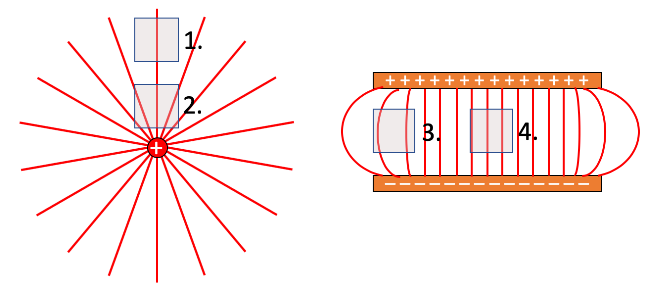
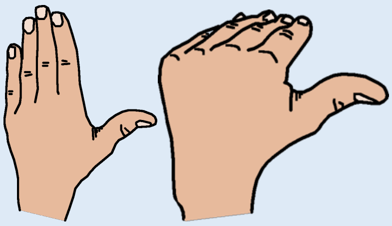
Løsningsforslag Fysikk 2 – V2018

Oppgave 1

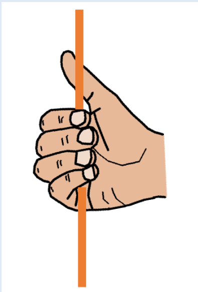
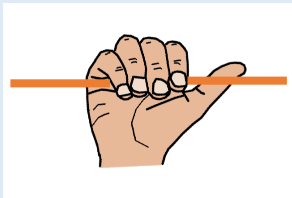
Oppgave	Svar	Forklaring
a)	D	Flukstettheten er fluks per arealenhet. Enheten for magnetisk fluks er weber (Wb) og enheten for areal er kvadratmeter (m²). $$[B] = \frac{[\Phi]}{[A]} = \underline{\underline{\frac{\mathrm{Wb}}{\mathrm{m}^2}}}$$ Her leser vi klammeparentesene som «enheten til ...».
b)	C	Vi regner mekanisk energi som bevart i utskytningen. $$\begin{aligned} E_p &= E_k \\ \frac{1}{2}kx^2 &= \frac{1}{2}mv^2 \\ x^2 &= \frac{mv^2}{k} \end{aligned}$$ Vi gjør samme forsøk igjen, så sammenpressingen av fjæren x er like stor. Men nå er massen økt til $2m$. Utskytningsfarten v_2 blir da gitt ved $$\begin{aligned} \frac{1}{2}(2m)v_2^2 &= \frac{1}{2}kx^2 \\ \frac{1}{2}(2m)v_2^2 &= \frac{1}{2}k\frac{mv^2}{k} \\ v_2^2 &= \frac{1}{2}v^2 \\ \underline{\underline{v_2}} &\underline{\underline{= \frac{1}{\sqrt{2}}v}} \end{aligned}$$
c)	A	Kulen K_2 faller fritt etter at snoren klippes, og får dermed en akselerasjon lik tyngdeakselerasjonen: $\underline{a_2 = g}$ (i retning nedover). I utgangspunktet hang de to kulene i ro, så fjæren er strukket så langt at fjærkraften er like stor som tyngden av de to kulene (Newtons 1. lov). $$F = G_1 + G_2 = mg + 2mg = 3mg$$ I tillegg til fjærkraften som virker oppover, virker også tyngdekraften nedover. Akselerasjonen på K_1 etter at snoren er klippet, er da gitt ved Newtons 2. lov: $$a_1 = \frac{\Sigma F}{m} = \frac{F - G_1}{m} = \frac{3mg - mg}{m} = \underline{2g} \text{ (i retning oppover)}$$
d)	D	Siden absoluttverdien av alle kreftene er like store, vil de dekomponerte kreftene til den ene kraften være mindre enn F i enten horisontal-retningen eller vertikal-retningen (eller begge retninger) for alle verdier av α. Med andre ord blir kraftsummen alltid større enn null, og gjenstanden akselerer for alle verdier av α.

e)	C	For at klossen skal følge den krumme banen, må kraftsummen være rettet inn mot banens krumning. Altså må normalkraften være mindre enn tyngdekraften.
f)	B	Farten er i utgangspunktet null når gjenstanden slippes og øker etter hvert som den akselereres av tyngden. Men når farten øker, øker også luftmotstanden, som vil redusere akselerasjonen. Farten nærmer seg dermed en konstant fart – terminalfarten. Dette beskrives best av figur B. Vi kan også utelukke kurvene A og C ved å bruke at den vertikale farten tilsvarer stigningstallet til tangenten av posisjonsgrafen. Tangentene til disse grafene samsvarer ikke med beskrivelsen ovenfor.
g)	C	Vi bruker bevaring av mekanisk energi for å finne farten til ballen like før den treffer gulvet. $\frac{1}{2}mv^2 = mgh$ $v = \sqrt{2gh} = \sqrt{2 \cdot 10\ \mathrm{m/s^2} \cdot 5{,}0\ \mathrm{m}} = \sqrt{100\ \mathrm{m^2/s^2}} = 10\ \mathrm{m/s}$ I et elastisk støt er kinetisk energi bevart. Gulvet er i ro både før og etter støtet, så ballen må ha samme fart når den spretter opp igjen. Endringen i ballens bevegelsesmengde blir da, når vi setter positiv fartsretning oppover, $\Delta p = p_{\mathrm{etter}} - p_{\mathrm{før}}$ $= mv_{\mathrm{etter}} - mv_{\mathrm{før}} = m(v_{\mathrm{etter}} - v_{\mathrm{før}})$ $= 0{,}100\ \mathrm{kg} \cdot \big(10\ \mathrm{m/s} - (-10\ \mathrm{m/s})\big)$ $= 0{,}100\ \mathrm{kg} \cdot 20\ \mathrm{m/s} = \underline{\underline{2{,}0\ \mathrm{kg\,m/s}}}$
h)	B	I et uelastisk støt er ikke mekanisk energi bevart. Derfor spretter ballen ikke like høyt som i oppgave g).
i)	B	Posisjonen er gitt ved $\begin{cases} x = 5{,}0t \\ y = -9{,}81t^2 + 1 \end{cases}$ Startposisjonen, ved $t = 0$, er derfor $(0, 1)$, og vi utelukker svaralternativ A. Vi deriverer og får farten $\begin{cases} v_x = 5{,}0 \\ v_y = -19{,}62t \end{cases}$ Setter inn $t = 0$ og finner at startfarten er gitt ved $\begin{cases} v_x = 5{,}0 \\ v_y = 0 \end{cases}$ Startfarten er altså $\sqrt{5{,}0^2 + 0^2} = \underline{\underline{5{,}0}}$ og alternativ B er riktig. Vi kan derivere igjen og se at akselerasjonen er konstant lik $-19{,}62$, så C og D er også gale alternativ.

j)	B	Feltet går radielt ut fra en punktladning, men langt fra punktladningen blir feltet nokså homogent. Feltet mellom to ladde plater går ganske rett fra den positive platen til den negative når vi befinner oss langt fra kantene. Randeffekter gjør at feltet er lite homogent ved enden av platene. Feltet er altså mest homogent i utsnitt 1 og 4. 
k)	B	Den maksimale energien et elektron med ladning e kan få når den akselereres av en spenning U er $E = eU$. Hvis all denne energien overføres til røntgenfotonet, blir frekvensen gitt av $E = hf$. Den maksimale frekvensen er dermed $$f = \frac{eU}{h}$$ Dermed blir den minste bølgelengden $\lambda = \frac{c}{f} = \underline{\underline{\frac{hc}{eU}}}$
l)	C	Farten, magnetfeltet og kraften utgjør et høyrehåndssystem: $\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B}$. Ettersom elektronet er negativt ladet, må vi bruke venstre hånd: Legg strake fingre i fartsretningen (*oppover*) og krum dem i magnetfeltets retning (*innover i papirplanet*). Da peker tommelen i kraftens retning (*mot høyre*).  Altså er elektronets fart rettet *oppover*. (Alternativt kan vi bruke høyre hånd, men legge strake fingre i *negativ* fartsretning.)

<table>
<tr>
<td>m)</td>
<td>D</td>
<td colspan="2">Magnetfeltet fra en strømførende leder går radielt rundt lederen. Når vi legger tommelen på høyre hånd i strømretningen, krummes de øvrige fingrene i magnetfeltets retning. I punktet P peker feltet fra den vertikale lederen innover i papirplanet, mens feltet fra den horisontale lederen peker ut av papirplanet. Siden lederne fører lik strøm, og P ligger like langt fra begge lederne, vil de altså nulle ut hverandres felt.

Det samlede magnetiske feltet i punktet P er null.

 </td>
</tr>
<tr>
<td>n)</td>
<td>A</td>
<td colspan="2">Feltstyrken rundt en strømførende leder er gitt ved $B = \frac{k_m I}{d}$ og er rettet ut av papirplanet der partikkelen beveger seg langs lederen. Partikkelen beveger seg derfor vinkelrett på feltet. Den magnetiske kraften på ladningen er da

$$F = qvB = \underline{\underline{\frac{qvk_m I}{d}}}$$
</td>
</tr>
<tr>
<td>o)</td>
<td>C</td>
<td colspan="2">Siden ladningen ligger i ro, blir den magnetiske kraften null, $\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B}$.

(Høyrehåndsregelen fra oppgave m) gir imidlertid at det magnetiske feltet peker ut av papirplanet.)</td>
</tr>
<tr>
<td>p)</td>
<td>C</td>
<td>På grunn av ballens treghet, vil den svinge fremover når farten avtar.

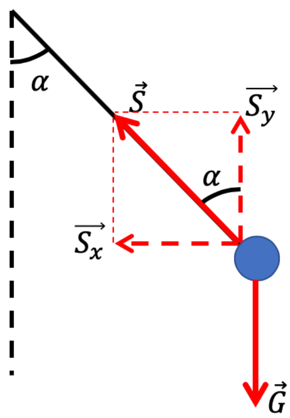
Ballen har konstant vinkel, så den er i ro vertikalt. Ifølge Newtons første lov er derfor den vertikale snorkraften like stor som tyngdekraften:

$$S_y = mg$$
$$S \cdot \cos\alpha = mg$$
$$S = \frac{mg}{\cos\alpha}$$

Den horisontale snorkraften er da

$$S_x = S \cdot \sin\alpha = \frac{mg\sin\alpha}{\cos\alpha}$$

Dermed gir Newtons andre lov akselerasjonen

$$a = \underline{\underline{\frac{g\sin\alpha}{\cos\alpha}}} = g\tan\alpha$$
</td>
<td>
</td>
</tr>
</table>

<table>
<tr><td>q)</td><td>D</td><td>
Vi bruker resultatet fra oppgave p), men nå er vinkelen u, ikke α.

Vi bruker at sentripetalakselerasjonen er gitt ved $a = v^2/r$

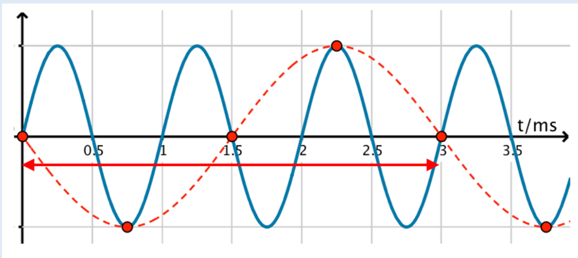
$$g \tan u = \frac{v^2}{r}$$

$$\underline{\underline{r = \frac{v^2}{g \tan u}}}$$
</td></tr>
<tr><td>r)</td><td>D</td><td>
I relativitetsteorien er bevegelsesmengden ikke gitt ved $p = mv$, slik Helge tror, men ved $p = \gamma mv$, der $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$. Dermed kan bevegelsesmengden bli uendelig stor, selv om farten ikke blir større enn c.

På samme måte er kinetisk energi gitt ved $E_k = (1-\gamma)mc^2$, ikke $E = \frac{1}{2}mv^2$ slik Maria tror.

Ingen av de to har rett.
</td></tr>
<tr><td>s)</td><td>B</td><td>
Perioden til punktprøvingssignalet (rødstiplet på figuren) er 3 ms. Dermed blir punktprøvingsfrekvensen (samplingsfrekvensen)

$$f = \frac{1}{T} = \frac{1}{3 \cdot 10^{-3}\ \mathrm{s}} = 0{,}33 \cdot 10^3\ \mathrm{s}^{-1} = \underline{\underline{0{,}33\ \mathrm{kHz}}}$$



</td></tr>
<tr><td>t)</td><td>B</td><td>
I et Compton-støt kolliderer et foton med et elektron. Det gjør at fotonet avgir noe av sin bevegelsesmengde til elektronet, slik at det får ny bølgelengde.

$$p = \frac{E}{c} = \frac{hf}{c} = \frac{h}{\lambda}$$
</td></tr>
<tr><td>u)</td><td>A</td><td>
Bølgelengden til protonet er λ og bevegelsesmengden er p. deBroglies formel gir at $p = h/\lambda$. Fotonet har bølgelengde 2λ. Dermed blir bevegelsesmengden

$$p_{\mathrm{foton}} = \frac{h}{2\lambda} = \frac{1}{2} \cdot \frac{h}{\lambda} = \underline{\underline{0{,}5p}}$$
</td></tr>
<tr><td>v)</td><td>A</td><td>
Kvarkene vekselvirker med den sterke kjernekraften, som formidles av gluoner.
</td></tr>
<tr><td>w)</td><td>C</td><td>
De to uskarphetsrelasjonene er mellom posisjon/bevegelsesmengde eller energi/tid. $\Delta x \cdot \Delta p \geq \frac{h}{4\pi}$ og $\Delta E \cdot \Delta t \geq \frac{h}{4\pi}$.
</td></tr>
<tr><td>x)</td><td>D</td><td>
Hookes lov gir sammenhengen mellom kraft og forlengelse: $F = kx$. Dermed er k stigningstallet til grafen. Utjevningskurven har stigningstall $\frac{12\ \mathrm{N}}{3\ \mathrm{cm}} = 4\ \mathrm{N/cm}$. Den øvre kurven har stigningstall $\frac{10\ \mathrm{N}}{2\ \mathrm{cm}} = 5\ \mathrm{N/cm}$ og den nedre kurven har stigningstall $\frac{6\ \mathrm{N}}{2\ \mathrm{cm}} = 3\ \mathrm{N/cm}$. Det er altså et avvik på $\pm 1\ \mathrm{N/cm}$.

$$\underline{\underline{k = (4 \pm 1)\ \mathrm{N/cm}}}$$
</td></tr>
</table>

Oppgave 2

2a1)

Når steinen går i sirkelbane, har den en sentripetalakselerasjon gitt ved $a = v^2/r$, og Newtons andre lov gir at kraftsummen må være $\Sigma F = mv^2/r$.

Den eneste kraften som virker på steinen, når vi ser bort fra luftmotstand, er tyngdekraften, $\Sigma F = \gamma mM/r^2$, der γ er gravitasjonskonstanten. Dermed kan vi finne et uttrykk for farten

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{\gamma mM}{r^2}$$
$$v^2 = \frac{\gamma M}{r}$$
$$\underline{\underline{v = \sqrt{\frac{\gamma M}{r}}}}$$

2a2)

Når gjenstanden akkurat klarer å slippe fri, er den totale mekaniske energien uendelig langt borte lik null (null kinetisk og null potensiell energi). Vi regner med bevaring av mekanisk energi og finner farten ved planetoverflaten når vi antar at planeten har radius R

$$E_k + E_p = 0$$
$$\frac{1}{2}mv^2 - \frac{\gamma mM}{R} = 0$$
$$\frac{1}{2}mv^2 = \frac{\gamma mM}{R}$$
$$v^2 = \frac{2\gamma M}{R}$$
$$\underline{\underline{v = \sqrt{\frac{2\gamma M}{R}}}}$$

2b1)

Max observerer at Isaac er i bevegelse, og ifølge den spesielle relativitetsteorien, vil derfor klokka til Isaac gå saktere (tidsforlengelse, $t_{\text{Max}} = \frac{t_{\text{Isaac}}}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$).

For Albert ser det ut som om Isaac er i ro, men Einsteins ekvivalensprinsipp tilsier at sentripetalakselerasjonen i sirkelbevegelsen oppleves som et gravitasjonsfelt. Altså opplever Albert at Isaac befinner seg lenger ned i et gravitasjonsfelt, og ifølge generell relativitetsteori, går Isaacs klokke derfor saktere.

2b2)

Vi ser på et foton med perioden T_0 i et gravitasjonsfelt. Når fotonet beveger seg oppover og ut av gravitasjonsfeltet, går tiden fortere. Dermed blir perioden til fotonet lengre høyere opp i gravitasjonsfeltet, $T > T_0$. Frekvensen til lyset forandrer seg da fra $f_0 = \frac{1}{T_0}$ til $f = \frac{1}{T} < f_0$. En mindre frekvens, betyr en rødforskyvning av lyset.

Et lys som sendes ut fra en stjerne, vil derfor rødforskyves en del på vei ut av stjernens gravitasjonsfelt. Når lyset så går inn i Jordas gravitasjonsfelt, får vi igjen en liten blåforskyvning. Ettersom Jordas masse er mye mindre enn stjernens masse, vil vi observere en netto rødforskyvning – at lyset har en lengre bølgelengde enn det hadde ved stjernens overflate.

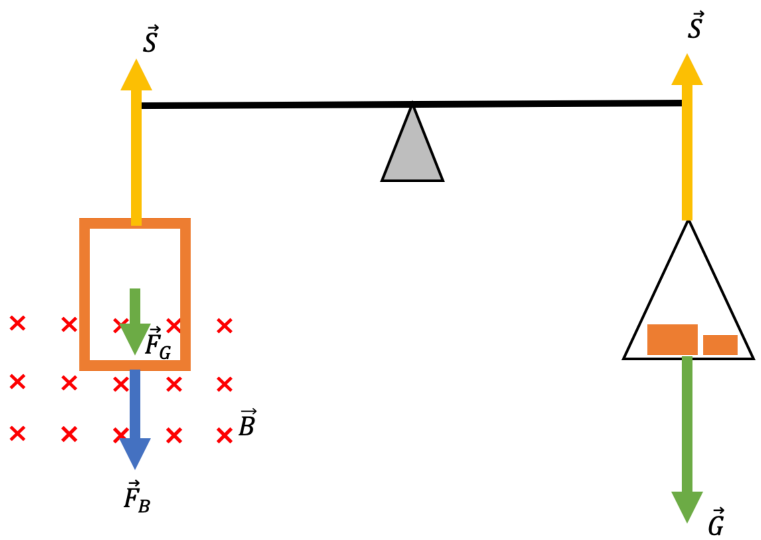
2c1)

Når vekta er i balanse, vil summen av kreftene på spolen være lik null (Newtons 1. lov). Dermed er tyngdekraften og den magnetiske kraften på spolen like stor som og motsatt rettet snorkraften:

$$F_G + F_B = S$$

Snorkraften er like stor som tyngden av massene til høyre. Siden spolen veier mindre enn massene til høyre, er $F_G < S$, og den magnetiske kraften må også peke nedover.

Vi kan sørge for at størrelsesforholdene mellom kreftene er riktige ved å se på massene:
Massen til spolen er 10 g, mens massen til høyre side er 25 g. Forholdet mellom tyngdekraften og snorkraften blir dermed 10:25, eller 2:5. Forholdet mellom den magnetiske kraften og snorkraften må dermed være 3:5. Altså er den magnetiske kraften halvannen gang lengre enn tyngdekraften på spolen.



2c2)

Vi bruker at den magnetiske kraften er gitt ved $\vec{F}_B = nI\vec{l} \times \vec{B}$ på den nederste delen av spolen, og dermed følger et høyrehåndssystem. Vi legger strake fingre i positiv strømretning (*mot venstre* i den nedre delen av spolen) og krummer fingrene i magnetfeltets retning (*innover i papirplanet*). Da peker tommelen i kraftretningen (*nedover*). Strømmen går altså *med urviseren* på tegningen.

Alternativt: For å unngå at fluksen minker, induseres det et magnetfelt i samme retning som $\vec{B}$, inn i papirplanet. Lar vi tommelen på høyre hånd peke i det induserte feltets retning (*innover i papirplanet*), krummer de øvrige fingrene i strømretningen (*med urviseren*).

2c3)

Vi bruker at snorkraften er like stor som tyngdekraften på høyre side av skålvekten, $S = G = Mg$, den magnetiske kraften er $F_B = nIlB$, der n er antall vindinger, og tyngdekraften er $F_G = mg$.

Dermed blir

$$F_B + F_G = S$$

$$nIlB + mg = Mg$$

$$nIlB = (M - m)g$$

$$B = \frac{(M-m)g}{nIl} = \frac{(25-10) \cdot 10^{-3}\ \mathrm{kg} \cdot 10\ \mathrm{m/s^2}}{50 \cdot 0{,}30\ \mathrm{A} \cdot 0{,}10\ \mathrm{m}} = \frac{15 \cdot 10^{-2}}{15 \cdot 10^{-1}}\ \mathrm{T} = \underline{\underline{0{,}10\ \mathrm{T}}}$$

2d1)

At den ene pæra lyser, men ikke den andre, skyldes fotoelektrisk effekt og metallenes grensefrekvens. Metallet i plate A har høyere grensefrekvens, slik at fotonene i lommelykta ikke har nok energi til å rive løs elektroner og få pæra til å lyse – til tross for at lommelykta sender like mye energi inn på platen i begge tilfellene.

2d2)

I fotoelektrisk effekt observerer vi hvis frekvensen er for lav til å rive løs elektroner, hjelper det ikke å øke intensiteten (mengden lys) som sendes inn. Det holder altså ikke bare å ha nok total energi. Det strider med den klassiske antakelsen om at lys er kontinuerlige bølger. Fenomenet forklares i kvantefysikk med at lys er partikler med kvantiserte energimengder $E = hf$. Først når frekvensen blir høy nok, har hvert foton nok energi til å kunne rive løs et elektron.

Oppgave 3

3a)

Vi antar at elektronene starter fra ro og at all energien et elektron får ved å akselerere over spenningen, går til kinetisk energi. Arbeidet spenningen gjør på elektronet er eU_1. Det gir

$$\frac{1}{2}m_e v^2 = eU_1$$

$$v^2 = \frac{2eU_1}{m_e}$$

$$\underline{\underline{v = \sqrt{\frac{2eU_1}{m_e}}}}, \text{q. e. d}$$

3b)

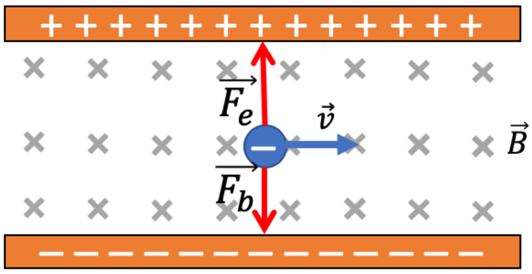
Den elektriske feltstyrken mellom platene er

$$E = \frac{U_2}{d} = \frac{60\ \text{V}}{5{,}0 \cdot 10^{-2}\ \text{m}} = \underline{\underline{1{,}2\ \text{kV/m}}}$$

$$\underline{\underline{\text{Feltet er rettet fra positiv plate til negativ plate.}}}$$

3c)

For at elektronet skal gå rett frem med konstant fart, må summen av krefter være null (jf. Newtons første lov.) Et negativt ladet elektron, trekkes oppover mot den positive platen av elektriske krefter. Vi må da plassere magnetfeltet slik at den magnetiske kraften trekker elektronet like mye nedover.



(Vi kan se bort fra tyngdekraften på elektronet)

Vi bruker at $\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B}$ følger et høyrehåndssystem. Siden elektronet er negativt ladet, må vi bruke venstre hånd: Legger strake fingre i fartsretningen (*mot høyre*) og krummer fingrene i magnetfeltets retning (*innover i papirplanet*). Da peker den magnetiske kraften i tommelens retning (*nedover*). Altså kan vi få rettlinjet bevegelse hvis magnetfeltet står vinkelrett på fartsretningen og peker innover i papirplanet.

Vi kan finne styrken på magnetfeltet ved å bruke Newtons første lov:

$$F_b = F_e$$

$$evB = e\frac{U_2}{d}$$

$$\underline{B = \frac{U_2}{vd}}$$

3d1)

Fra oppgave a) har vi at $v^2 = \frac{2eU_1}{m_e}$. Fra oppgave c) har vi $v = \frac{U_2}{Bd}$. Setter vi det siste uttrykket for farten inn i det første, får vi

$$\frac{2eU_1}{m_e} = \left(\frac{U_2}{Bd}\right)^2$$

$$\underline{\underline{\frac{e}{m_e} = \frac{1}{2U_1}\left(\frac{U_2}{Bd}\right)^2}}\text{, q. e. d.}$$

3d2)

Når U_1 er svært høy, får elektronet en svært stor fart etter akselerasjonen i oppgave a). Da er vi utenfor det klassiske gyldighetsområdet, og formelen for kinetisk energi, $E_k = \frac{1}{2}mv^2$, stemmer ikke lenger. Vi må da regne relativistisk.

Oppgave 4

4a)

Den potensielle energien ved høyden $h_0 = 8{,}0\ \mathrm{m}$ overføres til kinetisk og potensiell energi ved høyden $h = 1{,}0\ \mathrm{m}$ i bunnen av svingebevegelsen. Vi finner da farten v i bunnpunktet ved å bruke bevaring av mekanisk energi (vi ser bort fra luftmotstand):

$$\frac{1}{2}mv^2 + mgh = mgh_0$$

$$\frac{1}{2}mv^2 = mg(h_0 - h)$$

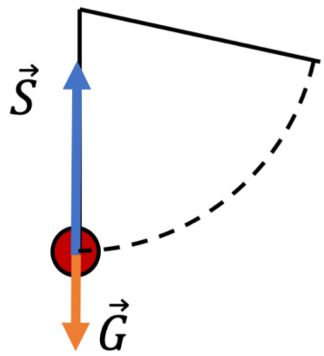
$$v^2 = 2g(h_0 - h)$$

$$v = \sqrt{2g(h_0 - h)}$$

$$= \sqrt{2 \cdot (9{,}81\ \mathrm{m/s^2}) \cdot (8{,}0\ \mathrm{m} - 1{,}0\ \mathrm{m})} = 11{,}719\ \mathrm{m/s} \approx \underline{\underline{12\ \mathrm{m/s}}}, \mathrm{q.e.d.}$$

4b)

I bunnen virker snorkraften $\vec{S}$ loddrett oppover, mot huskens feste, og tyngdekraften $\vec{G}$ virker loddrett nedover.



Tyngdekraften er

$$G = mg = 60\ \mathrm{kg} \cdot 9{,}81\ \mathrm{m/s^2} = 588{,}6\ \mathrm{N} \approx \underline{\underline{0{,}59\ \mathrm{kN}}}$$

Newtons andre lov og sentripetalakselerasjon gir at

$$\Sigma F = ma$$

$$S - G = \frac{mv^2}{r}$$

Så snorkraften er

$$S = G + \frac{mv^2}{r} = 588{,}6\ \mathrm{N} + \frac{60\ \mathrm{kg} \cdot (11{,}719\ \mathrm{m/s})^2}{9{,}0\ \mathrm{m}} = 1504{,}1\ \mathrm{N} \approx \underline{\underline{1{,}5\ \mathrm{kN}}}$$

4c)

Vi regner med bevaring av bevegelsesmengde i et fullstendig uelastisk støt.

Rett før sammenstøtet har Mia bevegelsesmengde $p_0 = mv$, mens Lea er i ro.

Etter sammenstøtet har de en felles fart u og bevegelsesmengde $p = (m + M)u$.

Vi kan nå finne farten

$$p = p_0$$

$$(m + M)u = mv$$

$$u = \frac{mv}{m + M} = \frac{60\ \mathrm{kg} \cdot 11{,}719\ \mathrm{m/s}}{60\ \mathrm{kg} + 50\ \mathrm{kg}} = 6{,}392\ \mathrm{m/s} \approx \underline{\underline{6{,}4\ \mathrm{m/s}}}$$

4d)

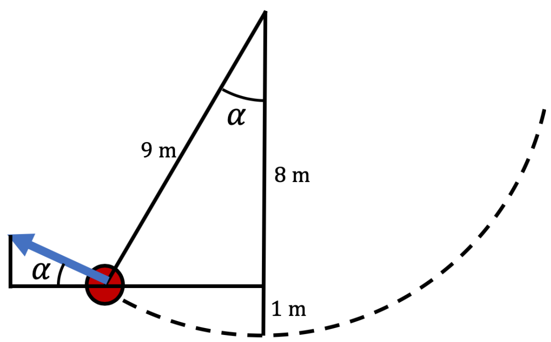
Vi finner farten v_0 til de to i det Mia glipper taket i høyden $h = 1\text{ m}$ over bunnen, ved bevaring av mekanisk energi.

$$\frac{1}{2}m_{\text{tot}}v_0^2 + m_{\text{tot}}gh = \frac{1}{2}m_{\text{tot}}u$$

$$\frac{1}{2}m_{\text{tot}}v_0^2 = \frac{1}{2}m_{\text{tot}}u^2 - m_{\text{tot}}gh$$

$$v_0^2 = u^2 - 2gh$$

$$v_0 = \sqrt{u^2 - 2gh} = \sqrt{(6{,}392\ \text{m/s})^2 - 2\cdot 9{,}81\,\text{m/s}\cdot 1{,}0\,\text{m}} = 4{,}6\ \text{m/s}$$



Etter at Mia slipper, kan vi betrakte bevegelsen som et skrått kast ved utgangsfarten v_0 og vinkelen α med horisontalen. De befinner seg da $y_0 = 2\text{ m}$ over gulvet.

Utskytningsvinkelen er gitt ved

$$\cos\alpha = \frac{8\text{ m}}{9\text{ m}} \quad\Rightarrow\quad \alpha = 27{,}26°$$

Parameterframstillingen for kastebanen blir

$$\begin{cases} x = v_0 t\cos\alpha \\ y = y_0 + v_0 t\sin\alpha - \frac{1}{2}gt^2 \end{cases} = \begin{cases} x = 4{,}089t \\ y = 2{,}0 + 2{,}106t - 4{,}905t^2 \end{cases}$$

Vi finner tidspunktet når de to lander, ved $y = 0$, ved å løse andregradslikningen:

$$2 + 2{,}106t - 4{,}905t^2 = 0$$

$$t = \frac{-2{,}106 \pm \sqrt{2{,}106^2 - 4\cdot(-4{,}905)\cdot 2}}{2\cdot(-4{,}905)}$$

$$t = -0{,}458 \ \vee\ t = 0{,}888$$

Vi forkaster den negative løsningen, og finner at de lander i $x = 4{,}089\cdot 0{,}888 = 3{,}631 \approx 3{,}6$

$$\underline{\underline{\text{De lander 3,6 meter fra slippunktet (eller 7,7 m fra bunnpunktet)}}}$$

Oppgave 5

5a)

De første 0,50 sekundene har stangen beveget seg 13 cm. Det gir en endring i areal

$$\Delta A = 0{,}13\ \mathrm{m} \cdot 0{,}30\ \mathrm{m} = 0{,}039\ \mathrm{m}^2$$

Den gjennomsnittlige elektromotoriske spenningen er lik fluksendring per tid

$$\mathcal{E} = \frac{\Delta\Phi}{\Delta t} = \frac{\Delta A \cdot B}{\Delta t} = \frac{0{,}039\ \mathrm{m}^2 \cdot 1{,}50\ \mathrm{T}}{0{,}50\ \mathrm{s}} = 0{,}117\ \mathrm{V} \approx \underline{\underline{0{,}12\ \mathrm{V}}}$$

5b)

Den elektromotoriske spenningen er gitt ved $\mathcal{E} = vBl$.

Ohms lov gir sammenhengen mellom den induserte spenningen og strømmen, $\mathcal{E} = RI$.

Det gir farten til lederen etter 0,50 sekunder

$$vBl = RI$$

$$v = \frac{RI}{Bl} = \frac{0{,}45\ \Omega \cdot 0{,}48\ \mathrm{A}}{1{,}50\ \mathrm{T} \cdot 0{,}30\ \mathrm{m}} = \underline{\underline{0{,}48\ \mathrm{m/s}}}$$

5c)

Den magnetiske kraften på lederen er $F = IlB$ mot venstre.

I tillegg trekker vi lederen med en kraft $K = 0{,}50\ \mathrm{N}$ mot høyre.

Newtons andre lov gir da akselerasjonen

$$\Sigma F = ma$$

$$a = \frac{\Sigma F}{m} = \frac{K - IlB}{m} = \frac{0{,}50\ \mathrm{N} - 0{,}48\ \mathrm{A} \cdot 0{,}30\ \mathrm{m} \cdot 1{,}50\ \mathrm{T}}{0{,}40\ \mathrm{kg}} = \underline{\underline{0{,}71\ \mathrm{m/s^2}}}\ \text{(mot høyre)}$$

5d)

Etter hvert som farten til stangen øker, vil den induserte elektromotoriske spenningen øke, som igjen fører til at strømmen gjennom lederen øker. Men til slutt blir den magnetiske kraften på lederen mot venstre like stor som trekkraften mot høyre, og lederen oppnår konstant fart.

Strømmen blir da konstant lik

$$I = \frac{F}{lB} = \frac{0{,}50\ \mathrm{N}}{0{,}30\ \mathrm{m} \cdot 1{,}50\ \mathrm{T}} = \underline{\underline{1{,}1\ \mathrm{A}}}$$

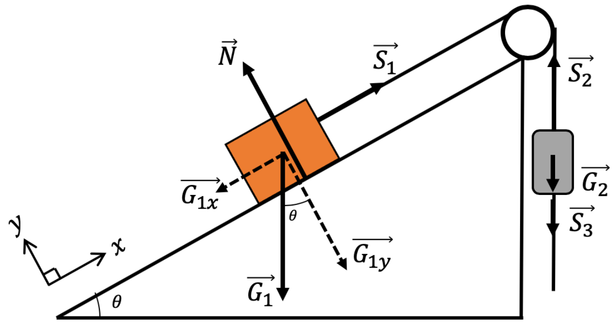
NB! Strømmen skifter ikke retning gjennom lederen når den passerer amperemeteret, for kraften på lederen forsøker nå å motvirke fluksøkningen (Lenz' regel).

Oppgave 6

6a)

Klossen: Tyngdekraft $\vec{G_1}$ loddrett nedover, med en parallellkomponent til skråplanet like stor som snorkraften $\vec{S_1}$ og en vertikalkomponent like stor som normalkraften $\vec{N}$.

Loddet: Tyngdekraft $\vec{G_2}$ loddrett nedover, en firedel så lang som $\vec{G_1}$. En snorkraft oppover, $\vec{S_2}$ like stor som $\vec{S_1}$. En snorkraft $\vec{S_3}$ nedover, slik at $\vec{S_3} + \vec{G_2}$ er like lang som $\vec{S_2}$.



6b)

$$S_2 = S_1 = G_{1x} = m_1 g \cdot \sin\theta = 0{,}40 \text{ kg} \cdot 9{,}81 \text{ m/s}^2 \cdot \sin 23{,}6° = 1{,}570 \text{ N}$$

$$S_3 = S_2 - G_2 = S_2 - m_2 g = 1{,}570 \text{ N} - 0{,}10 \text{ kg} \cdot 9{,}81 \text{ m/s}^2 = 0{,}589 \text{ N} \approx \underline{0{,}59 \text{ N}}$$

$$\underline{\underline{\text{Vi holder snora med en kraft på } 0{,}59 \text{ N.}}}$$

6c)

Vi betrakter klossen og loddet som ett system.
Summen av kreftene på loddet i bevegelsesretningen er

$$\Sigma F = G_{1x} - G_2 = 1{,}570 \text{ N} - 0{,}981 \text{ N} = 0{,}589 \text{ N}$$

Akselerasjonen er dermed

$$a = \frac{\Sigma F}{m_1 + m_2} = \frac{0{,}589 \text{ N}}{0{,}40 \text{ kg} + 0{,}10 \text{ kg}} = 1{,}178 \text{ m/s}^2 = \underline{\underline{1{,}2 \text{ m/s}^2}}$$

6d)

Akselerasjonen vi regnet ut i oppgave c), uten friksjon, gir at loddet skal bevege seg en strekning

$$s = \frac{1}{2}at^2 = \frac{1}{2} \cdot 1{,}178 \ \mathrm{m/s^2} \cdot (0{,}50 \ \mathrm{s})^2 = 0{,}147 \ \mathrm{m} \approx 15 \ \mathrm{cm}$$

Observasjonen viser at loddet bare flyttet seg $10 \ \mathrm{cm}$. Det betyr at akselerasjonen ikke er så stor som beregnet, og det må dermed være friksjon i bevegelsen.

6e)

Vi antar at friksjonen, og dermed også den faktiske akselerasjonen, er konstant.
Vi regner ut den faktiske akselerasjonen

$$a = \frac{2s}{t^2} = \frac{2 \cdot 0{,}10 \ \mathrm{m}}{(0{,}50 \ \mathrm{s})^2} = 0{,}80 \ \mathrm{m/s^2}$$

Friksjonen $\vec{R}$ motvirker bevegelsen og virker dermed oppover skråplanet.
Newtons andre lov gir størrelsen på friksjonskraften

$$G_{1x} - R - G_2 = (m_1 + m_2)a$$

$$R = G_{1x} - G_2 - (m_1 + m_2)a = 0{,}589 \ \mathrm{N} - 0{,}50 \ \mathrm{kg} \cdot 0{,}80 \ \mathrm{m/s^2} = 0{,}189 \ \mathrm{N} \approx \underline{\underline{0{,}19 \ \mathrm{N}}}$$