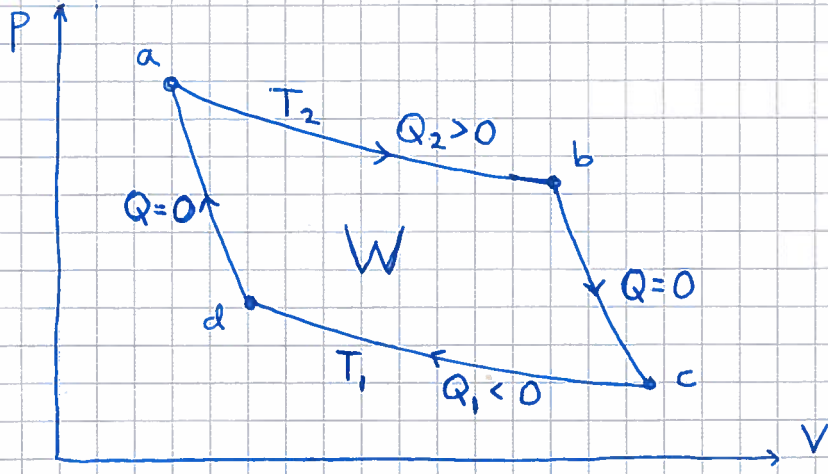


Garnotprosessen [YF 20.6 ; LHL 15.4]

Antar ideell gass; da er $pV = nRT$, $U = U(T)$;
og $T \cdot V^{\gamma-1} = \text{konst.}$ i adiabatisk prosesser ($\gamma = C_p/C_v$).



(Sadi Carnot, 1824,
fransk fysiker og
ingeniør)

2 isotermer,
2 adiabater

Virkningsgrad i en kretsprosess:

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

Varmekraftmaskin (som her):

Nytte = netto utført arbeid = W

Kostnad = tilført varme = Q_2

$$\Rightarrow \eta_c = W/Q_2$$

For hver syklus: $\Delta U = 0 \Rightarrow W = Q_2 + Q_1$ (1. lov)

$$\Rightarrow \eta_c = (Q_2 + Q_1)/Q_2 = 1 + Q_1/Q_2$$

$$Q_1 < 0 \Rightarrow \eta_c < 1$$

Skal vise at $Q_1/Q_2 = -T_1/T_2$ slik at

$\eta_c = 1 - \frac{T_1}{T_2}$

Carnotprosessens virkningsgrad

Som er max teoretisk virkningsgrad. Alle reelle varmekraft-
maskiner har $\eta < \eta_c$.

Basis for η_c :

$$Q_2 = W_{ab} = \int_{V_a}^{V_b} p(V) dV = nRT_2 \ln \frac{V_b}{V_a}$$

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

Langs de to adiabatene:

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

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

$$\Rightarrow \frac{V_c}{V_b} = \frac{V_d}{V_a} \Rightarrow \frac{V_c}{V_d} = \frac{V_b}{V_a}$$

$$\Rightarrow Q_1 = -nRT_1 \ln \frac{V_c}{V_d} = -\frac{T_1}{T_2} nRT_2 \ln \frac{V_b}{V_a} = -\frac{T_1}{T_2} Q_2$$

$$\Rightarrow Q_1/Q_2 = -T_1/T_2$$

$$\Rightarrow \eta_c = 1 - T_1/T_2 \quad (\text{ged})$$

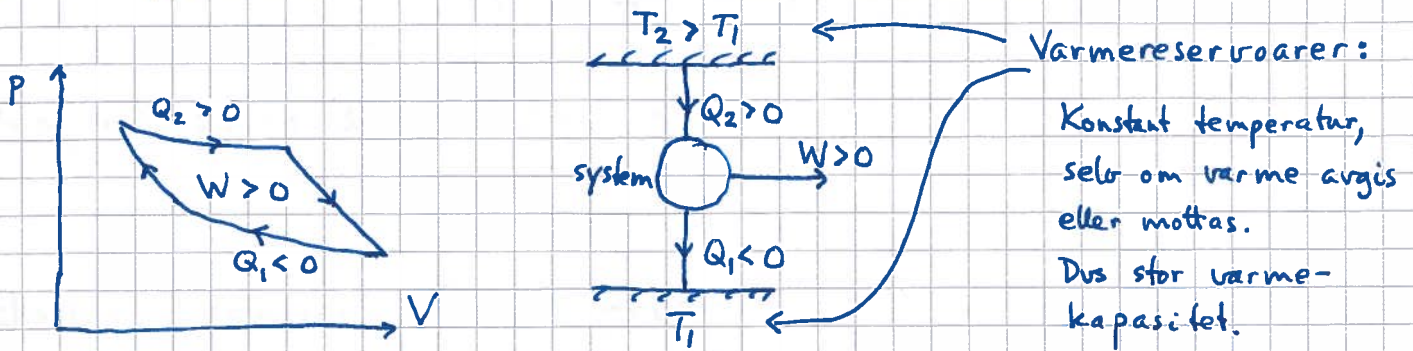
Merk: $\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} = 0$ for kretsprosessen

(mer om det straks!)

Varmekraft- og kjølemaskiner

[YF 20.2+3+4+6 ; LHL 16.3+4]

Varmekraftmaskin :



Värmereservoarer:

Konstant temperatur, selv om varme avgis eller mottas.

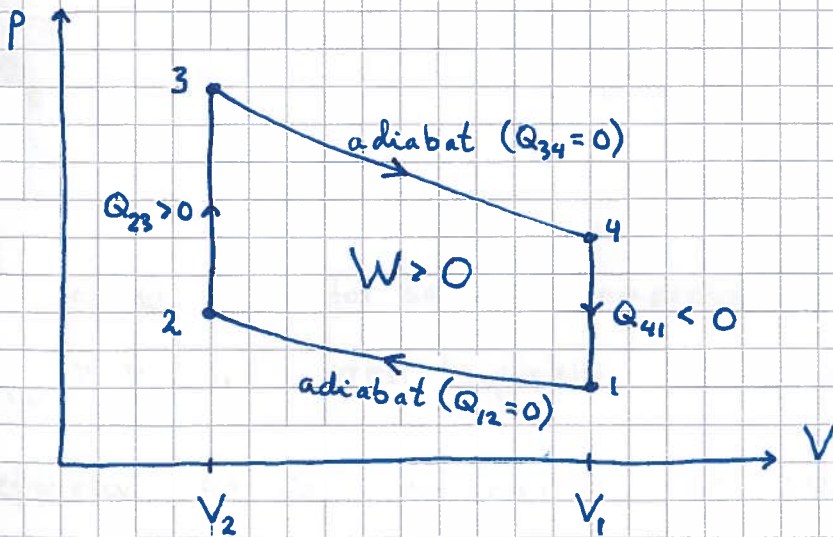
Dvs stor varmekapasitet.

Kostnad : Varme Q_2 tilført fra høytemperaturreervoar (T_2)

Nytte : Arbeidet W

Virkningsgrad : $\eta = W/Q_2$; $\eta < \eta_c = 1 - T_1/T_2 < 1$

Eks 1 : Bensinmotor og idealisert Otto-syklus



System: Luft/bensin - blanding, som forbrennes og fornyes for hver syklus.

Tilført varme : Q_{23} (forbrenning av bensinen med lite volum V_2 i sylindere)

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

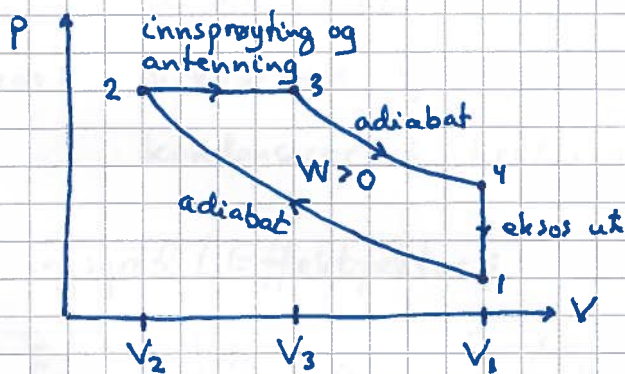
$$\text{Virkningsgrad: } \eta_o = \frac{W}{Q_{23}} = \frac{Q_{23} + Q_{41}}{Q_{23}} = 1 - \frac{|Q_{41}|}{Q_{23}} \quad (117)$$

= se evt. TFFY4106 vår 2017 s. 125....

$$= 1 - \frac{T_4}{T_3} = 1 - \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^{\gamma-1}$$

Kompresjonsforholdet: $V_1/V_2 > 1$

Eks 2: Idealisert Diesel-syklus



$$W = W_{23} + W_{34} - |W_{12}|$$

$$Q_{23} = \text{tilført varme}$$

$$\Rightarrow \eta_D = W/Q_{23}$$

Virkningsgrad:

$$\eta_D = 1 - \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^{\gamma-1} \cdot \frac{\left(\frac{V_3}{V_2}\right)^{\gamma} - 1}{\gamma \left(\frac{V_3}{V_2} - 1\right)}$$

\Rightarrow

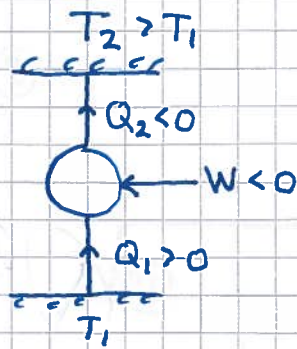
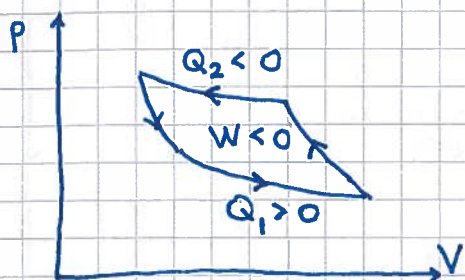
I teorien (dvs for samme kompresjonsforhold V_1/V_2) er

$\eta_o > \eta_D$, men i praksis er en dieselmotor mest

effektiv, da den kan operere ved større V_1/V_2

enn en bensinmotor.

Kjøleskap / Värmepumpe :

Kostnad: $|W|$

Nytte: Varmer Q_1 ut av kjøleskapet (T_1), eller varme $|Q_2|$ inn i stua (T_2) når varmpumpe.

System: Sirkulerende kjølevæske, som vekselvis fordampes og kondenserer i kretsprosessen.

Virkningsgrad / Effektfaktor :

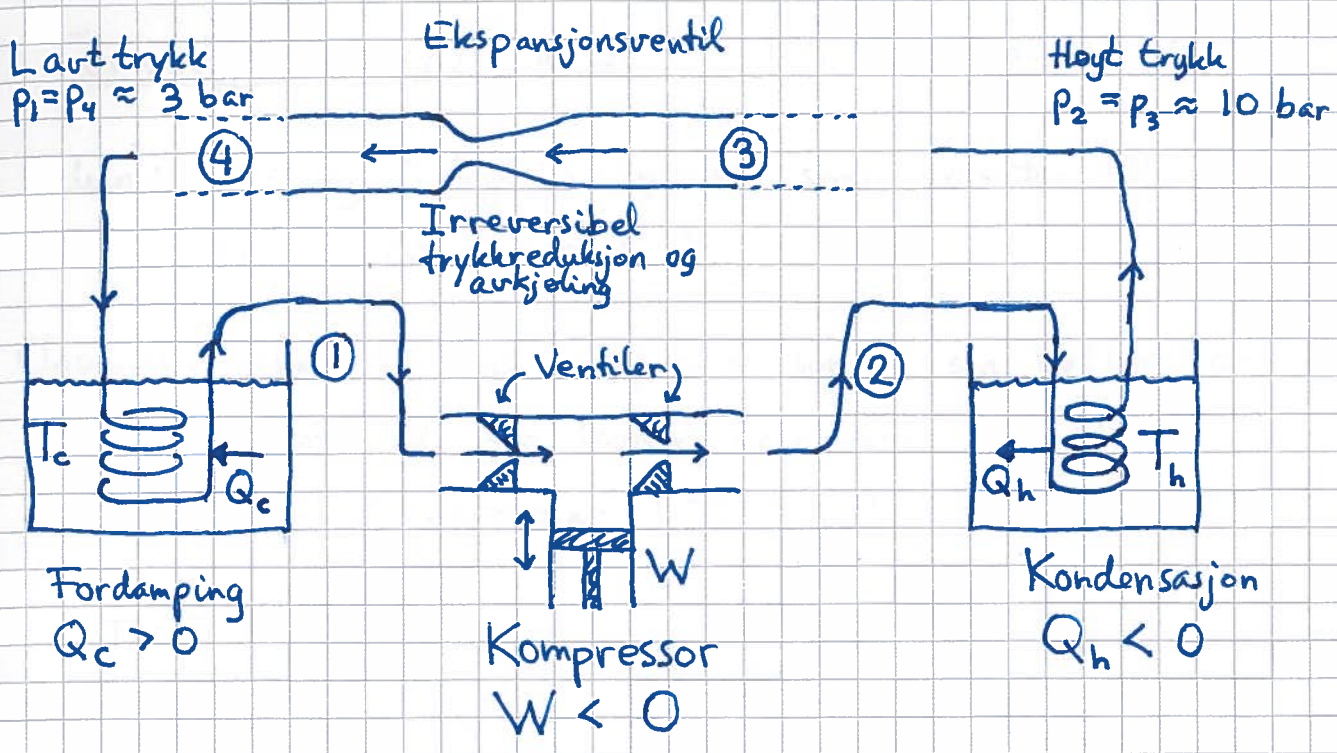
$$\epsilon_K = |Q_1 / W| \quad (\text{kjøleskap})$$

$$\epsilon_V = |Q_2 / W| \quad (\text{varmpumpe})$$

Teoretiske max-verdier med reversibel Carnot-prosessen:

$$\epsilon_K^c = \left| \frac{Q_1}{Q_1 + Q_2} \right| = \left| 1 + \frac{Q_2}{Q_1} \right|^{-1} = \left| 1 - \frac{T_2}{T_1} \right|^{-1} = \frac{T_1}{T_2 - T_1} > 0$$

$$\epsilon_V^c = \left| \frac{Q_2}{Q_2 + Q_1} \right| = \dots = \frac{T_2}{T_2 - T_1} > 1$$

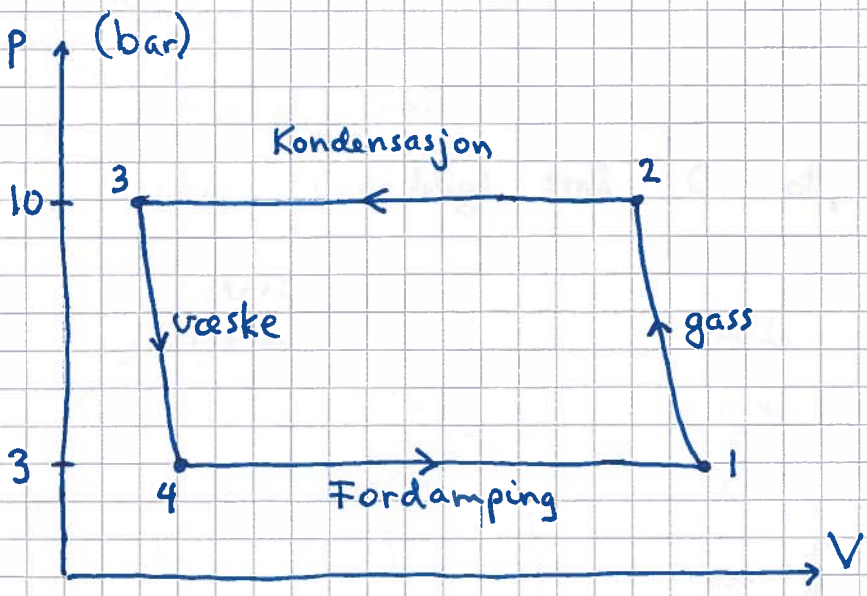


Omtrentlige temperaturer ($^{\circ}\text{C}$):

$T_1 = 3, T_2 = 40, T_h = 23$ ("stua"!), $T_3 = 26,$

$T_4 = -1, T_c = 4$ ("kjøleskapet"!)

Prosessen i pV-diagram:



Termodynamikkens 2. lov

[YF 20; LHL 16,17]

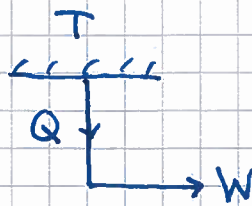
(120)

Kelvin: Umulig å lage kretsprosess som omsetter all tilført varme Q i nyttig arbeid W .

Clausius: Umulig å lage kretsprosess som i sin helhet overfører varme Q fra lavtemp.reservoar (T_1) til høyttemp.reservoar ($T_2 > T_1$).



Ikke mulig.



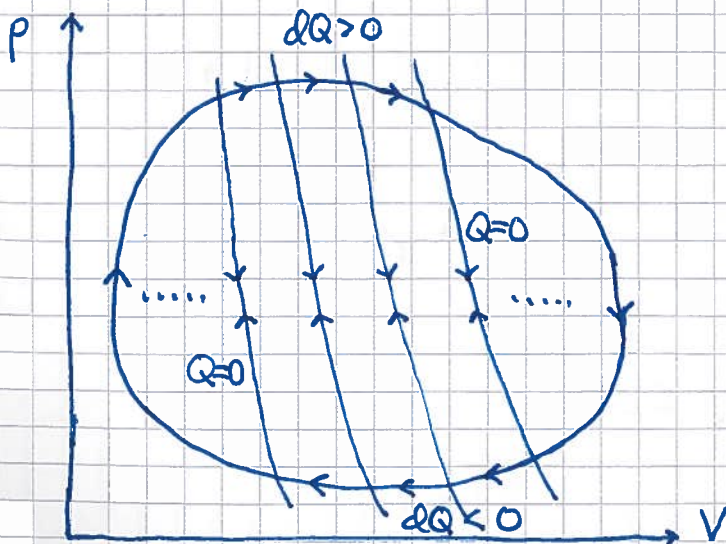
Ikke mulig.

Entropi

[YF 20.7; LHL 17.1]

For reversibel Carnot-prosess (s.115): $\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} = 0$

Vilkårlig reversibel kretsprosess kan oppfattes som sum av (uendelig) mange (uendelig) små Carnotprosesser:



Alle "indre" adiabatener kjøres opp og ned, og gir netto intet bidrag

$$\Rightarrow \oint \frac{dQ}{T} = 0$$

for den vilkårlige ("ytre") kretsprosessen

Da er dQ/T endringen i en tilstandsfunksjon, som vi kaller entropi, med symbolet S :

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

1. lov: $dQ = dU + dW$

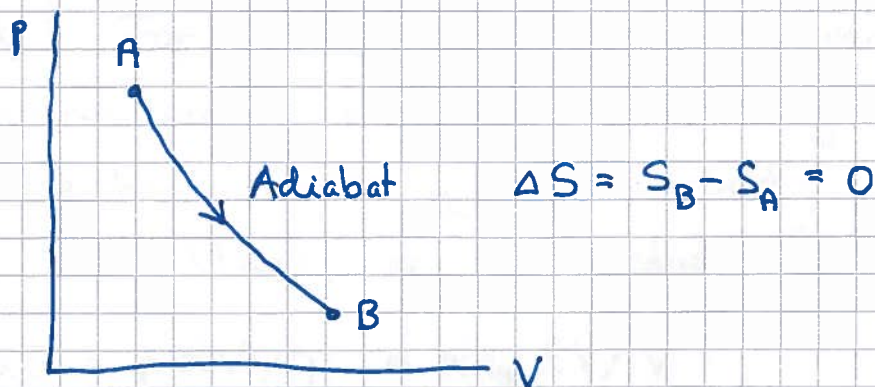
Med $dW = p dV$ og $dQ = T dS$ fås

$$T dS = dU + p dV$$

som er den termodynamiske identitet, 1. lov utelukkende uttrykt ved tilstandsfunksjoner!

Isentropisk prosess:

I en reversibel adiabatisk prosess er $dQ = 0$,
dvs $dS = 0$, dvs $S = \text{konstant}$



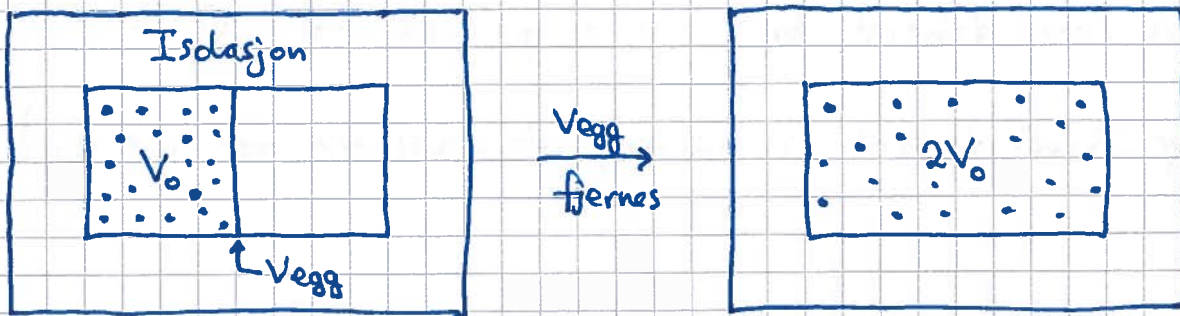
Boltzmanns ^{mikroskopiske} beskrivelse av entropi: [YF 20.8; LHL 17.11]

$$S = k_B \ln \Omega$$

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

Vi viser at $dS = dQ/T$ og $S = k_B \ln \Omega$ uttrykker det samme med et konkret eksempel:

Hva er ΔS for en spontan, irreversibel utvidelse av en ideell gass i et varmeisolert system?



Løsning 1: $\Delta Q = 0$, men $\Delta S \neq \Delta Q/T$ fordi prosessen er irreversibel! For å beregne ΔS må vi regne på en tenkt reversibel prosess, med samme start- og slutt-tilstand som vi faktisk har. Gassen gjør ikke arbeid, $\Delta W = 0$. Da er $\Delta U = 0$ (1. lov), og $T = \text{konstant}$ (siden $U = U(T)$).

Dermed: $dS = p dV/T = Nk_B dV/V$

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

Løsning 2: Vi tenker oss V_0 delt inn i M meget små delvolum Δ . Da har hver partikkel M mulige posisjoner før og $2M$ etter utvidelsen fra V_0 til $2V_0$.

$$\Rightarrow \Omega_{\text{før}} = M^N, \quad \Omega_{\text{etter}} = (2M)^N$$

$$\Rightarrow \Delta S = S_{\text{etter}} - S_{\text{før}} = k_B \ln (2M)^N - k_B \ln M^N = k_B \ln 2^N = \underline{\underline{Nk_B \ln 2}}$$

... som vi fant med termodynamikk!

- Økt volumen gir økt entropi
- Spontane prosesser går i en bestemt retning, ^{en} (den) som tilsvarer at entropien øker
- $\Delta S \geq 0$ for alle prosesser i et termisk isolert system
($\Delta S = 0$ for alle reversible prosesser i termisk isolert system)

• 1. og 2. lov oppsummert:

Energien er bevart.

Entropien øker.

