av friksjonskraften

$$F_f = \mu \cdot N$$

der N er normalkraften fra underlaget. Siden bilen kjører på horisontal vei, er

$$N - mg = 0 \quad \Leftrightarrow \quad N = mg$$

slik at

$$F_f = \mu mg \,.$$

Når problemet skal løses med bevegelseslikninger, benytter vi at friksjonskraften er den eneste kraften som virker i bevegelsesretningen. Med bevegelsesretningen som positiv retning vil friksjonskraften bli negativ, slik at

$$-F_f = ma \quad \Leftrightarrow \quad -\mu mg = ma \quad \Leftrightarrow \quad \mu = \frac{-a}{g} \,.$$

For å finne akselerasjonen bruker jeg formelen

$$v^2 - v_0^{\,2} = 2a\left(x - x_0\right) \quad \Leftrightarrow \quad a = \frac{v^2 - v_0^{\,2}}{2\left(x - x_0\right)} = \frac{\left(0\,\text{m/s}\right)^2 - \left(10\,\text{m/s}\right)^2}{2\left(20\text{m} - 0\text{m}\right)} = \underline{-2.5\,\text{m/s}^2} \,.$$

Her har jeg benyttet at $36\,\text{km/h} = 36 \cdot \dfrac{1000\,\text{m}}{3600\,\text{s}} = 10\,\text{m/s}$.

Da blir

$$\mu = \frac{-a}{g} = \frac{-\left(-2.5\,\text{m/s}^2\right)}{9.81\,\text{m/s}^2} = \underline{\underline{0.255}} \,.$$

Når vi benytter energi, får vi:

$$\tfrac{1}{2} m v_0^{\,2} - W_f = \tfrac{1}{2} m v^2 \quad \Leftrightarrow \quad W_f = \tfrac{1}{2} m v_0^{\,2}$$

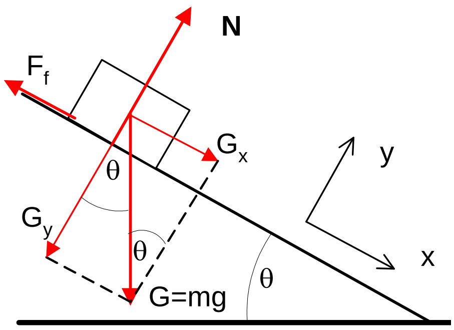
fordi $v = 0\,\text{m/s}$. Men

$$W_f = F_f \cdot L = \mu mg \cdot L \,,$$

slik at

$$\mu mgL = \tfrac{1}{2} m v_0^{\,2} \quad \Leftrightarrow \quad \mu = \frac{v_0^{\,2}}{2gL} = \frac{\left(10\,\text{m/s}\right)^2}{2 \cdot 9.81\,\text{m/s}^2 \cdot 20\,\text{m}} = \underline{\underline{0.255}} \,.$$

b) Når du bremser i en unnabakke, har du et ”friksjon-på-skråplan”-problem. Vi dekomponerer derfor kreftene som vist på figuren nedenfor til venstre, og setter opp Newtons 2. lov:



$$\begin{bmatrix} G_x - F_f \\ N - G_y \end{bmatrix} = m \cdot \begin{bmatrix} a \\ 0 \end{bmatrix}$$

Likningen for y-komponenten gir

$$N - G_y = 0 \quad \Leftrightarrow \quad N = mg\cos\theta \,.$$

Likningen for x-komponenten gir nå

$$G_x - F_f = m \cdot a \,.$$

Dessuten vet vi at

$$F_f = \mu N = \mu mg\cos\theta \,.$$

Dermed får vi

$$a = \frac{1}{m}\left(G_x - F_f\right) = \frac{1}{m}\left(mg\sin\theta - \mu mg\cos\theta\right) = g\left(\sin\theta - \mu\cos\theta\right)$$
$$= 9.81\,\text{m/s}^2\left(\sin 10^\circ - 0.255\cos 10^\circ\right) = \underline{-0.76\,\text{m/s}^2}$$

Finner bremsestrekningen x av formelen

$$v^2 - v_0^{\,2} = 2a\left(x - x_0\right)$$

der $x_0 = 0\,\text{m}$ er startpunktet for oppbremsingen, $v_0 = 10\,\text{m/s}$ er startfarten og $v = 0\,\text{m/s}$ er sluttfarten. Jeg får

$$v^2 - v_0^{\,2} = 2a\left(x - x_0\right)$$
$$\Leftrightarrow \quad x = x_0 + \frac{1}{2a}\left(v^2 - v_0^{\,2}\right) = 0\,\text{m} + \frac{1}{2\left(-0.76\,\text{m/s}^2\right)}\left(\left(0\,\text{m/s}\right)^2 - \left(10\,\text{m/s}\right)^2\right) = \underline{\underline{65.8\,\text{m}}}$$

Så skal vi løse problemet med å benytte energi. Med en bremsestrekning x blir høydeforskjellen mellom start- og sluttnivå for bremsestrekningen

$$h = x\sin\theta\,,$$

slik at når sluttfarten er lik null, og nullnivået for potensiell energi legges der bilen stopper, blir energilikningen:

$$mgh + \tfrac{1}{2}mv_0^{\,2} - F_f\cdot x = 0 \quad \Leftrightarrow \quad mg\cdot x\sin\theta + \tfrac{1}{2}mv_0^{\,2} - \mu mg\cos\theta\cdot x = 0$$
$$\Leftrightarrow \quad x\left(g\sin\theta - \mu g\cos\theta\right) + \tfrac{1}{2}v_0^{\,2} = 0$$
$$\Leftrightarrow \quad x = \frac{\tfrac{1}{2}v_0^{\,2}}{g\left(\mu\cos\theta - \sin\theta\right)} = \frac{\tfrac{1}{2}\cdot\left(10\,\text{m/s}\right)^2}{9.81\,\text{m/s}^2\left(0.255\cdot\cos 10^\circ - \sin 10^\circ\right)} = \underline{\underline{65.8\,\text{m}}}$$

c) Vår venn med dårlige dekk har et friksjonstall på

$\mu_1 = 0.80\cdot 0.255 = \underline{0.204}$.

Når vi skal beregne bremsestrekningene, er det lettest å benytte de formlene vi fant ved å benytte energi.

På horisontal vei:

$$\mu mgL = \tfrac{1}{2}mv_0^{\,2} \quad \Leftrightarrow \quad L = \frac{v_0^{\,2}}{2\mu g} = \frac{\left(10\,\text{m/s}\right)^2}{2\cdot 0.204\cdot 9.81\,\text{m/s}^2} = \underline{\underline{25.0\,\text{m}}}\,.$$

I unnabakke blir det verre. Der fant vi at bremsestrekningen er

$$x = \frac{\tfrac{1}{2}v_0^{\,2}}{g\left(\mu\cos\theta - \sin\theta\right)} = \frac{\tfrac{1}{2}\cdot\left(10\,\text{m/s}\right)^2}{9.81\,\text{m/s}^2\left(0.204\cdot\cos 10^\circ - \sin 10^\circ\right)} = \underline{\underline{187.0\,\text{m}}}$$

Vi ser at mens bremsestrekningen på horisontal vei bare øker fra 20 m til 25 m når dekkene blir litt dårligere, vil bremsestrekningen i vår unnabakke med helningsvinkel på 10° nesten tredobles fra 65.8 m til 187 m. Kanskje på tide å kjøpe nye vinterdekk?

d) Vi shopper formler fra det vi allerede har gjort, og benytter energiresonnementet. Med en bremsestrekning x blir

$$mgh + \tfrac{1}{2}mv_0^{\,2} - F_f x = 0$$

der $h = x\sin\theta$ og $F_f = \mu N = \mu mg\cos\theta$. Setter inn og ordner:

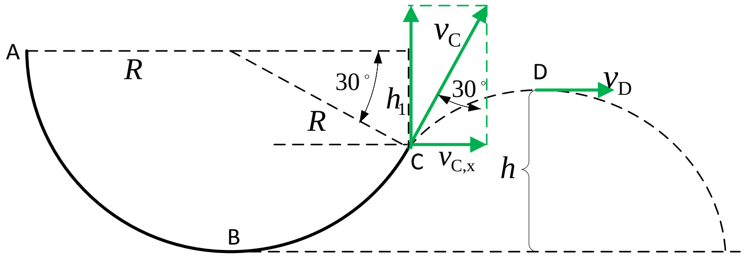
$$mg\cdot x\sin\theta+\tfrac{1}{2}mv_0^{\,2}-\mu mg\cos\theta\cdot x=0 \quad\Leftrightarrow\quad gx\left(\mu\cos\theta-\sin\theta\right)=\tfrac{1}{2}v_0^{\,2}$$

$$x=\underline{\underline{\frac{v_0^{\,2}}{2g\left(\mu\cos\theta-\sin\theta\right)}}}$$

Vi må kreve at bremsestrekningen *x* er positiv, slik at

$$\mu\cos\theta-\sin\theta>0 \quad\Leftrightarrow\quad \mu>\tfrac{\sin\theta}{\cos\theta}=\underline{\underline{\tan\theta}}.$$

Oppgave 4.2:



a) Legger nullnivå for potensiell energi gjennom B. Da blir energilikningen:

$$\cancel{m}g\underbrace{h_A}_{=R}+\tfrac{1}{2}\cancel{m}\underbrace{v_A}_{=0}{}^2=\cancel{m}g\underbrace{h_B}_{=0}+\tfrac{1}{2}\cancel{m}v_B^{\,2}$$

$$gR=\tfrac{1}{2}v_B^{\,2} \quad\Leftrightarrow\quad v_B=\underline{\underline{\sqrt{2gR}}}\,.$$

b) Nå lønner det seg å legge nullnivå for potensiell energi gjennom C. Høydeforskjellen mellom A og C er

$$h_1=R\sin 30^\circ=\tfrac{1}{2}R\,.$$

Den mekaniske energien er den samme i C som i A, slik at

$$\cancel{m}g\underbrace{h_A}_{=\frac{1}{2}R}+\tfrac{1}{2}\cancel{m}\underbrace{v_A}_{=0}{}^2=\cancel{m}g\underbrace{h_C}_{=0}+\tfrac{1}{2}\cancel{m}v_C^{\,2}$$

$$\tfrac{1}{2}gR=\tfrac{1}{2}v_C^{\,2} \quad\Leftrightarrow\quad v_C=\underline{\underline{\sqrt{gR}}}\,.$$

c) Siden det ikke er noen akselerasjon i horisontal retning fra C til D, er

$$v_D=v_{C,x}=v_C\sin 30^\circ=\tfrac{1}{2}\sqrt{gR}\,.$$

Legger nullnivå for potensiell energi gjennom B. Den mekaniske energien er den samme i D som i A, slik at energilikningen blir:

$$\cancel{m}g\underbrace{h_A}_{=R}+\tfrac{1}{2}\cancel{m}\underbrace{v_A}_{=0}{}^2=\cancel{m}gh+\tfrac{1}{2}\cancel{m}v_D^{\,2}$$

$$gR=gh+\tfrac{1}{2}v_D^{\,2}=gh+\tfrac{1}{2}\cdot\left(\tfrac{1}{2}\sqrt{gR}\right)^2=gh+\tfrac{1}{8}gR \quad\Leftrightarrow\quad h=R-\tfrac{1}{8}R=\underline{\underline{\tfrac{7}{8}R}}\,.$$

Oppgave 4.3:

I ytterposisjonene har klossen ingen kinetisk energi. Den potensielle energien i tyngdefeltet er like stor i begge posisjoner. Normalkraften fra underlag mot kloss er

$$N=mg$$

slik at friksjonskraften blir

$$F_f=\mu N=\mu\cdot mg\,.$$

Denne friksjonskraften virker over en strekning $s=x_1+x_2$, og utfører et arbeid

$$W=F_f\cdot s=\mu mg\left(x_1+x_2\right).$$

Da kan vi sette opp energilikningen

$$\tfrac{1}{2}kx_1^{\,2} - \mu mg\cdot\left(x_1 + x_2\right) = \tfrac{1}{2}kx_2^{\,2}$$

$$\mu = \frac{\tfrac{1}{2}kx_1^{\,2} - \tfrac{1}{2}kx_2^{\,2}}{mg\left(x_1 + x_2\right)} = \frac{\tfrac{1}{2}k\left(x_1^{\,2} - x_2^{\,2}\right)}{mg\left(x_1 + x_2\right)} = \frac{\tfrac{1}{2}k\left(x_1 - x_2\right)\cancel{\left(x_1 + x_2\right)}}{mg\cancel{\left(x_1 + x_2\right)}} = \frac{k\left(x_1 - x_2\right)}{2mg}$$

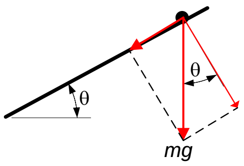
$$= \frac{98.1\,\text{N/m}\cdot\left(0.200 - 0.160\right)\text{m}}{2\cdot 0.800\,\text{kg}\cdot 9.81\,\text{m/s}^2} = \underline{\underline{0.25}}$$

Oppgave 4.4:

Når helningsvinkelen er $\theta = 30^\circ$, og skråplanet har lengden *l*, blir

$$\sin\theta = \frac{h}{l} \quad\Leftrightarrow\quad l = \frac{h}{\sin\theta} = \frac{h}{\sin 30^\circ} = \frac{h}{\tfrac{1}{2}} = 2h\,.$$

a)



Benytter Newtons 2. lov under bevegelsen ned skråplanet. Da er

$$mg\sin\theta = m\cdot a \quad\Leftrightarrow\quad a = g\sin\theta = g\sin 30^\circ = \tfrac{1}{2}g\,.$$

Når startfarten $v_0 = 0$, blir

$$l = 2h = \tfrac{1}{2}at^2 \quad\Leftrightarrow\quad t^2 = \frac{4h}{a} = \frac{4h}{\tfrac{1}{2}g} = 8\frac{h}{g} \quad\Leftrightarrow\quad t = \sqrt{8\frac{h}{g}} = \underline{\underline{2\sqrt{2}\sqrt{\frac{h}{g}}}}$$

Alternativt kan vi bruke energi for å finne farten *v* ved foten av skråplanet:

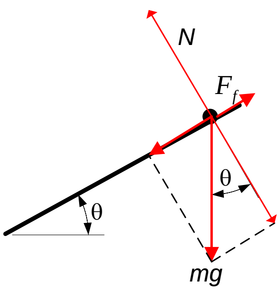
$$mgh = \tfrac{1}{2}mv^2 \quad\Leftrightarrow\quad v^2 = 2gh \quad\Leftrightarrow\quad v = \sqrt{2gh}\,.$$

Når $v_0 = 0$ blir

$$v = at \quad\Leftrightarrow\quad a = \frac{v}{t}$$

$$l = 2h = \tfrac{1}{2}at^2 = \tfrac{1}{2}\cdot\tfrac{v}{t}\cdot t^2 = \tfrac{1}{2}vt \quad\Leftrightarrow\quad t = \frac{4h}{v} = \frac{4h}{\sqrt{2gh}} = \underline{\underline{2\sqrt{2}\sqrt{\frac{h}{g}}}}\,.$$

b)



Når partikkelen bruker en tid $t = 4\sqrt{\tfrac{h}{g}}$ ned skråplanet, blir

$$l = 2h = \tfrac{1}{2}at^2 \quad\Leftrightarrow\quad a = \frac{4h}{t^2} = \frac{4h}{\left(4\sqrt{\tfrac{h}{g}}\right)^2} = \frac{4h}{16\cdot\tfrac{h}{g}} = \underline{\tfrac{1}{4}g}\,.$$

Friksjonskraften er gitt ved

$$F_f = \mu N = \mu mg\cos\theta\,.$$

Newtons 2. lov for bevegelsen på skråplanet gir nå

$$mg\sin\theta - F_f = m\cdot a \quad\Leftrightarrow\quad mg\sin\theta - \mu\cdot mg\cos\theta = m\cdot a$$

$$\Leftrightarrow\quad g\cdot\tfrac{1}{2} - \mu g\cdot\tfrac{1}{2}\sqrt{3} = \tfrac{1}{4}g \quad\Leftrightarrow\quad \tfrac{1}{2}\sqrt{3}\mu g = \tfrac{1}{2}g - \tfrac{1}{4}g \quad\Leftrightarrow\quad \mu = \underline{\underline{\tfrac{1}{2\sqrt{3}}}}$$

Oppgave 4.5:

a) Legger nullnivå for tyngdens potensielle energi i banens laveste punkt. Siden hopperen ikke har startfart, er den mekaniske energien på toppen

$$W_{\text{topp}} = mg(x_{\max} + l).$$

I det laveste punktet på banen er det heller ingen fart, slik at vi kun har potensiell energi i strikken. Denne potensielle energien er gitt ved

$$W_{\text{bunn}} = \tfrac{1}{2}kx_{\max}{}^2.$$

Siden vi kan se bort fra luftmotstand, har vi at

$$W_{\text{topp}} = W_{\text{bunn}} \quad \Leftrightarrow \quad mg(x_{\max} + l) = \tfrac{1}{2}kx_{\max}{}^2$$

$$k = \frac{2mg(x_{\max} + l)}{x_{\max}{}^2} = \frac{2\cdot(81\,\text{kg})\cdot(10\,\text{m/s}^2)\cdot(9+20)\,\text{m}}{(9\,\text{m})^2} = \underline{\underline{580\,\text{N/m}}}$$

b) I det nederste punktet i banen påvirkes hopperen av tyngdekraften nedover og strikkkraften oppover. Med positiv retning oppover får vi:

$$F = k\cdot x_{\max} - mg = (580\,\text{N/m})\cdot(9.00\,\text{m}) - (81\,\text{kg})\cdot(10\,\text{m/s}^2) = \underline{4410\,\text{N}}.$$

Da blir akselerasjonen

$$a = \frac{F}{m} = \frac{4410\,\text{N}}{81\,\text{kg}} \approx \underline{\underline{54.4\,\text{m/s}^2}} \text{ (eller ca. } 5.4g\text{)}.$$

c) For hopperen med masse $m_2 = 113\,\text{kg}$, blir energilikningen

$$m_2 g(x_2 + l) = \tfrac{1}{2}kx_2{}^2$$

der x_2 er den nye forlengelsen av strikken. Setter inn tall (og dropper benevninger):

$$113\cdot 10(x_2 + 20) = \tfrac{1}{2}\cdot 580\cdot x_2{}^2$$

$$113x_2 + 2260 = 29x_2{}^2$$

$$29x_2{}^2 - 113x_2 - 2260 = 0$$

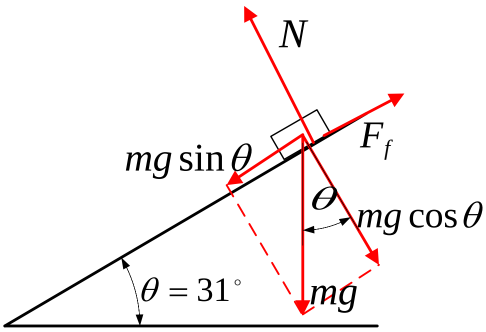
$$x_2 = \frac{113 \pm \sqrt{113^2 - 4\cdot 29\cdot(-2260)}}{2\cdot 29} = \frac{113 \pm 524.3}{58}$$

Vi kan åpenbart bare bruke plusstegnet. Da får vi

$$x_2 \approx \underline{\underline{11.0\,\text{m}}}.$$

Oppgave 4.6:

a)



Når klossen glir nedover skråplanet, er friksjonskraften rettet oppover langs skråplanet. Når klossen ikke har akselerasjon, er

$$mg\sin\theta = F_f = \mu N = \mu mg\cos\theta$$

$$\mu = \frac{\sin\theta}{\cos\theta} = \underline{\underline{\tan\theta}} = \tan 31^\circ = \underline{\underline{0.60}}.$$

b) Problemet kan løses på to måter:

Med Newtons 2. lov: Når klossen glir oppover, virker friksjonskraften nedover langs skråplanet. Vi bruker samme figur, men snur retningen på friksjonskraften. Med positiv retning oppover får vi:

$$-mg\sin\theta - F_f = m \cdot a\,.$$

Setter inn at

$$F_f = \mu mg\cos\theta = \tan\theta \cdot mg\cos\theta = mg\sin\theta\,,$$

og får

$$-mg\sin\theta - mg\sin\theta = m \cdot a \quad \Leftrightarrow \quad a = \underline{-2g\sin\theta}\,.$$

Da kan vi bruke en bevegelseslikning, og husker at sluttfarten $v = 0\,\text{m/s}$:

$$v^2 - v_0^2 = 2as \quad \Leftrightarrow \quad v_0^2 = -2as = -2(-2g\sin\theta)\cdot s$$

$$v_0 = \sqrt{4gs\cdot\sin\theta} = 2\sqrt{(9.81\,\text{m/s}^2)\cdot(0.89\,\text{m})\cdot\sin 31^\circ} = \underline{\underline{4.24\,\text{m/s}}}$$

Med energi: Høydeforskjellen mellom start- og sluttpunkt er

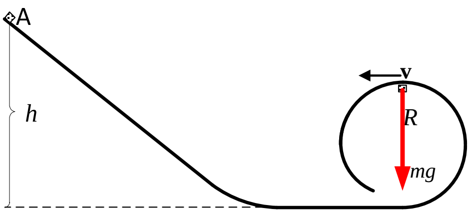
$$h = s\cdot\sin\theta\,.$$

Da kan vi sette opp denne energilikningen:

$$\tfrac{1}{2}mv_0^2 = F_f\cdot s + mgh = mg\sin\theta\cdot s + mg\cdot s\sin\theta = 2mgs\sin\theta$$

$$v_0^2 = 4gs\sin\theta \quad \Leftrightarrow \quad v_0 = \underline{\underline{4.24\,\text{m/s}}}$$

Oppgave 4.7:



Dersom partikkelen skal være i kontakt med renna i topp-punktet, må partikkelen der ha en fart *v* som minst er så stor at sentripetalkraften er lik tyngdekraften:

$$m\cdot\frac{v^2}{R} = mg \quad \Leftrightarrow \quad v^2 = gR\,.$$

Da må partikkelen slippes fra en høyde *h* som minst er så stor at

$$mgh = mg\cdot 2R + \tfrac{1}{2}mv^2 \quad \Leftrightarrow \quad gh = g\cdot 2R + \tfrac{1}{2}\cdot gR \quad \Leftrightarrow \quad h = \underline{\underline{\tfrac{5}{2}R}}\,.$$

Oppgave 4.8:

a) Punktet C ligger en høyde $h = R$ høyere enn A. Når partikkelen så vidt kommer opp til C, betyr det at partikkelens kinetiske energi kan neglisjeres i C. Da er

$$mgR = \tfrac{1}{2}mv_A^2 \quad \Leftrightarrow \quad v_A = \underline{\underline{\sqrt{2gR}}}\,.$$

Vi ser at C ligger en høyde $h = \tfrac{1}{2}R$ høyere enn B. Tilsvarende resonnement gir

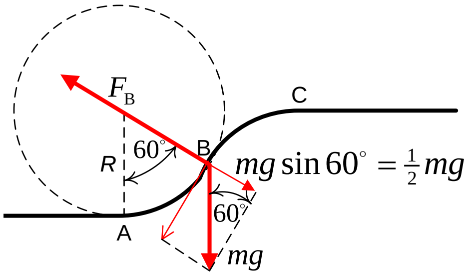
$$mg\cdot\tfrac{1}{2}R = \tfrac{1}{2}mv_B^2 \quad \Leftrightarrow \quad v_B = \underline{\underline{\sqrt{gR}}}\,.$$

b) Så snart partikkelen har passert A, befinner den seg i en sirkel med radius *R*. Den har da en sentripetalakselerasjon

$$a_A = \frac{v_A^2}{R} = \frac{2gR}{R} = 2g$$

med retning inn mot sentrum, d.v.s. rett oppover. Vi kaller kraften fra renna mot partikkelen for F_A. Newtons 2. lov gir nå

$$F_A - mg = ma_A \quad \Leftrightarrow \quad F_A = mg + m\cdot 2g = \underline{\underline{3mg}} \,.$$



Like før partikkelen passerer B, er sentripetalakselerasjonen

$$a_B = \frac{v_B^{\;2}}{R} = \frac{gR}{R} = g\,.$$

Av figuren ser vi at kraften F_B fra renna mot partikkelen er gitt ved

$$F_B - \tfrac{1}{2}mg = m\cdot a_B$$

$$F_B = \tfrac{1}{2}mg + m\cdot g = \underline{\underline{\tfrac{3}{2}mg}}$$

Oppgave 4.9:

Når fjærene er kommet til ro, er kreftene i de to fjærene like store. Anta at A forlenges en strekning *x*, mens B da forlenges en strekning $d - x$. Da er

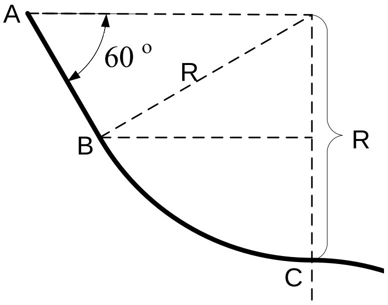
$$k_A x = k_B(d - x) \quad \Leftrightarrow \quad k_A x + k_B x = k_B d \quad \Leftrightarrow \quad x = \frac{k_B d}{k_A + k_B} = \frac{\frac{3}{5}k\cdot d}{k + \frac{3}{5}k} = \underline{\underline{\frac{3}{8}d}}\,.$$

Dermed vil B forlenges en strekning

$$d - x = d - \frac{3}{8}a = \underline{\underline{\frac{5}{8}d}}\,.$$

Oppgave 4.10:

a)



Av figuren ser vi at

$$h_{AB} = R\sin 30^\circ = \tfrac{1}{2}R\,,$$

og at

$$h_{AC} = R\,.$$

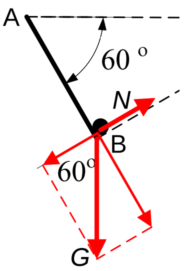
Siden klossen slippes uten startfart, får vi

$$mgh_{AB} = \tfrac{1}{2}mv_B^{\;2}$$

$$\Leftrightarrow \quad v_B = \sqrt{2gh_{AB}} = \sqrt{2g\cdot\tfrac{1}{2}R} = \underline{\underline{\sqrt{gR}}}$$

$$mgh_{AC} = \tfrac{1}{2}mv_C^{\;2} \quad \Leftrightarrow \quad v_C = \sqrt{2gh_{AC}} = \underline{\underline{\sqrt{2gR}}}\,.$$

b)



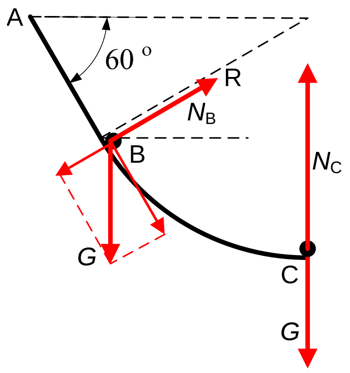
Så lenge partikkelen befinner seg på den <u>rette</u> banestrekningen, har den ingen akselerasjon vinkelrett på banen. Da er (se figuren øverst til venstre):

$$N - mg\cdot\cos\theta = 0 \quad \Leftrightarrow \quad N = mg\cos 60^\circ = \underline{\underline{\tfrac{1}{2}mg}}\,.$$

Når partikkelen er kommet over på den sirkelformede delen av banen med fart *v*, får den en sentripetalakselerasjon

$a_N = \dfrac{v^2}{R}$ som har retning vinkelrett på banen. Like etter at partikkelen har passert punktet B, blir

$$N_B - mg\cdot\cos\theta = ma_N$$



$$N_B = mg\cdot\cos 60^\circ + m\frac{v_B{}^2}{R}$$
$$= mg\cdot\tfrac{1}{2} + m\frac{\left(\sqrt{gR}\right)^2}{R} = \tfrac{1}{2}mg + mg = \underline{\underline{\tfrac{3}{2}mg}}$$

Like før klossen kommer til C, er den fremdeles inne i sirkelbevegelsen. Men Newtons 2. lov blir nå (se figuren ovenfor):

$$N_C - mg = ma_N = m\frac{v_C^2}{R} = m\frac{\left(\sqrt{2gR}\right)^2}{R} = 2mg \quad \Leftrightarrow \quad N_C = mg + 2mg = \underline{\underline{3mg}}\,.$$

c) Dersom klossen skal følge renna, må farten i C høyst være så stor at sentripetalkraften er lik tyngden, d.v.s. at

$$m\frac{v^2}{R} = mg \quad \Leftrightarrow \quad v = \sqrt{Rg}\ .$$

Men vi vet jo at $v_C = \sqrt{2gR}$. Da er farten for stor til at klossen vil følge renna.