

## Varmekapasitet for ideell gass [YF18.4; LHL 15.2, 14.2]

(145)

Med  $V = \text{konst.}$  :  $dW = p dV = 0 \Rightarrow dQ = dU$

$$\Rightarrow C_V = \left( \frac{dQ}{dT} \right)_V = dU/dT$$

Med  $p = \text{konst.}$  :

$$\begin{aligned} C_p &= \left( \frac{dQ}{dT} \right)_p = \left( \frac{dU}{dT} \right)_p + p \left( \frac{dV}{dT} \right)_p = \frac{dU}{dT} + p \left\{ \frac{d}{dT} \left( \frac{Nk_B T}{p} \right) \right\}_p \\ &= C_V + Nk_B = \underline{C_V + nR} \end{aligned}$$

Med  $p = \text{konst.}$  brukes noe av den tilførte varmen  $dQ$  til å gjøre arbeidet  $p dV$  på omgivelsene, slik at  $dU$  og dermed  $dT$  blir mindre enn når  $V = \text{konst.} \Rightarrow C_p > C_V$

Atomære gasser:

$$U = \frac{3}{2} nRT \Rightarrow C_V = \frac{3}{2} nR ; C_p = \frac{5}{2} nR$$

Toatomige gasser:

$$U = \frac{5}{2} nRT + N \cdot E_0 \Rightarrow C_V = \frac{5}{2} nR ; C_p = \frac{7}{2} nR$$

Exp:

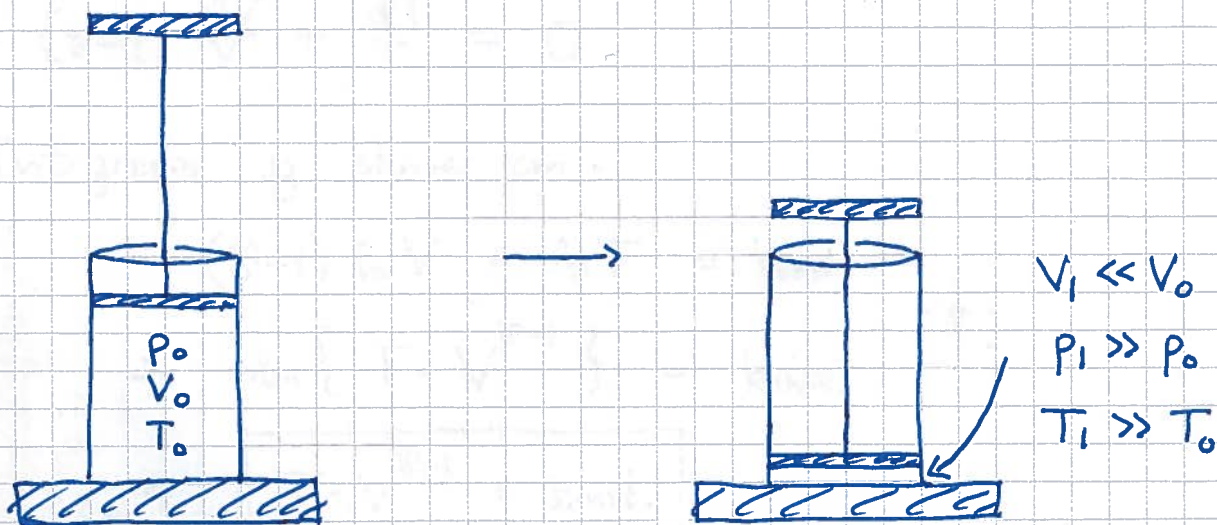
Gass	$C_V / nR$
He	1.50
Ar	1.50
CO	2.49
N <sub>2</sub>	2.49
O <sub>2</sub>	2.54

# Adiabatiske prosesser [YF 19.8; LHL 15.3] (146)

= prosesser uten tilførsel/avgivelse av varme, dvs  $\Delta Q = 0$

$$\Rightarrow \underline{\Delta U = -\Delta W} \quad (\text{pga 1. lov})$$

Varmeoverføring tar tid, så raske prosesser er tilnærmet adiabatiske:



Vi gjør arbeid på lufta i røret  $\Rightarrow \Delta W < 0$   
 $\Rightarrow \Delta U = -\Delta W > 0 \Rightarrow \Delta T > 0$

(Tennpunkt for papir:  $451^\circ\text{F} = 233^\circ\text{C}$ )

Lydbølger i luft: Små, raske trykkendringer, og dermed adiabatiske forhold, ikke isoterme forhold.



Vi antar ideell gass:

$$pV = nRT; \quad nR = C_p - C_v; \quad C_v = \frac{dU}{dT}$$

$$dQ = 0 \Rightarrow dW = -dU \Rightarrow p dV = -C_v dT$$

$$\Rightarrow \frac{nRT}{V} dV = -C_v dT \Rightarrow \frac{C_p - C_v}{C_v} \cdot \frac{dV}{V} = -\frac{dT}{T}$$

Innfører adiabatkonstanten  $\gamma = C_p / C_v$  (der  $\gamma > 1$ )

$$\Rightarrow (\gamma - 1) \frac{dV}{V} + \frac{dT}{T} = 0$$

Integrerer og skriver om:

$$(\gamma - 1) \ln V + \ln T = \text{konst.}$$

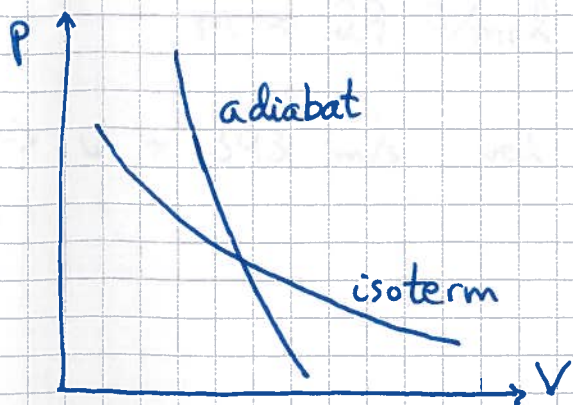
$$\Rightarrow \ln \{ T \cdot V^{\gamma - 1} \} = \text{konst.}$$

$$\Rightarrow \boxed{T \cdot V^{\gamma - 1} = \text{konst.}}$$

Eliminasjon av  $T = pV/nR \Rightarrow \boxed{p \cdot V^{\gamma} = \text{konst.}}$

Eliminasjon av  $V = nRT/p \Rightarrow \boxed{p \cdot T^{-\gamma/(\gamma - 1)} = \text{konst.}}$

Adiabat:  $p(V) \sim V^{-\gamma}$ ; Isoterm:  $p(V) \sim V^{-1}$



$\gamma > 1 \Rightarrow$  adiabater er brattere enn isotermer i et  $(p, V)$ -diagram

Tallverdier for  $\gamma$ :

Atomære gasser:  $\gamma = \frac{5/2}{3/2} = \frac{5}{3} \approx 1.67$

Toatomige gasser:  $\gamma = \frac{7/2}{5/2} = \frac{7}{5} \approx 1.40$  (ved normal temp.)

Generelt:  $\gamma = (f+2)/f$  med  $f$  = antall kvadratiske frihetsgrader, ved aktuell temperatur

Lydfarten i luft:

$$p(V) = A \cdot V^{-\gamma}$$

Bulkmodul ved adiabatisk forhold:

$$B = -V \frac{\partial p}{\partial V} = VA\gamma V^{-\gamma-1} = \gamma AV^{-\gamma} = \gamma p = \gamma \cdot Nk_B T / V$$

Massetetthet:  $\rho = m \cdot \frac{N}{V}$ ;  $m$  = midlere molekylmasse

Dermed:

$$v = \sqrt{B/\rho} = \sqrt{\gamma k_B T / m}$$

med  $\gamma \approx 1.4$  (mest  $N_2$  og  $O_2$ )

$$m \approx 29 \text{ g/mol} \approx 4.8 \cdot 10^{-26} \text{ kg}$$

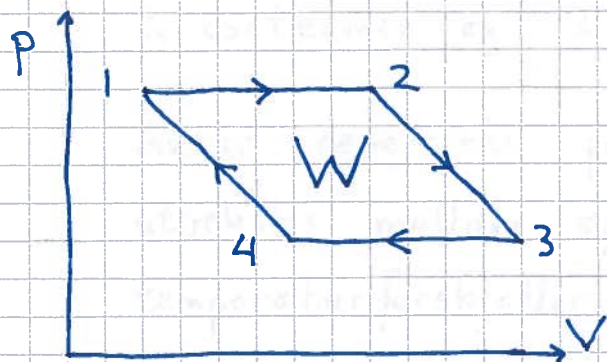
$$\Rightarrow v \approx 343 \text{ m/s ved } 20^\circ\text{C}$$



# Kretsprosesser

[YF 19.4 ; LHL 15.1]

(149)



Siden indre energi  $U$  er en tilstandsfunksjon, er  $\Delta U = 0$  for hver hele syklus, dvs  $\underline{Q = W}$  pr hele syklus.

Netto arbeid  $W$  utført av systemet pr syklus:

$$W = W_{123} + W_{341} = W_{123} - |W_{341}|$$

= omsluttet areal i pV-diagrammet

Varmekraftmaskin:

Kretsprosessen går med klokka.  $W > 0$ . Omdanner varme til nyttig arbeid. Eks: Forbrenningsmotor.

Kjølemaskin:

Går mot klokka.  $W < 0$ . Gjør positivt arbeid på systemet for å flytte varme fra sted med lav temp. til sted med høy temp. Eks: Varmepumpe, kjøleskap.

Virkningsgrad i en kretsprosess:

$$\eta = \frac{\text{nytte}}{\text{kostnad}}$$

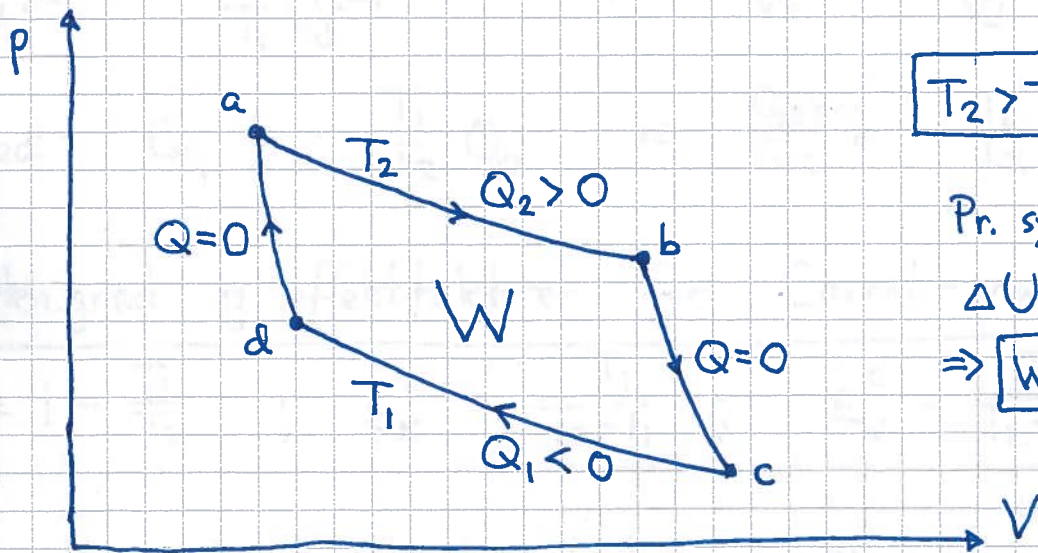
	Nytte	Kostnad
Varmekraftmaskin	Arbeid	Varme
Kjølemaskin	Varme	Arbeid

# Carnotprosessen [YF 20.6 ; LHL 15.4]

150

- 2 isotermer og 2 adiabatener
- Antar reversible prosesser: En idealisering der varme utveksles mellom system og omgivelser med ørsmå temperaturforskjeller, dvs  $\Delta T \approx 0$ .
- Antar at systemet er en ideell gass. Da gjelder:

$$p \cdot V = n \cdot R \cdot T ; U = U(T) ; T \cdot V^{\gamma-1} = \text{konstant i adiabatene} \\ (\gamma = C_p / C_v)$$



$$T_2 > T_1$$

Pr. syklus:

$$\Delta U = 0$$

$$\Rightarrow W = Q_2 + Q_1$$

	Nytte	Kostnad	$(\eta)$ Virkningsgrad / $(\epsilon)$ Effektfaktor
Varmekraftmaskin ( $W, Q_2 > 0 ; Q_1 < 0$ )	$W$	$Q_2$	$\eta = \frac{W}{Q_2} = 1 + \frac{Q_1}{Q_2} = 1 - \frac{ Q_1 }{Q_2}$
Kjøleskap ( $W, Q_2 < 0 ; Q_1 > 0$ )	$Q_1$	$ W $	$\epsilon_K = \left  \frac{Q_1}{W} \right  = \left  \frac{Q_1}{Q_1 + Q_2} \right $
Varmepumpe ( $W, Q_2 < 0 ; Q_1 > 0$ )	$ Q_2 $	$ W $	$\epsilon_V = \left  \frac{Q_2}{W} \right  = \left  \frac{Q_2}{Q_1 + Q_2} \right $



$$\Delta U_{ab} = \Delta U_{cd} = 0 \quad (\text{isotermer})$$

$$\Rightarrow Q_2 = W_{ab} = nRT_2 \ln \frac{V_b}{V_a}$$

$$Q_1 = W_{cd} = nRT_1 \ln \frac{V_d}{V_c} = -nRT_1 \ln \frac{V_c}{V_d}$$

For adiabatene:

$$T_2 V_b^{\gamma-1} = T_1 V_c^{\gamma-1} \quad ; \quad T_2 V_a^{\gamma-1} = T_1 V_d^{\gamma-1}$$

Dividerer disse lign. med hverandre:

$$\frac{T_2 V_b^{\gamma-1}}{T_2 V_a^{\gamma-1}} = \frac{T_1 V_c^{\gamma-1}}{T_1 V_d^{\gamma-1}} \Rightarrow \frac{V_b}{V_a} = \frac{V_c}{V_d}$$

$$\text{Dermed: } Q_1 = -\frac{T_1}{T_2} Q_2 \Rightarrow \frac{Q_1}{Q_2} = -\frac{T_1}{T_2}$$

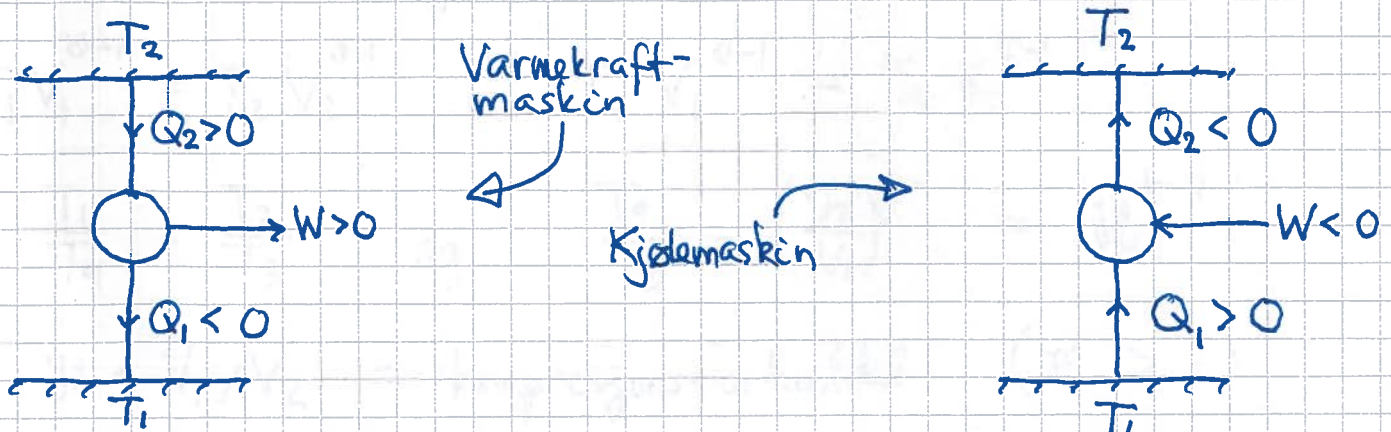
$\Rightarrow$  Virkn.grad og effektfaktorer for Carnot-maskiner:

$$\eta_c = 1 - \frac{T_1}{T_2} \quad ; \quad \epsilon_K^c = \frac{T_1}{T_2 - T_1} \quad ; \quad \epsilon_V^c = \frac{T_2}{T_2 - T_1}$$

Dette er maksimale teoretiske verdier.

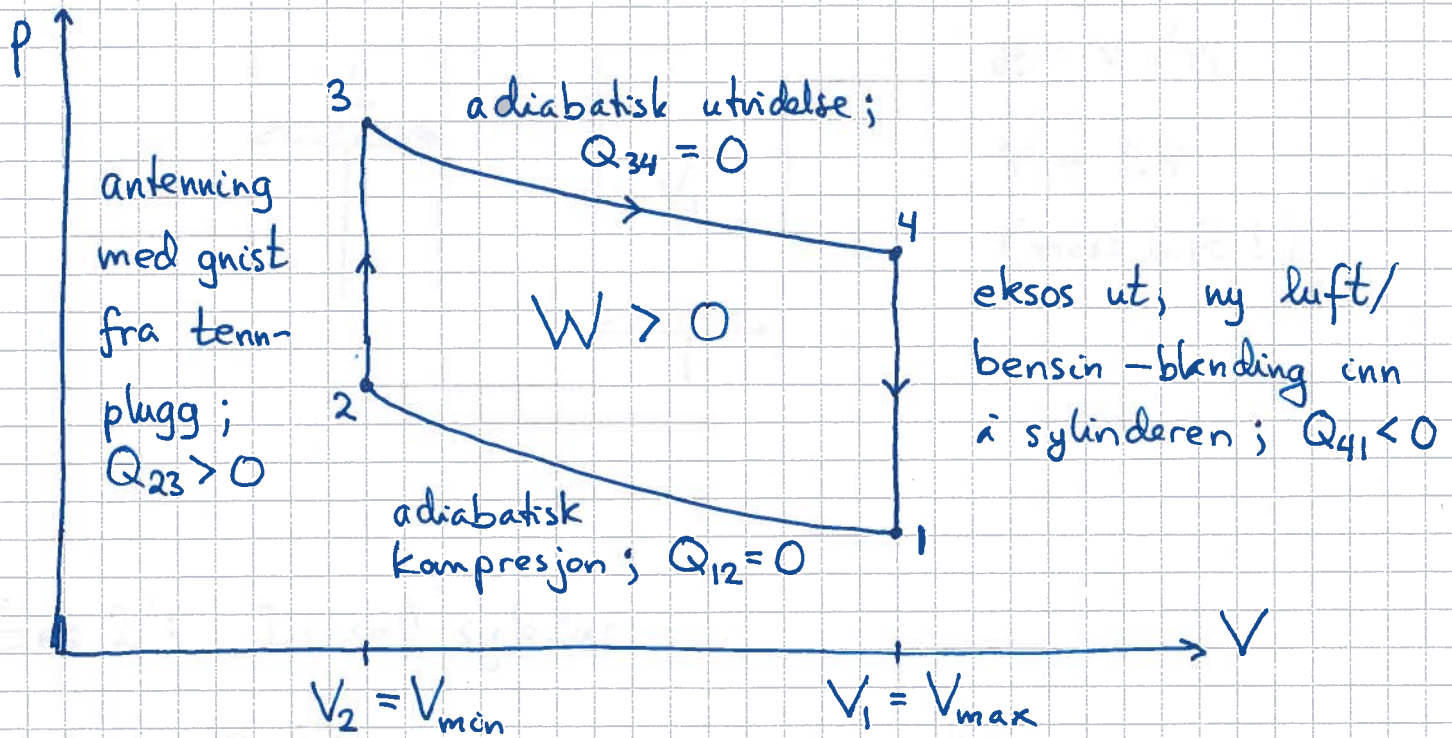
Alle reelle maskiner har mindre virkn.grad (evt. effektfaktor) enn Carnot-maskinen.

Symbolisk framstilling, med system og varmereservoarer 1 og 2:



# Eks 1: Otto-syklus (Bensinmotor)

152



Kostnad:  $Q_{23}$  (fra kjemisk energi i bensinen)

Nytte:  $W = W_{34} + W_{12} = W_{34} - |W_{12}|$

$\Delta U = 0 \xrightarrow{\text{1. lov}} W = Q_{23} + Q_{41} = Q_{23} - |Q_{41}|$

der  $Q_{23} = C_V (T_3 - T_2)$ ,  $Q_{41} = C_V (T_1 - T_4)$

$\Rightarrow \eta_0 = \frac{W}{Q_{23}} = 1 + \frac{Q_{41}}{Q_{23}} = 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} = 1 - \frac{T_4 (1 - T_1/T_4)}{T_3 (1 - T_2/T_3)}$

Adiabater  $1 \rightarrow 2$  og  $3 \rightarrow 4$ :

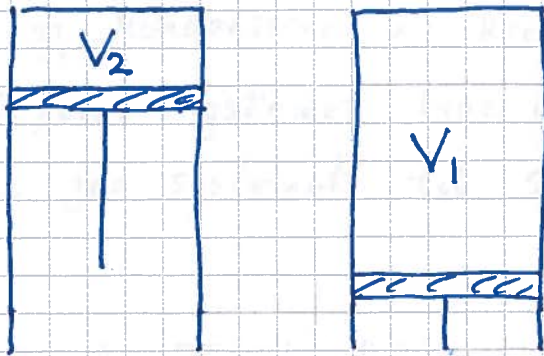
$T_1 V_1^{\gamma-1} = T_2 V_2^{\gamma-1}$  ;  $T_4 V_1^{\gamma-1} = T_3 V_2^{\gamma-1}$

$\Rightarrow \frac{T_1}{T_4} = \frac{T_2}{T_3}$  og  $\frac{T_4}{T_3} = \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^{\gamma-1} = \mathcal{H}^{1-\gamma}$

$\mathcal{H} = V_1/V_2 = \text{kompresjonsforholdet} \quad (\mathcal{H} > 1)$



$$\Rightarrow \eta_0 = 1 - \frac{T_4}{T_3} = 1 - \mathcal{JL}^{1-\gamma}$$

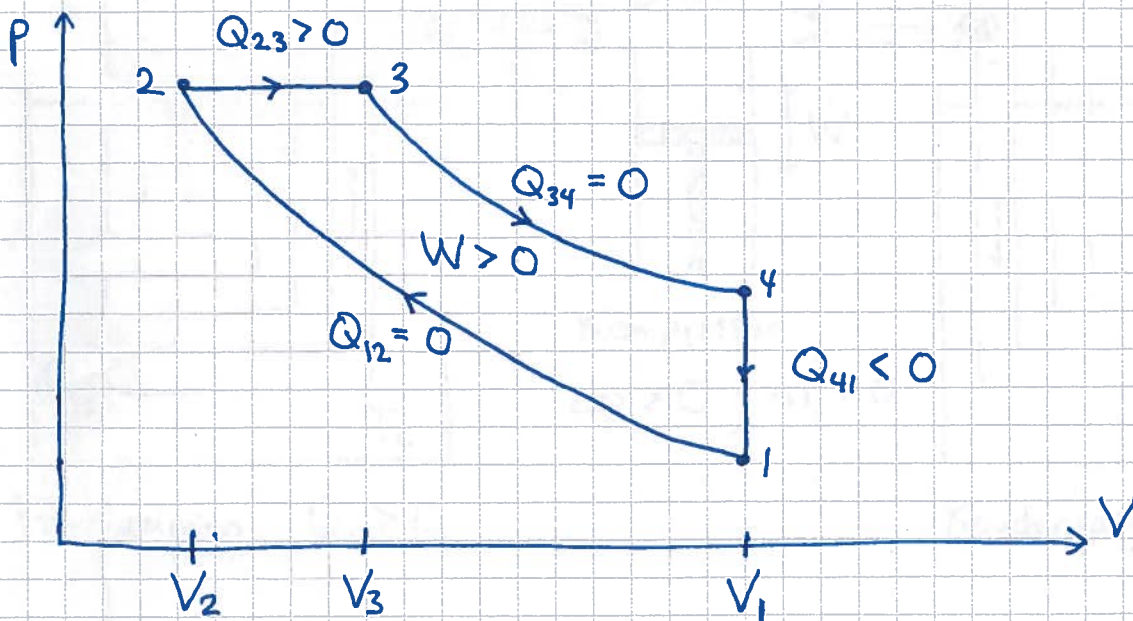


$$\mathcal{JL} = V_1 / V_2$$

$$\gamma \approx 1.4$$

(mest luft!)

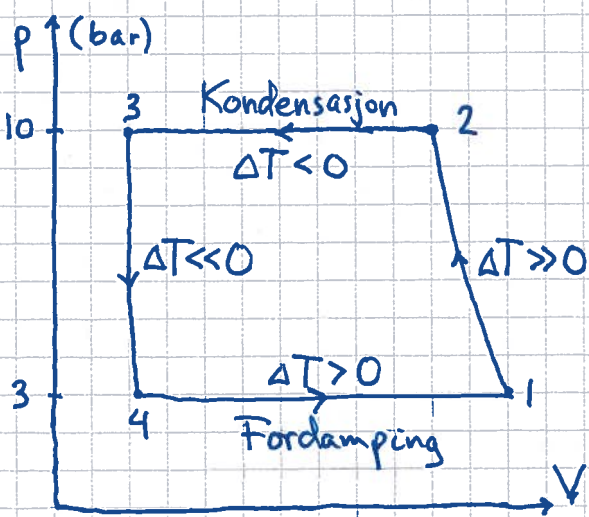
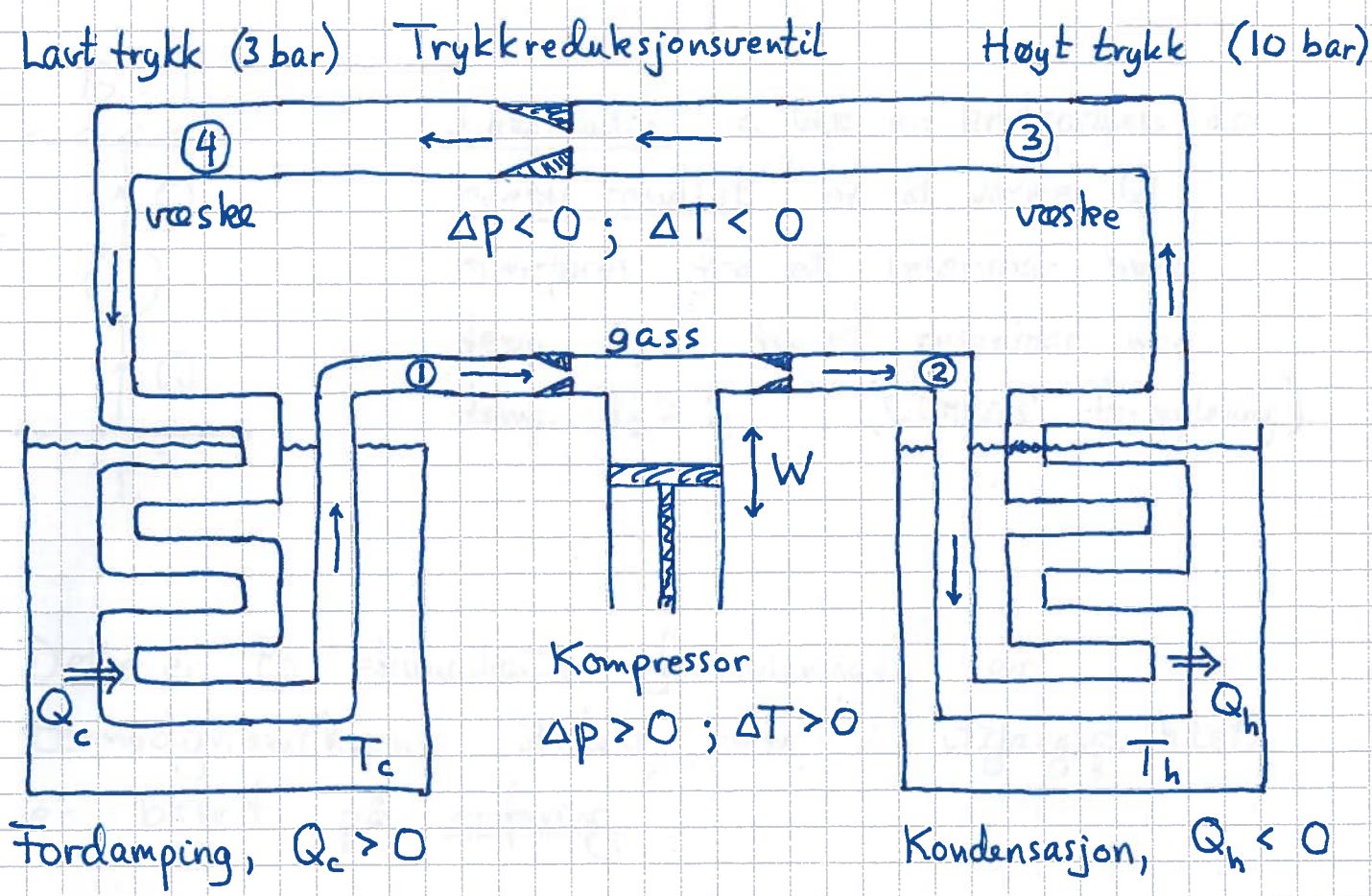
## Eks 2: Diesel-syklus



- Kompresjon til mindre volum  $V_2$  og høyere temp.  $T_2$
- Innsprøyting (diesel ~~motor~~) og antenning, uten gnist fra tennplugg ( $2 \rightarrow 3$ )
- $\eta_D = W/Q_{23}$  ;  $W = Q_{23} + Q_{41}$  ;  $Q_{23} = C_p (T_3 - T_2)$   
 $\Rightarrow \eta_D = 1 - \mathcal{JL}^{1-\gamma} \cdot \frac{\alpha^\gamma - 1}{\gamma(\alpha - 1)}$  ;  $\mathcal{JL} = \frac{V_1}{V_2}$  ,  $\alpha = \frac{V_3}{V_2}$
- Med lik  $\mathcal{JL}$  er  $\eta_0 > \eta_D$  , men i praksis er  $\eta_D > \eta_0$  pga at  $\mathcal{JL}_D > \mathcal{JL}_0$

### Eks 3: Kjøleskap / varmepumpe

Systemet er et sirkulerende kjølemedium som vekselvis fordampner og kondenserer i kretsprosessen. Latent varme tilføres systemet inne i kjøleskapet,  $L_f > 0$ , eller avgis fra systemet til stuelufta,  $-L_f < 0$ .



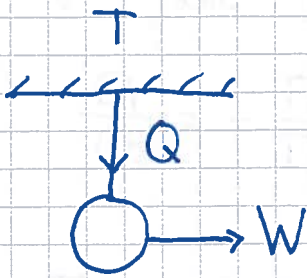
Kjølemedier:		GWP
R12	$C Cl_2 F_2$	10900
R134a	$C_2 H_2 F_4$	1430
R600a	$C_4 H_{10}$	3
R744	$CO_2$	1

GWP: Global Warming Potential

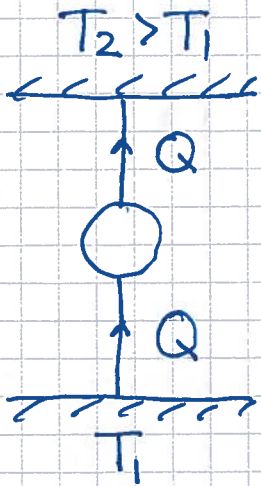


# Termodynamikkens 2. lov

[YF 20; LHL 16,17]



Ikke mulig å lage en kretsprosess som omdanner all tilført varme  $Q$  i nyttig arbeid  $W$  (Kelvins formulering)



Ikke mulig å lage en kretsprosess der  eneste resultat er at varme  $Q$  overføres fra et reservoar med temp.  $T_1$  til et reservoar med temp.  $T_2 > T_1$  (Clausius' formulering)

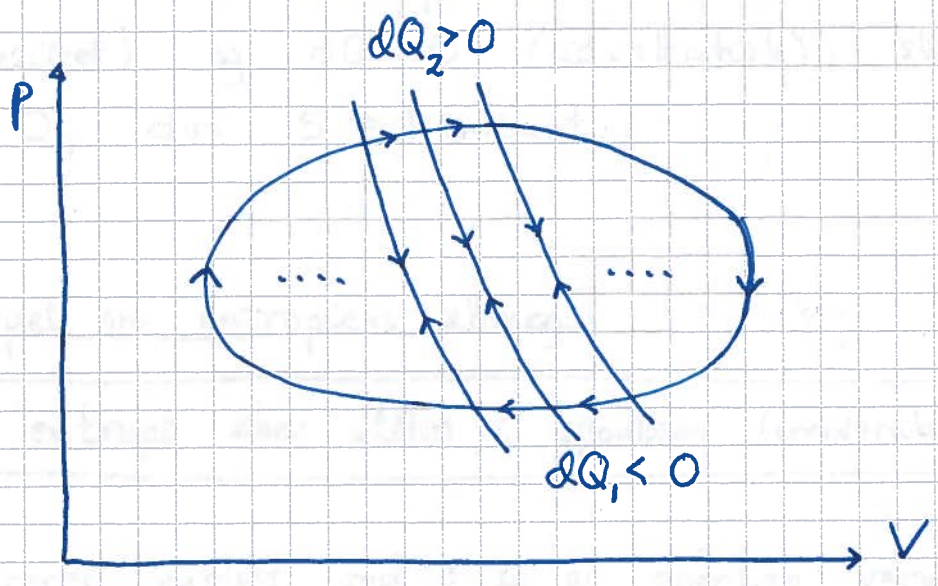
Dette er to ekvivalente formuleringer av termodynamikkens 2. lov, som i utgangspunktet er basert på erfaring.

# Entropi [ YF 20.7 ; LHL 17.1 ]

Vi fant for den reversible Carnot prosessen:

$$\frac{Q_1}{Q_2} = -\frac{T_1}{T_2}, \text{ dus } \frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} = 0$$

En vilkårlig reversibel kretsprosess kan betraktes som en sum av mange små Carnotprosesser:



- Siden alle indre adiabatene kjøres opp og ned, er det ingen forskjell på den "ytre" kretsprosessen og summen av de mange små Carnotprosessene.
- For hver lille Carnotprosess er  $dQ_1/T_1 + dQ_2/T_2 = 0$ .
- Da er  $\oint \frac{dQ}{T} = 0$  for den ytre kretsprosessen.
- Da er  $dQ/T$  endringen i en tilstandsfunksjon  $S$ , som vi kaller entropi:

---


$$dS = \frac{dQ}{T} ; \oint dS = 0 ; [S] = J/K$$



Den termodynamiske identitet:

Med  $dW = p dV$  og  $dQ = T dS$  tar 1. lov formen

$$T dS = dU + p dV$$

for reversible prosesser. Her inngår bare tilstandsfunksjoner.

I sentropisk prosess:

Reversibel adiabatisk prosess. Da er  $dS = dQ/T$  (reversibel) og  $dQ = 0$  (adiabatisk), slik at  $dS = 0$ , dvs  $S = \text{konstant}$ .

Prinsippet om entropiens økning:

Total entropi øker alltid i spontane (irreversible) prosesser

Illustreres enklest ved å se på spontan varmeoverføring mellom to varmereservoarer:



$$\Delta S_2 = -\frac{Q}{T_2}$$

$$\Delta S_1 = \frac{Q}{T_1}$$

$$\Delta S_{\text{total}} = \Delta S_1 + \Delta S_2 > 0$$

Eks: Hva er total  $\Delta S$  når 2 dL kaffe avkjøles fra  $90^\circ\text{C}$  til  $22^\circ\text{C}$  i et rom der temp. er  $22^\circ\text{C}$ ?

Løsn:  $\Delta Q = \Delta Q_{\text{rom}} = -\Delta Q_{\text{kaffe}} = -C_V \Delta T_{\text{kaffe}}$

Kaffe  $\approx$  Vann  $\Rightarrow C_V \approx (4.2 \text{ J/g}\cdot\text{K}) \cdot 200 \text{ g} = 840 \text{ J/K}$

$\Rightarrow \Delta S_{\text{rom}} = \Delta Q_{\text{rom}} / T_{\text{rom}} = 840 \text{ J/K} \cdot 68 \text{ K} / 295 \text{ K} = \underline{193.6 \text{ J/K}}$

Avkjølingen av kaffen er spontan og irreversibel, men siden  $S$  er en tilstandsfunksjon, kan  $\Delta S_{\text{kaffe}}$  beregnes ved å se på en reversibel prosess:

$V \approx$  konstant  $\Rightarrow dW = 0 \Rightarrow dQ = dU = C_V dT$

$\Rightarrow dS = dQ/T = C_V dT/T$

$\Rightarrow \Delta S_{\text{kaffe}} = C_V \int_{363}^{295} \frac{dT}{T} = 840 \frac{\text{J}}{\text{K}} \cdot \ln \frac{295}{363} = \underline{-174.2 \text{ J/K}}$

$\Rightarrow \Delta S_{\text{total}} = \Delta S_{\text{rom}} + \Delta S_{\text{kaffe}} = \underline{19.2 \text{ J/K}}$

Boltzmanns mikroskopiske tolkning av entropi [ YF 20.8  
LHL 17.11 ]

$$S = k_B \ln \Omega$$

$\Omega$  = antall ulike mikrotilstander som alle er konsistente med den gitte makrotilstand

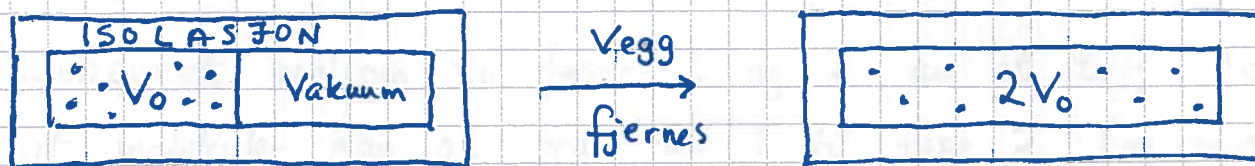
Et eksempel viser at  $dS = dQ/T$

(termodynamikk) og  $S = k_B \ln \Omega$

(statistisk mekanikk) er to sider av samme sak.



Eks: Irreversibel utvidelse av ideell gass i varmeisolerert system



Med termodynamikk: Gassen gjør ikke arbeid,  $\Delta W = 0$ , og avgir ikke varme,  $\Delta Q = 0$ , slik at  $\Delta U = 0$ , og dermed  $\Delta T = 0$ . Her er ikke  $\Delta S = \Delta Q/T = 0$ , siden prosessen er irreversibel. Som for kaffen i forrige eksempel, beregner vi  $\Delta S$  for en tenkt reversibel prosess; en isoterm reversibel utvidelse:

$$T dS = dU + p dV \stackrel{dU=0}{=} p dV = \frac{Nk_B T}{V} dV$$

$$\Rightarrow \Delta S = \int dS = Nk_B \int_{V_0}^{2V_0} \frac{dV}{V} = Nk_B \ln \frac{2V_0}{V_0} = \underline{\underline{Nk_B \ln 2}}$$

Med statistisk mekanikk og Boltzmann:

$V_0 = M \cdot \Delta V$ , dvs vi tenker oss  $V_0$  delt opp i et stort antall ( $M$ ) bittesmå delvolum ( $\Delta V$ ).

Hver partikkel har da hhv  $M$  og  $2M$  mulige posisjoner før og etter utvidelsen. Da har vi hhv

$$M \cdot M \cdot M \cdot \dots = M^N \quad \text{og} \quad 2M \cdot 2M \cdot 2M \cdot \dots = (2M)^N$$

ulike mikrotilstander før og etter utvidelsen

$$\Rightarrow \Delta S = k_B \ln (2M)^N - k_B \ln M^N$$

$$= k_B \ln 2^N = \underline{\underline{Nk_B \ln 2}}$$

# Faselikevekt, Gibbs fri energi, Clapeyrons ligning, Damptrykk-kurvene og Relativ luftfuktighet [LHL 17.10]

Likevekt mellom to faser 1 og 2 av et stoff betyr at molekylar kan gaa fra fase 1 til fase 2 (og omvendt) uten at trykk eller temperatur endres, dvs

$$dp = 0 \quad \text{og} \quad dT = 0$$

Da endres heller ikke Gibbs fri energi

$$G = U + pV - TS$$

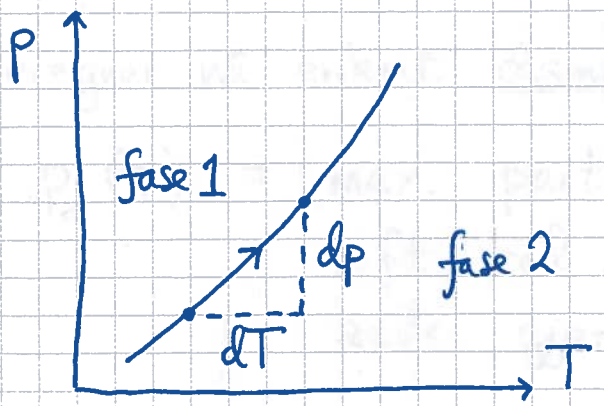
fordi

$$dG = dU + p dV - T dS + V dp - S dT$$

$\underbrace{\hspace{10em}}_{= 0 \text{ (1. lov)}}$

$$= V dp - S dT = 0 \quad \text{når} \quad dp = dT = 0$$

Langs en koeksistenslinje må da G endre seg like mye for de to fasene som her er i likevekt:



$$dG_1 = dG_2$$
$$\Downarrow$$
$$V_1 dp - S_1 dT = V_2 dp - S_2 dT$$
$$\Downarrow$$
$$(V_1 - V_2) dp = (S_1 - S_2) dT$$

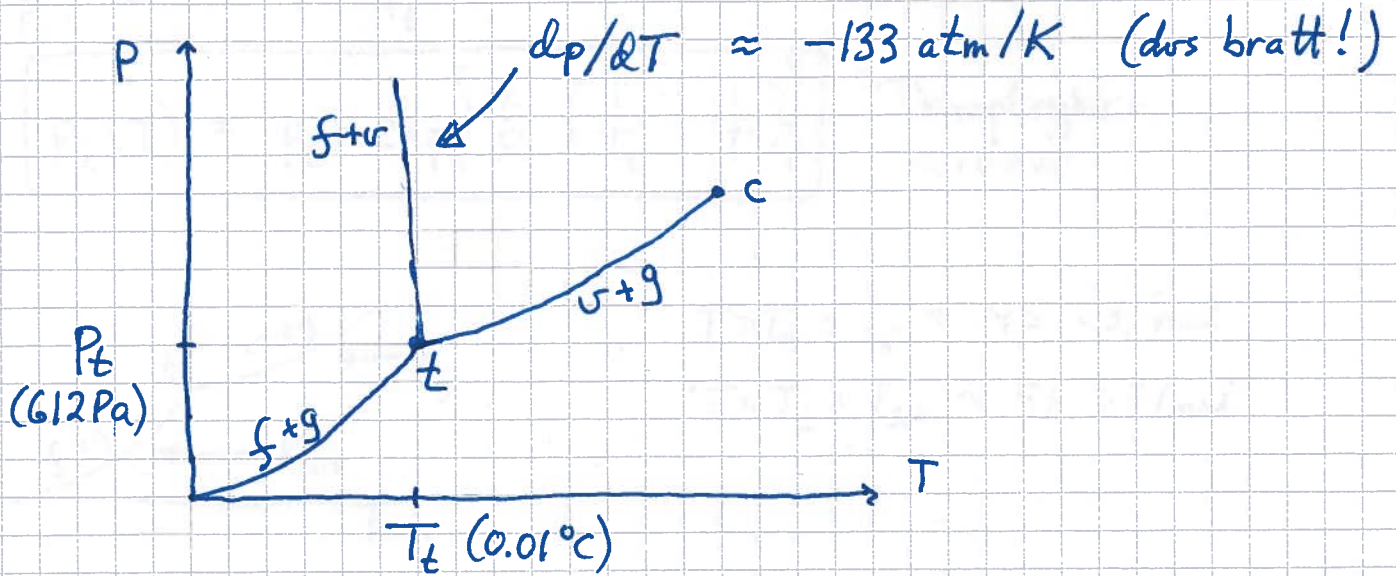
$$\Rightarrow \frac{dp}{dT} = \frac{S_1 - S_2}{V_1 - V_2} = \frac{\Delta S}{\Delta V} = \frac{L}{T \Delta V}$$

Clapeyrons ligning

L = faseovergangens latente varme



Eks: Smelting av is.  $\rho(\text{is}) = 0.9167 \text{ kg/L}$ ,  
 $\rho(\text{vann}) = 0.9998 \text{ kg/L}$  ved  $0^\circ\text{C}$ . Da er  $\Delta V = V_v - V_f < 0$ ,  
 mens  $T > 0$  og  $L_{sm} > 0$ , slik at  $dp/dT < 0$  for  
 is/vann-koeksistenslinjen.



For sublimasjon ( $f+g$ ) og fordamping ( $l+g$ ) er  
 $\Delta V \approx V_g$  siden  $V_g \gg V_f, V_l$

Anta ideell gass:  $V_g = nRT/p$

Anta at  $L = n \cdot l$  er uavhengig av  $T$ ;  
 her er  $l = L/n =$  molar latent varme.

Beregner nå enkelt damptrykk-kurvene

$p_d(T) =$  max. partialtrykk fra  $\text{H}_2\text{O}$  i  
 luft ved temperatur  $T$ ;  
 kalles gjerne metningstrykket

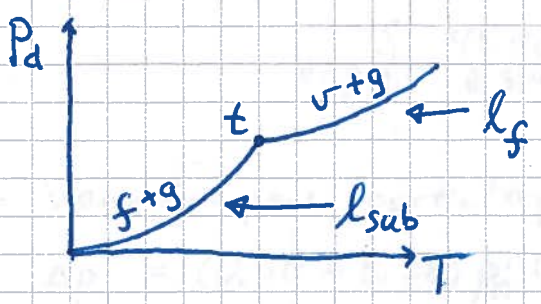
Vi vet at  $p_d = p_t \approx 612 \text{ Pa}$  ved  $T_t = 273.16 \text{ K}$   
 og velger derfor trippelpunktet som referanse.

$$\frac{dp_d}{dT} = \frac{L}{T \Delta V} = \frac{n \cdot l}{T \cdot nRT / p_d} = p_d \cdot \frac{l}{RT^2}$$

$$\Rightarrow \int_{p_t}^{p_d} \frac{dp_d}{p_d} = \frac{l}{R} \int_{T_t}^T \frac{dT}{T^2} \Rightarrow \ln \left\{ \frac{p_d}{p_t} \right\} = - \frac{l}{R} \left\{ \frac{1}{T} - \frac{1}{T_t} \right\}$$

$$\Rightarrow \boxed{p_d(T) = p_t \cdot \exp \left\{ \frac{l}{R} \left( \frac{1}{T_t} - \frac{1}{T} \right) \right\}}$$

Damptrykk-kurve



$T > T_t : l_f \approx 45 \text{ kJ/mol}$   
 $T < T_t : l_{sub} \approx 51 \text{ kJ/mol}$

Relativ luftfuktighet (RH ; relative humidity) :

Luft mettet med vanddamp :  $p_{H_2O} = p_d$

Da er  $RH = \phi = 100\%$ .

Hvis  $p_{H_2O} < p_d : \phi = 100\% \cdot p_{H_2O} / p_d$

Kan nå øke  $\phi$  ved å fordampe mer vann.

Hvis  $p_{H_2O} > p_d : \text{Vanddamp må kondensere (eller "deponere" til is) inntil } \phi = 100\%$ .

Gir skyer, tåke, kondens.



Eks: Uteluft med  $T = +3^{\circ}\text{C}$  og  $RH = 100\%$

bringes innendørs der  $T = +22^{\circ}\text{C}$ . Hva er nå  $RH$  inne?

Hvor mye vann må fordampes for å oppnå  $RH = 50\%$  i et rom på  $20\text{ m}^2$ ?

Løsning:

$$\frac{p_{\text{H}_2\text{O}}(295)}{p_d(295)} = \frac{p_d(276)}{p_d(295)} = \exp\left\{\frac{L_f}{R}\left(\frac{1}{T_t} - \frac{1}{276} - \frac{1}{T_t} + \frac{1}{295}\right)\right\}$$

$$= \exp\left\{-\frac{45 \cdot 10^3}{8.314} \cdot \left(\frac{1}{276} - \frac{1}{295}\right)\right\} \approx 0.28 \Rightarrow \underline{\underline{RH = 28\%}}$$

Vann dampens partialtrykk skal endres med

$$\Delta p = (0.50 - 0.28) p_d(295) = 0.22 \cdot 612\text{ Pa} \cdot \exp\left\{\frac{45 \cdot 10^3}{8.314} \left(\frac{1}{273.16} - \frac{1}{295}\right)\right\}$$

$$\approx 584\text{ Pa}$$

som med  $V = 20\text{ m}^2 \cdot 2.4\text{ m} = 48\text{ m}^3$  tilsvarer

$$\Delta n = \Delta p \cdot V / RT = 584 \cdot 48 / 8.314 \cdot 295 \approx 11.4\text{ mol},$$

dvs en vannmasse

$$\Delta m = 11.4\text{ mol} \cdot 18\text{ g/mol} = 206\text{ g}$$

dvs ca 2 dL vann.