---

1)
$(4 \cdot 0.264/0.164)$ (USD/USgal)(NOK/USD)(USg/L) = 6.44 NOK/L
C) 6.44

---

2)
N2: $\boldsymbol{F} = m\boldsymbol{a}_i \Rightarrow a_i = F/m$
B) $a_1 = a_2 = a_3 = a_4$

---

3)
Lengst "arm" gir størst dreiemoment τ (mhp massesenteret CM), dermed størst dreieimpuls L, dermed størst rotasjonsenergi, og dermed størst total kinetisk energi K.
D) $K_1 < K_2 < K_3 = K_4$

---

4)
Netto dreiemoment på hjulet er $S_1R - S_2R$ og gir rotasjon mot klokka hvis $S_1 > S_2$. Og med $m_1 > m_2$ må vi jo få rotasjon mot klokka.
B) $S_1 > S_2$

---

5)
Når snora ikke glir på hjulet har vi "rullebetingelsen" $v = \omega R$.
B) v/R

---

6)
Hjulet har indre dreieimpuls (spinn) mhp CM $L_{\text{hjul}} = I_0\omega = MR^2\, v/R = MRv$. De to loddene har banedreieimpuls mhp CM hhv $L_1 = m_1Rv$ og $L_2 = m_2Rv$. Alle bidrar med samme fortegn, dvs som vektorer $\boldsymbol{L} = \boldsymbol{r} \times \boldsymbol{p}$ peker alle tre ut av planet. Dermed: $L = MRv + m_1Rv + m_2Rv = (M + m_1 + m_2)Rv$.
A) $(M + m_1 + m_2)vR$

---

7)
Uten friksjon mellom snor og hjul blir snordraget S likt i hele snora. N2 gir da $m_1g - S = m_1a$ og $S - m_2g = m_2a$, med positiv retning nedover for m_1 og oppover for m_2 (siden vi vet hvilken vei de to vil bevege seg). Addisjon av disse to eliminierer S og gir $(m_1 - m_2)g = (m_1 + m_2)a$, dvs $a = g(m_1 - m_2)/(m_1 + m_2) = g(1 - \beta)/(1 + \beta)$.
D) $a = g(1 - \beta)/(1 + \beta)$

---

8)
N2: $F = \Delta p/\Delta t = MV_0/\Delta t \Rightarrow V_0 = F\Delta t/M = 500 \cdot 0.001/0.167 = 3$ m/s.
D) 3.0 m/s

---

9)
Mhp CM er $\tau = 0$ i selve støtet, slik at kula glir uten å rulle i starten. Dermed må friksjonskraften f virke mot venstre, og figur A blir riktig.

10)
Vi bruker dreieimpulsbevarelse: $MRV_0 = MRV + I_0\omega$ som med ren rulling ($V = \omega R$) og oppgitt treghets-moment I_0 gir $MRV_0 = MRV + 2MRV/5 = 7MRV/5$, dvs $V = 5V_0/7$.
D) $5V_0/7$

---

11)
N1 normalt skråplanet gir $N = Mg\cos\theta$ (som gjør A og D utelukket). N1 langs skråplanet gir $f + S = Mg\sin\theta$ (som gjør C og D utelukket). N1 for rotasjon om CM gir $fR = Sr$. Dermed B.
B) $\cos\theta = N/Mg, \qquad \sin\theta = (f+S)/Mg, \qquad r/R = f/S$

---

12)
Ved θ_0 har friksjonskraften f blitt maksimal: $f = f_{\max} = \mu_s N = \mu_s Mg\cos\theta_0$, dvs D.
D) $\cos\theta_0 = f/\mu_s Mg$

---

13)
Her blir "rullebetingelsen" $v = \omega r$, dvs $a = \alpha r$.
A) $a = \alpha r$

---

14)
Pythagoras gir $(r+R)^2 = x^2 + y^2$ og med f.eks $i = 1$ er høyre side lik $130^2 + 792^2 = 644164$ mm^2. Dermed: $R = \sqrt{644164} - r = 802.6 - 19 = 782.6 \simeq 784$ mm.
C) 784 mm

---

15)
Indre og ytre radius hhv 17 og $r = 19$ mm betyr at treghetsmomentet må bli litt mindre enn mr^2.
C) $I_0 = 0.9mr^2$

---

16)
Hastigheten v_7 kan baseres på forflytningen fra 6 til 7, fra 6 til 8 eller fra 7 til 8. Alle tre gir omtrent samme svar. Så f.eks: $v_{7x} = (x_8 - x_6)/2\Delta t$, tilsvarende for v_{7y}, og $v_7 = \sqrt{v_{7x}^2 + v_{7y}^2} \simeq 0.50$ m/s.
B) 0.50 m/s

---

17)
Bare A og B er aktuelle, siden C og D har feil enhet (m/s og ikke m/s^2). Alternativ B kan umulig gi en akselerasjon, siden de tre involverte posisjonene alle legges sammen. dermed er A eneste mulighet:
$a_i = (v_{i+1/2} - v_{i-1/2})/\Delta t$ og $v_{i+1/2} = (x_{i+1} - x_i)/\Delta t$ osv gir detaljene.

$$\text{A)} \quad a_i = \frac{\sqrt{(x_{i+1} + x_{i-1} - 2x_i)^2 + (y_{i+1} + y_{i-1} - 2y_i)^2}}{(\Delta t)^2}$$

---

18)
$\tan\phi_{10} = x_{10}/y_{10} = 261/759 \to \phi_{10} = 19°$.

B) 19°

---

19)
Kun friksjonskraften f har dreiemoment mhp sylinderens CM. Ren rulling fordrer $\omega = v/r$, dvs $\alpha = a/r$. Her blir a stadig større, siden tyngdens komponent langs banen stadig øker, mens normalkraften N blir stadig mindre, dvs $f_{\max} = \mu_s N$ blir stadig mindre. Når påkrevd f blir større enn $\mu_s N$, inntrer sluring. Etter hvert blir total kraft normalt underlaget for liten til å tilsvare masse ganget med sentripetalakselerasjon, og sylinderen mister kontakten med underlaget, dvs bevegelsen går over i et skrått kast.
B) Ren rulling etterfulgt av sluring etterfulgt av "skrått kast"-bevegelse.

---

20)
Dreieimpulsen relativt et punkt på rotasjonsaksen er bevart:

$$I_1\omega_1 = I_2\omega_2,$$

med $I_j = I_0 + 4mx_j^2$. Dermed:
C) $\omega_2/\omega_1 = I_1/I_2 = (I_0 + 4mx_1^2)/(I_0 + 4mx_2^2)$

---

21)
Kinetisk rotasjonsenergi er $K_j = I_j\omega_j^2/2$, slik at

$$K_2/K_1 = (I_2/I_1) \cdot (\omega_2/\omega_1)^2 = (I_2/I_1) \cdot (I_1/I_2)^2 = I_1/I_2.$$

C) $K_2/K_1 = (I_0 + 4mx_1^2)/(I_0 + 4mx_2^2)$

---

22)
Fra grafen ser vi at perioden er (ca) $T = 6.3$ s, slik at $\omega = 1\ \text{s}^{-1}$. Etter 1 periode er amplituden 0.99. Dermed har vi

$$e^{-\gamma T} = 0.99,$$

dvs

$$\gamma T = -\ln 0.99.$$

Med svak demping er $\omega_0 \simeq \omega$ slik at

$$Q \simeq \omega/\Delta\omega = (2\pi/T)/(2\gamma) = \pi/\gamma T = -\pi/\ln 0.99 \simeq 313.$$

D) 313

---

23)
La m og M være massen til hhv bil og lastebil, mens v og v' er hhv bilens hastighet før kollisjon og kjøretøyenes felles hastighet etter kollisjon. Vi har impulsbevarelse, slik at

$$mv = (m + M)v' \quad \Rightarrow \quad v' = mv/(m + M).$$

Kinetisk energi før kollisjon:

$$K = \frac{1}{2}mv^2.$$

Etter kollisjon:

$$K' = \frac{1}{2}(m + M)(v')^2 = \frac{1}{2}mv^2\frac{m}{m + M}.$$

Dermed:

$$\frac{K - K'}{K} = 1 - K'/K = 1 - m/(m+M) = M/(m+M),$$

dvs 6000/7200, som er ca 0.83.
C) 83%

---

24)
Fra figuren til høyre ser vi at $\Delta\phi = \Delta L/L$ (vinkel = buelengde dividert med radius). Fra N2 for rotasjon har vi $\Delta L = \tau\Delta t = Mgr\Delta t$. Dermed:

$$\Omega = \frac{\Delta\phi}{\Delta t} = \frac{Mgr}{I_0\omega} = \frac{gr}{R^2\omega}.$$

A) $gr/\omega R^2$

---

25)
N2: $mg - Dv^2 = ma = m\,dv/dt$. Multiplikasjon med $g\,dt$ og divisjon med $mg - Dv^2$ på begge sider gir
D) $\frac{dv}{1-Dv^2/mg} = g\,dt$

---

26)
For et mol ideell gass er $pV = RT$, dvs

$$V = 8.314 \cdot 300/(101 \cdot 10^3) \simeq 24.7 \cdot 10^{-3}\,\mathrm{m}^3 = 24.7\,\mathrm{L}.$$

C) 24.7 L

---

27)
$\alpha = (\Delta L/L)/\Delta T \quad \Rightarrow \quad \Delta L = \alpha L \Delta T = 1.1 \cdot 10^{-5} \cdot 4000 \cdot 20 \simeq 0.88$ km.
D) 0.88 km

---

28)
$V = 21.6$ m^3, slik at $N = pV/k_B T \simeq 10^5 \cdot 21.6/(1.38 \cdot 10^{-23} \cdot 300) \simeq 5 \cdot 10^{26}$.
B) $5 \cdot 10^{26}$

---

29)
Adiabat brattere enn isoterm, dvs $T_b < T_c$. Videre er T_a åpenbart minst.

D) $T_a < T_b < T_c$

---

30)
$\varepsilon_K = |Q_1/W| = |Q_1/(Q_1 + Q_2)|$. Vi bruker at $Q_1/T_1 + Q_2/T_2 = 0$, dvs $Q_2 = -Q_1 T_2/T_1$, som innsatt i uttrykket for ε_K gir $\varepsilon_K = |T_1/(T_1 - T_2)| = 277/9 \simeq 31$.
D) Ca 31

---

31)
$W = 4p_0 \cdot 5V_0 = 20 \cdot 10^5 \cdot 5 \cdot 10^{-3} = 10^4 = 10\,\mathrm{kJ}$.

C) 10 kJ

---

32)
T_a er minst, T_c er størst. Siden T er proporsjonal med pV, er $T_b/T_d = p_bV_b/p_dV_d = 5/6$, dvs $T_b < T_d$.

B) $T_a < T_b < T_d < T_c$

---

33)
Siden $p_bV_b = 5p_0V_0$, har vi her en isoterm ekspansjon fra tilstand b til en tilstand med trykk p_0 og volum $5V_0$. Arbeidet blir dermed

$$\begin{aligned} W &= \int_{V_0}^{5V_0} p\, dV - 4p_0V_0 = \int_{V_0}^{5V_0} \frac{5p_0V_0}{V} dV - 4p_0V_0 \\ &= 5p_0V_0 \ln 5 - 4p_0V_0 = 500 \cdot (5 \ln 5 - 4) \\ &\simeq 2.0 \cdot 10^3 = 2.0\,\mathrm{kJ} \end{aligned}$$

C) 2.0 kJ

---

34)
Fordamping ved T_1, så her mottas varme. Kondensasjon ved T_2, så her avgis varme.

A) Avgir ved T_2 og mottar ved T_1.

---

35)
Adiabatisk kompresjon betyr temperaturøkning (adiabat brattere enn isoterm), dvs $T_4 > T_3 \simeq T_1$. (Dermed er A og C uaktuelle.) Videre er det klart at $T_6 < T_1$ siden kjølemediet fordamper når det passerer ved T_1, Dermed er B uaktuell og D det riktige svaret.

D) $T_4 > T_2 > T_1 > T_6$

---

36)
I denne syklusen er T_3 maksimal og T_1 minimal temperatur. Hvis dette hadde vært en Carnot-prosess mellom to varmereservoar ved temperaturer T_3 og T_1, ville virkningsgraden ha vært $\eta_C = 1 - T_1/T_3$. Otto-syklusen kan ikke ha så stor virkningsgrad, slik at $\eta_O < \eta_C$. ($\eta_O = 1 - T_4/T_3$.)

A) $\eta_O < 1 - T_1/T_3$

---

37)
$\Delta U = 0$ for hel syklus, slik at

$$W = Q_{23} + Q_{41} = C_V(T_3 - T_2) + C_V(T_1 - T_4) = C_V(T_1 - T_2 + T_3 - T_4).$$

C) $C_V(T_1 - T_2 + T_3 - T_4)$

---

38)
Tilgjengelig volum pr atom:

$$k_BT/p = 1.38 \cdot 10^{-23} \cdot 300/10^{-3} = 4.14 \cdot 10^{-18}\,\mathrm{m}^3.$$

Okkupert volum pr atom:

$$(4\pi/3) \cdot (0.38 \cdot 10^{-9}/2)^3 = 2.87 \cdot 10^{-29}\,\mathrm{m}^3.$$

Volumandel okkupert:

$$(2.87 \cdot 10^{-29})/(4.14 \cdot 10^{-18}) \simeq 7 \cdot 10^{-12}.$$

C) $7 \cdot 10^{-12}$

---

39)
Fra kinetisk gassteori er $\langle K \rangle = 3k_BT/2$, slik at

$$\sqrt{\langle v^2 \rangle} = \sqrt{\frac{3k_BT}{m}}.$$

Her er $m = 40u = 40 \cdot 1.67 \cdot 10^{-27} \simeq 6.7 \cdot 10^{-26}$ kg, så ved 300 K blir $v_{\mathrm{rms}} \simeq 430$ m/s. Andre tallfaktorer enn $\sqrt{3}$, av størrelsesorden 1, gir hastigheter som uansett ikke gir grunnlag for annet enn alternativ B.

B) 400 m/s

---

40)
I hver enkelt sannsynlighet π_l inngår den inverse partisjonsfunksjonen, men i forholdet mellom to sannsynligheter kanselleres denne bort:

$$\begin{aligned}\pi_1/\pi_0 &= \exp\left(-\frac{\hbar^2/I_0}{k_BT}\right) \\ &= \exp\left(-\frac{15}{0.086 \cdot 77}\right) \simeq \exp(-2.265) \simeq 0.1\end{aligned}$$

Dette indikerer at rotasjonsfrihetsgradene i hydrogenmolekylet begynner å våkne til liv ved omtrent denne temperaturen.

B) ca 0.1

---

41)
Rotasjons- og vibrasjonsfrihetsgradene "våkner" med økende temperatur, noe som gir en overgang fra 3/2 via 5/2 til 7/2, som i kurve D.

---

42)
1 og 2 er ikke mulige prosesser. 3 er varmepumpe/kjøleskap og 4 er varmekraftmaskin.

A) 1 og 2

---

43)
Entropien S er en tilstandsfunksjon. Dermed:

A) $S_1 = S_2$

---

44)

C) k_B

---

45)
$\partial p/\partial T = Nk_B/V$ for ideell gass, slik at

$$\begin{aligned} \Delta S &= \int_{10}^{25} \frac{Nk_B}{V}\, dV = Nk_B \ln 2.5 \\ &= nR \ln 2.5 = 2 \cdot 8.314 \cdot \ln 2.5 \simeq 15.2\,\mathrm{J/K}. \end{aligned}$$

A) $\Delta S = 15.2$ J/K

---

46)
Vi må lete på steder der (total-)trykket er større enn damptrykket ved vannets trippelpunkt, dvs vi må ha en høyere gass-søyle enn den gjennomsnittlige. Da må vi lenger ned, dvs ned i dype kratere.

A) I dype kratere.

---

47)
B) 3 = fast stoff, 1 = væske, 2 = gass, 4 = trippelpunkt, 5 = kritisk punkt

---

48)
B) Varmetransport pga strømning.

---

49)
Med $0.25/0.035 \simeq 7$ ganger større varmeledningsevne i gips enn i glava har vi ca 7 ganger mindre temperaturendring pr lengdeenhet i gips enn i glava. Kurve D passer bra med dette.

---

50)
Ved stasjonære forhold er varmestrøm inn mot og ut fra midtplaten like store:

$$\sigma(T_1^4 + T_3^4) = 2\sigma T_2^4 \quad \Rightarrow \quad T_2 = ((T_1^4 + T_3^4)/2)^{1/4} = 1262 \text{ K}.$$

C) 1262 K
