

Se il gas perfetto è invece formato da molecole bi-atomiche, oltre a traslare la molecola può anche ruotare: si può mostrare in questo caso che i gradi di libertà su cui si equipartisce l'energia sono 5 (3 traslazionali, più due rotazionali) e si trova

$$E_{int} = \frac{5}{2}nRT \quad \text{gas ideale bi-atomico}$$

Per molecole più complesse si hanno più gradi di libertà e l'energia interna aumenta ma è sempre proporzionale alla temperatura del gas.

☆ **Calore specifico (molare) a volume costante.**

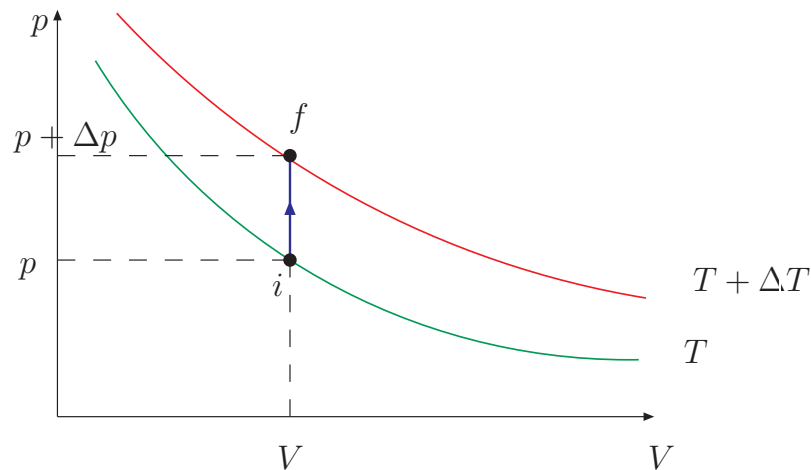
Nei gas ci si riferisce a moli di sostanze e si definisce il **calore specifico molare** mediante la relazione

$$Q = nc\Delta T$$

dove n è il numero di moli del gas e Q è la quantità di calore scambiato per far variare la temperatura di ΔT . In altre parole il calore il calore specifico molare è la capacità termica di una mole di sostanza: $C = nc$.

In un gas il calore specifico dipende dal modo con in avviene lo scambio di calore.

Consideriamo una trasformazione che avviene a **V costante**: a partire dallo stato i si somministra al gas del calore lentamente in modo che T aumenti



di ΔT e la pressione di Δp . Sia f lo stato finale del gas.

Il calore Q_V fornito nella trasformazione $i \rightarrow f$ è legato a ΔT :

$$Q_V = nc_V \Delta T$$

dove **c_V è il calore specifico molare a volume costante.**

Per la prima legge della termodinamica

$$\Delta E_{int} = Q_V - L = nc_V \Delta T \quad (V = \text{cost} \rightarrow L = 0)$$

Dalla teoria cinetica dei gas, se il gas ideale è monoatomico $E_{int} = 3nRT/2$, quindi $\Delta E_{int} = 3nR\Delta T/2 \rightarrow$

$$c_V = \frac{3}{2}R = 12.5 \text{ J}/(\text{mole} \cdot \text{K}) \quad \text{gas perfetto monoatomico}$$

Analogamente

$$c_V = \frac{5}{2}R = 20.8 \text{ J}/(\text{mole} \cdot \text{K}) \quad \text{gas perfetto biatomico}$$

Questi valori per c_V sono in buon accordo con i dati sperimentali. Ad es. per He $c_V = 12.5$, per Ar $c_V = 12.6$, per O_2 $c_V = 20.8$.

Consideriamo ora la trasformazione $i \rightarrow f'$ in cui la temperatura del gas aumenta della stessa quantità ΔT considerata prima ma che avviene a **pressione costante**.

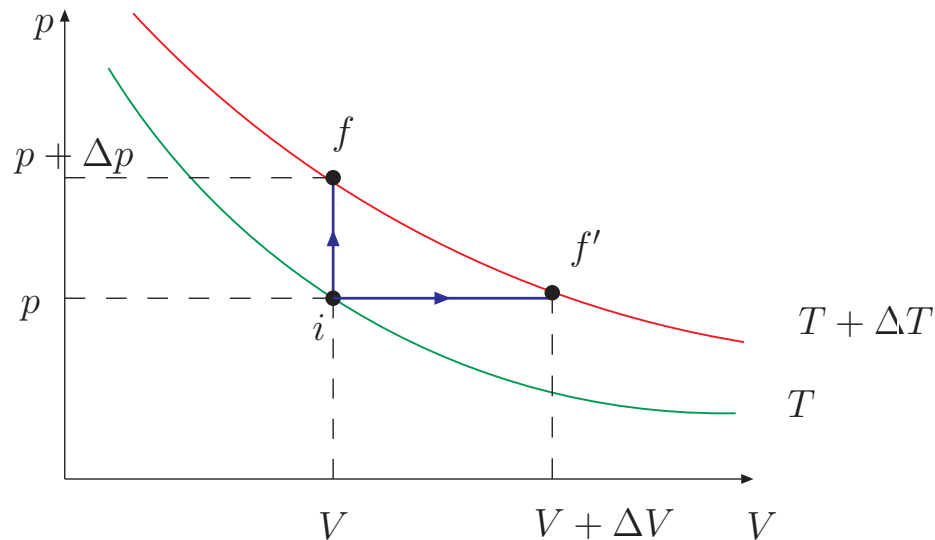
Il gas compie un lavoro

$$L = p\Delta V > 0$$

e assorbe il calore

$$Q_p = nc_p\Delta T$$

dove c_p è il calore specifico molare a **pressione costante**.



Per la prima legge della termodinamica

$$Q_p = \Delta E_{int} + p\Delta V$$

Le due trasformazioni $i \rightarrow f$ e $i \rightarrow f'$ hanno la stessa variazione dell'energia interna, in quanto E_{int} è proporzionale a T e trasformazioni con ΔT uguali hanno ΔE_{int} uguali.

Nella trasformazione $i \rightarrow f$, $\Delta E_{int} = Q_V$, quindi $Q_p > Q_V$: la quantità di calore che bisogna fornire a una data quantità di gas per far aumentare la sua temperatura di ΔT è maggiore se la trasformazione avviene a pressione costante rispetto a quella a volume costante.

Possiamo legare c_p a c_V :

$$nc_p\Delta T = nc_V\Delta T + p\Delta V$$

Dall'equazione di stato dei gas ideali $pV = nRT$, in una trasformazione isobara $p\Delta V = nR\Delta T$, quindi

$$nc_p\Delta T = nc_V\Delta T + nR\Delta T \quad \rightarrow$$

$$c_p = c_V + R \quad \text{relazione di Mayer}$$

Sperimentalmente per i calori specifici dei gas perfetti si trova:

- a) per gas monoatomici (es. elio, neon, argon): $c_V = \frac{3}{2}R$ e $c_p = \frac{5}{2}R$ costanti per un ampio intervallo di temperature;
- b) per alcuni gas biatomici (es. idrogeno, azoto): $c_V = \frac{5}{2}R$ e $c_p = \frac{7}{2}R$ a temperatura ordinaria, mentre a temperature superiori, c_p e c_V crescono lentamente;
- c) altri gas biatomici (ossigeno, fluoro, cloro, bromo) e i gas ideali poliatomici hanno calori specifici variabili con la temperatura.

Questo diverso comportamento è spiegato dal fatto che, a differenza dei gas monoatomici, all'energia interna contribuisce non solo il moto traslazionale delle molecole ma anche altri moti (rotazionali, oscillatori).

Possiamo generalizzare l'equazione che dà l'energia interna di un gas perfetto qualunque introducendo il calore specifico a volume costante c_V del gas considerato

$$E_{int} = nc_V T$$

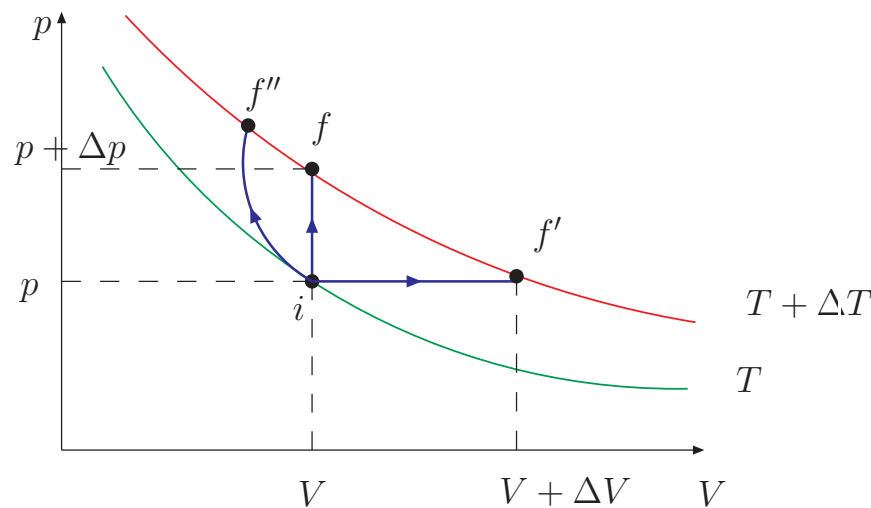
Per una trasformazione qualunque $i \rightarrow f''$ in cui la temperatura del gas varia di ΔT si ha

$$\Delta E_{int} = nc_V \Delta T$$

Le tre trasformazioni in figura hanno diversi Q e L , così come sono diversi i valori finali di p e V , ma **la variazione**

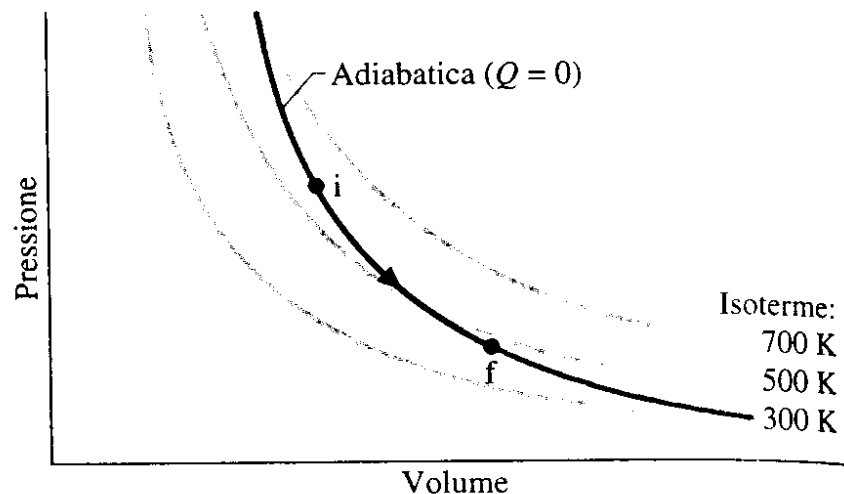
dell'energia interna è sempre la stessa in quanto tutte e tre le trasformazioni comportano la stessa variazione di T .

ΔE_{int} coincide con il calore scambiato dal gas nella trasformazione a $V = \text{cost.}$



☆ Trasformazione adiabatica di un gas perfetto

Si dice **adiabatica** una trasformazione che avviene **senza scambi di calore**: $Q = 0$. Il sistema può solo scambiare lavoro (cioè le pareti del contenitore sono isolanti e mobili). Per la prima legge della termodinamica



$$\Delta E_{int} = -L$$

Se il gas si espande $L > 0$, $\Delta E_{int} < 0$ e $\Delta T < 0$:

in una espansione adiabatica il gas si raffredda: T diminuisce perchè il gas compie un lavoro > 0 a spese dell'energia interna.

Viceversa in una **compressione adiabatica il gas si riscalda** (il lavoro è negativo, $\Delta E_{int} > 0$ e T aumenta).

Ricaviamo le equazioni per una trasformazione adiabatica reversibile di un gas perfetto.

In una trasformazione adiabatica infinitesima il volume varia di dV , quindi

$$L = pdV = \frac{nRT}{V}dV$$

Ma vale anche

$$L = -dE_{int} = -nc_VdT$$

Uguagliando le due espressioni si trova

$$nc_VdT = -\frac{nRT}{V}dV \quad \rightarrow \quad \frac{dT}{T} = -\frac{R}{c_V} \frac{dV}{V}$$

Integrando questa relazione tra lo stato i e lo stato f (supposto c_V costante)

$$\int_{T_i}^{T_f} \frac{dT}{T} = -\frac{R}{c_V} \int_{V_i}^{V_f} \frac{dV}{V} \quad \rightarrow \quad \ln \frac{T_f}{T_i} = -\frac{R}{c_V} \ln \frac{V_f}{V_i} = \ln \left(\frac{V_i}{V_f} \right)^{\frac{R}{c_V}}$$

Essendo

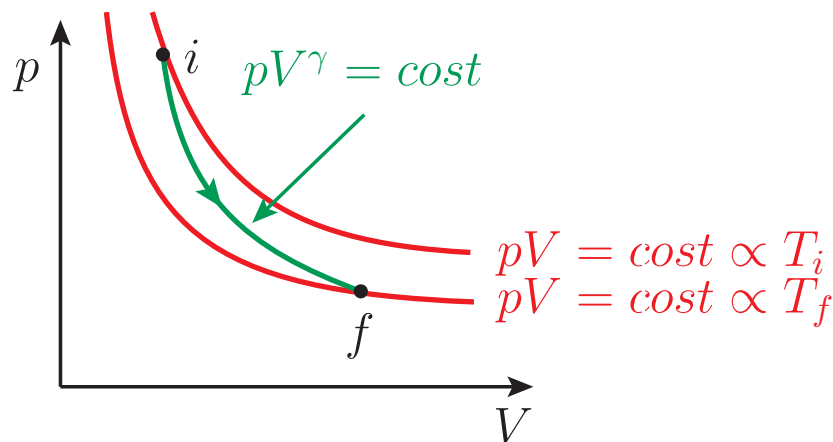
$$c_p = c_V + R \quad \rightarrow \quad \frac{R}{c_V} = \frac{c_p - c_V}{c_V} = \frac{c_p}{c_V} - 1 = \gamma - 1$$

dove abbiamo definito

$$\gamma = \frac{c_p}{c_V} \quad (\text{n.b.: } \gamma > 1, \text{ es. } \gamma = \frac{5}{3} \text{ per un gas monoatomico})$$

Quindi si ha

$$\ln \frac{T_f}{T_i} = \ln \left(\frac{V_i}{V_f} \right)^{\gamma-1} \rightarrow \frac{T_f}{T_i} = \left(\frac{V_i}{V_f} \right)^{\gamma-1} \rightarrow T_i V_i^{\gamma-1} = T_f V_f^{\gamma-1}$$



trasformazione adiabatica:

$$TV^{\gamma-1} = \text{costante}$$

o equivalentemente (utilizzando la legge dei gas perfetti)

$$p V^{\gamma} = \text{costante} \quad \text{e}$$

$$T p^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} = \text{costante}$$

Queste equazioni descrivono una trasformazione adiabatica (reversibile) di un gas ideale.

N.B. anche l'espansione libera è una trasformazione adiabatica: in essa però il lavoro svolto è nullo e l'energia interna e la temperatura non variano. Le equazioni precedenti **non si applicano all'espansione libera**, anche se questa è una trasformazione adiabatica.

☆ Trasformazioni isobare di un gas ideale - Entalpia

Molti processi avvengono in natura a pressione costante (ad es. quella atmosferica). Per le trasformazioni a pressione costante è utile introdurre una nuova funzione di stato, detta entalpia

$$H = E_{int} + pV \quad \text{entalpia}$$

l'entalpia è una funzione di stato, in quanto E_{int} , p e V sono variabili di stato. In un gas ideale l'entalpia è funzione solo della temperatura (come E_{int} e il prodotto pV).

Per una trasformazione qualsiasi infinitesima

$$dH = dE_{int} + d(pV) = nc_V dT + nR dT = nc_p dT$$

(dove si è usata la relazione di Mayer $c_p - c_V = R$).

Questo permette di definire il calore specifico a pressione costante in funzione dell'entalpia:

$$\Delta H = nc_p \Delta T \implies c_p = \frac{1}{n} \frac{\Delta H}{\Delta T}$$

Se la trasformazione avviene a $p = \text{cost}$, la variazione della entalpia è pari al calore scambiato: $\Delta H = Q_p$

N.B.: È utile confrontare con trasformazione a $V = \text{cost}$

$$\Delta E_{int} = Q_V = nc_V \Delta T \implies c_V = \frac{1}{n} \frac{\Delta E_{int}}{\Delta T}$$

☆ Entropia

In una **trasformazione infinitesima reversibile** di un gas perfetto il calore scambiato è

$$\delta Q = dE_{int} + \delta L = nc_V dT + p dV = nc_V dT + \frac{nRT}{V} dV$$

Sappiamo che il calore dipende dalla trasformazione, infatti

$$\int_i^f \delta Q = nc_V \int_{T_i}^{T_f} dT + nR \int_{V_i}^{V_f} T \frac{dV}{V}$$

il secondo termine dipende dalla trasformazione (da come T dipende da V). Mentre la quantità

$$\frac{\delta Q}{T} = nc_V \frac{dT}{T} + nR \frac{dV}{V}$$

integrata tra gli stati i e f

$$\int_i^f \frac{\delta Q}{T} = nc_V \int_{T_i}^{T_f} \frac{dT}{T} + nR \int_{V_i}^{V_f} \frac{dV}{V} = nc_V \ln \frac{T_f}{T_i} + nR \ln \frac{V_f}{V_i}$$

dipende solo dagli stati i e f . Definiamo perciò la funzione di stato S , detta **entropia**, tale per cui la sua variazione dS è

$$dS = \frac{\delta Q}{T}$$

Integrando tra gli stati i e f

$$S_f - S_i = nc_V \ln \frac{T_f}{T_i} + nR \ln \frac{V_f}{V_i} \quad (*)$$

La variazione infinitesima di entropia è uguale al calore scambiato nella trasformazione diviso per la temperatura a cui avviene la trasformazione.

In particolare, in una **trasformazione adiabatica** $dS = 0$.

Usando $R = (\gamma - 1)c_V$, si trovano altre espressioni di ΔS equivalenti a (*)

$$S_f - S_i = nc_V \ln \frac{T_f V_f^{\gamma-1}}{T_i V_i^{\gamma-1}} = nc_V \ln \frac{p_f V_f^{\gamma}}{p_i V_i^{\gamma}} = nc_p \ln \frac{T_f p_f^{(1-\gamma)/\gamma}}{T_i p_i^{(1-\gamma)/\gamma}}$$

In particolare:

trasf. isoterma ($T_i = T_f$) :

$$S_f - S_i = nc_V \ln \frac{V_f^{\gamma-1}}{V_i^{\gamma-1}}$$

trasf. isocora ($V_i = V_f$) :

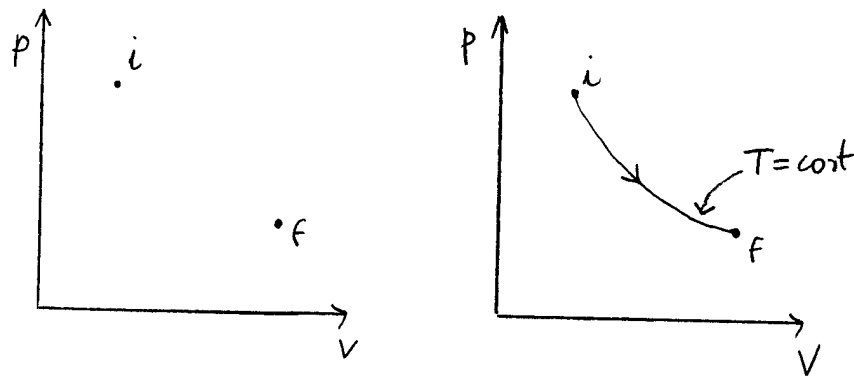
$$S_f - S_i = nc_V \ln \frac{T_f}{T_i}$$

trasf. isobara ($p_i = p_f$) :

$$S_f - S_i = nc_p \ln \frac{T_f}{T_i}$$

N.B.: $c_p > c_V$: la variazione di entropia in una trasformazione isobara è maggiore di quella che si ha in una trasformazione isocora (a parità di temperatura iniziale e finale, esattamente come succede per il calore scambiato).

L'entropia è una funzione di stato: la sua variazione ΔS nella trasformazione $i \rightarrow f$ è indipendente dalla trasformazione, che può essere anche non reversibile, come **l'espansione libera di un gas perfetto**.



Lo stato iniziale e finale di questa trasformazione sono rappresentati da due punti nel piano pV che stanno sulla stessa isoterma. $\Rightarrow$ **La variazione di entropia nell'espansione libera è uguale a quella che si ha nell'espansione isoterma reversibile che collega i a f**

$$\Delta S = S_f - S_i = \frac{1}{T} \int_i^f dQ = \frac{Q}{T} \quad \text{trasformazione isoterma}$$

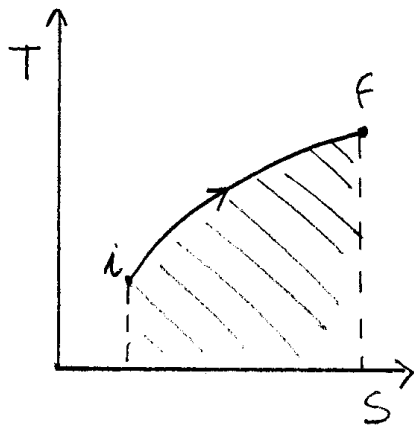
dove Q è il calore ceduto dalla sorgente al sistema (cioè al gas che si è espanso) durante il processo isoterma. Quindi $Q > 0$ come la variazione di entropia.

L'entropia è una funzione di stato e può essere presa come variabile indipendente (assieme ad un'altra) per descrivere il sistema, es. S e T . Per trasformazioni reversibili possiamo considerare i **diagrammi nel piano (S, T)** (analogamente ai diagrammi nel piano (p, V) considerati finora).

$$dS = \frac{dQ}{T} \quad \Rightarrow \quad dQ = TdS$$

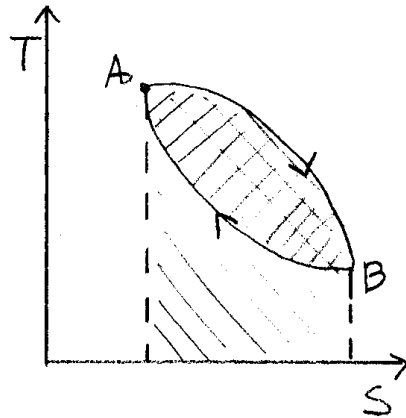
integrando tra lo stato i e lo stato f

$$Q = \int_i^f TdS$$



il calore scambiato in una trasformazione reversibile è dato dall'area superficie sottesa dalla curva della temperatura nel piano (S, T) (e ovviamente dipende dalla trasformazione).

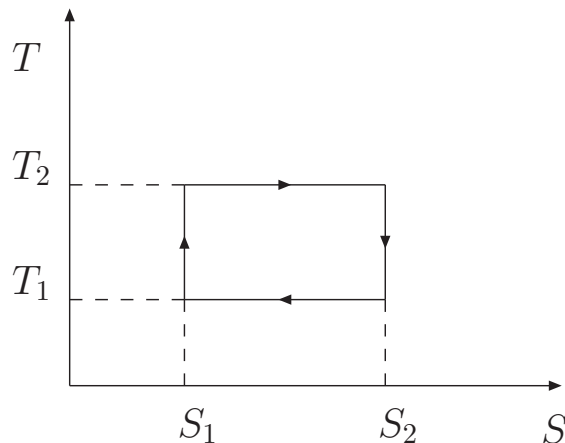
Per una trasformazione ciclica reversibile, il ciclo delimita nel piano (S, T) un'area pari alla **somma algebrica dei calori scambiati in totale dal sistema:**



$$Q = Q_A + Q_C$$

$Q_A > 0$ è il calore assorbito nella trasformazione $A \rightarrow B$ (l'entropia aumenta); $Q_C < 0$ è il calore ceduto nella trasformazione $B \rightarrow A$ (l'entropia diminuisce). Q è positivo se il ciclo è percorso in senso orario, mentre è negativo se il ciclo è percorso in senso antiorario.

In tutti i casi, per il primo principio, quest'area è uguale anche al lavoro compiuto durante il ciclo.



Nel piano (S, T) una trasformazione **isoterma reversibile è rappresentata da una linea orizzontale** ($T = \text{cost.}$); una trasformazione **adiabatica da una linea verticale** ($S = \text{cost.} \Leftrightarrow dQ = 0$);

☆ Trasformazioni cicliche

Sono trasformazioni in cui lo stato iniziale coincide con quello finale: per il primo principio $Q = L$. Se durante il ciclo viene prodotto lavoro ($L > 0$), assorbendo calore da sorgenti esterne, il ciclo è detto **termico** (macchina termica). Se invece durante un ciclo viene richiesto un lavoro esterno ($L < 0$) estraendo calore dal sistema, il ciclo è detto **frigorifero** (macchina frigorifera).

Il ciclo è costituito da varie trasformazioni e possiamo scrivere il calore complessivo scambiato come

$$Q = Q_A + Q_C$$

dove $Q_A > 0$ rappresenta la somma dei calori assorbiti e $Q_C < 0$ la somma dei calori ceduti. Analogamente il lavoro

$$L = L_F + L_S$$

in cui $L_F > 0$ è la somma dei lavori compiuti e $L_S < 0$ è la somma dei lavori subiti dal sistema.

Per un **ciclo termico** si definisce **rendimento** la quantità

$$\eta = \frac{L}{Q_A} = \frac{Q_A + Q_C}{Q_A} = 1 + \frac{Q_C}{Q_A} = 1 - \frac{|Q_C|}{Q_A}$$

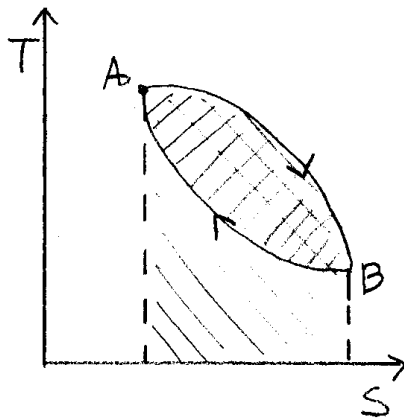
il rendimento è quindi la percentuale di calore assorbito che viene trasformata in lavoro.

Dato che l'energia si conserva, se si somministra alla macchina termica una certa quantità di energia termica, Q_A , in linea di principio si potrebbe ottenere un lavoro che al massimo è pari a Q_A . In realtà il rendimento è sempre minore di 1, quindi non tutta l'energia termica data al sistema può essere convertita in lavoro. Si ha cioè:

$$0 \leq \eta < 1 \quad \text{cioè} \quad L < Q_A, \quad |Q_C| \leq Q_A, \quad Q_C \neq 0$$

In un ciclo termico solo una frazione < 1 del calore assorbito viene trasformata in lavoro, c'è sempre del calore ceduto.

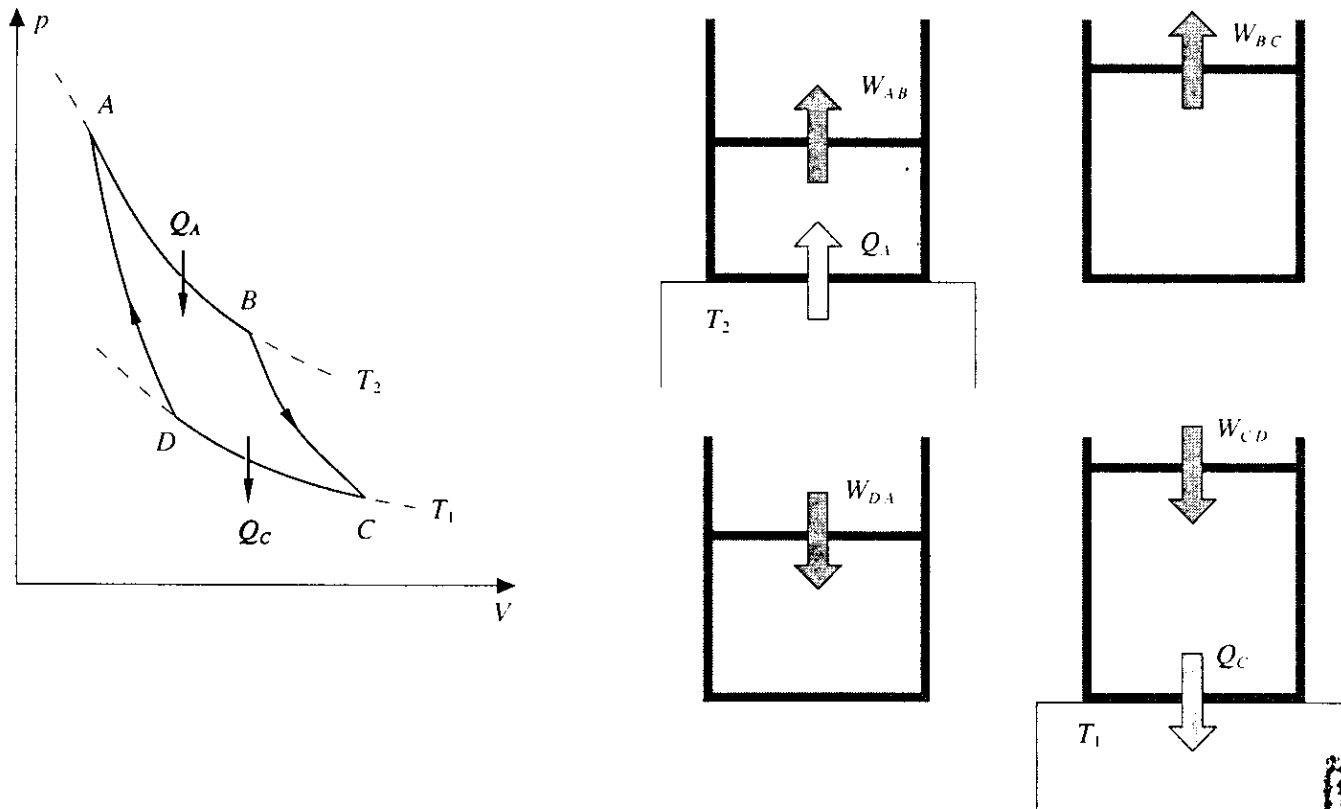
Questo è ben evidente se si disegna il ciclo nel piano (S, T) . Un ciclo termico ($Q > 0$) è percorso in verso orario.



Il lavoro totale è dato dall'area racchiusa dal ciclo mentre il calore assorbito è dato dall'area totale sottesa dalla curva $A \rightarrow B$, quindi η che è il rapporto tra queste due aree è sempre $\eta < 1$.

☆ Ciclo di Carnot

È costituito da quattro trasformazioni reversibili:



- 1) trasformazione AB : **espansione isoterma reversibile**
- 2) trasformazione BC : **espansione adiabatica reversibile**
- 3) trasformazione CD : **compressione isoterma reversibile**
- 4) trasformazione DA : **compressione adiabatica reversibile**

Nello stato A il gas è in equilibrio a contatto termico con una sorgente di calore a temperatura T_2 . Supponiamo che l'espansione isoterma AB sia una serie di trasformazioni infinitesime in cui la pressione diminuisce di dp e il gas si espande di dV raffreddandosi di dT : si ha quindi una cessione di calore dalla sorgente a temperatura T_2 e il gas ritorna alla temperatura T_2 . Come risultato il gas **passa dallo stato A allo stato B assorbendo il calore Q_A pari al lavoro L_{AB} fatto dal gas nell'espansione isoterma**

$$L_{AB} = nRT_2 \ln \frac{V_B}{V_A} = Q_A$$

Nella trasformazione BC il gas è isolato da qualsiasi sorgente di calore e il gas passa dallo stato $B(p_B, V_B, T_2)$ allo stato $C(p_C, V_C, T_1)$ con $T_1 < T_2$ e

$$T_2 V_B^{\gamma-1} = T_1 V_C^{\gamma-1} \quad (*)$$

Il lavoro fatto dal gas è $L_{BC} = -\Delta E_{int} = nc_V(T_2 - T_1)$.

Nella trasformazione CD il gas è a contatto termico con una sorgente di calore alla temperatura T_1 : se la pressione aumenta di dp , il gas si comprime di dV e aumenta la sua temperatura di dT ; il gas quindi cede dQ alla sorgente e ritorna alla temperatura T_1 . Il calore totale ceduto è

$$Q_C = nRT_1 \ln \frac{V_D}{V_C} = L_{CD}$$

ed è negativo come il lavoro perchè $V_D < V_C$.

Nella trasformazione DA il gas è isolato termicamente e ritorna allo stato iniziale con

$$T_2 V_A^{\gamma-1} = T_1 V_D^{\gamma-1} \quad (**)$$

Il lavoro del gas è $L_{DA} = -\Delta E_{int} = n c_V (T_1 - T_2) = -L_{BC}$ (si assume γ costante). Sommando tutti i contributi

$$Q = Q_A + Q_C = L = L_{AB} + L_{BC} + L_{CD} + L_{DA} = L_{AB} + L_{CD}$$

Il rendimento del ciclo è

$$\eta = 1 + \frac{Q_C}{Q_A} = 1 + \frac{n R T_1 \ln(V_D/V_C)}{n R T_2 \ln(V_B/V_A)} = 1 - \frac{T_1 \ln(V_C/V_D)}{T_2 \ln(V_B/V_A)}$$

Usando le relazioni (*) e (**) si ha $V_B/V_A = V_C/V_D$ e quindi

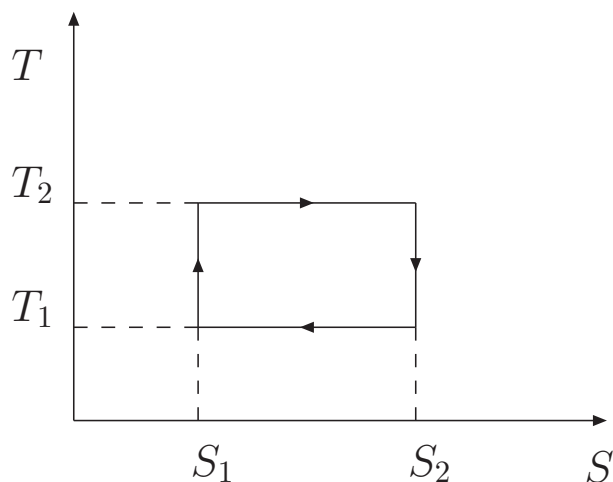
$$\eta = 1 - \frac{T_1}{T_2} \quad \text{rendimento ciclo Carnot}$$

Il rendimento del ciclo dipende solo dalla temperatura delle sorgenti con cui il gas scambia calore. Poichè $T_1 < T_2$, si ha $0 < \eta < 1$. Inoltre $Q_A > |Q_C|$ e il gas assorbe complessivamente calore ($Q > 0$) e produce lavoro $L = Q_A + Q_C < Q_A$: **il calore assorbito non si trasforma totalmente in lavoro, una parte viene ceduta restando sotto forma di calore scambiato.**

Si può vedere che $\eta < 1$ anche dal calcolo della variazione di entropia. Complessivamente nel ciclo $\Delta S = 0$, perchè l'entropia è una variabile di stato, quindi $0 = \Delta S_{AB} + \Delta S_{CD}$ (nelle trasformazioni adiabatiche $\Delta S = 0$):

$$0 = \frac{Q_A}{T_2} + \frac{Q_C}{T_1} \rightarrow \frac{Q_A}{T_2} = \frac{|Q_C|}{T_1} \rightarrow Q_A > |Q_C|, \quad (T_1 < T_2)$$

Nel piano (S, T) un ciclo di Carnot è rappresentato da un rettangolo: l'espansione isoterma alla temperatura T_2 è rappresentata dalla linea orizzontale $T = T_2$; l'espansione adiabatica dalla linea verticale $S = S_2$; la compressione isoterma dalla linea orizzontale $T = T_1$; la compressione adiabatica dalla linea verticale $S = S_1$



$$Q_A = T_2(S_2 - S_1)$$

$$Q_C = T_1(S_1 - S_2)$$

$$L = Q_A + Q_C = (T_2 - T_1)(S_2 - S_1)$$

$$\eta = \frac{L}{Q_A} = 1 - \frac{T_1}{T_2}$$

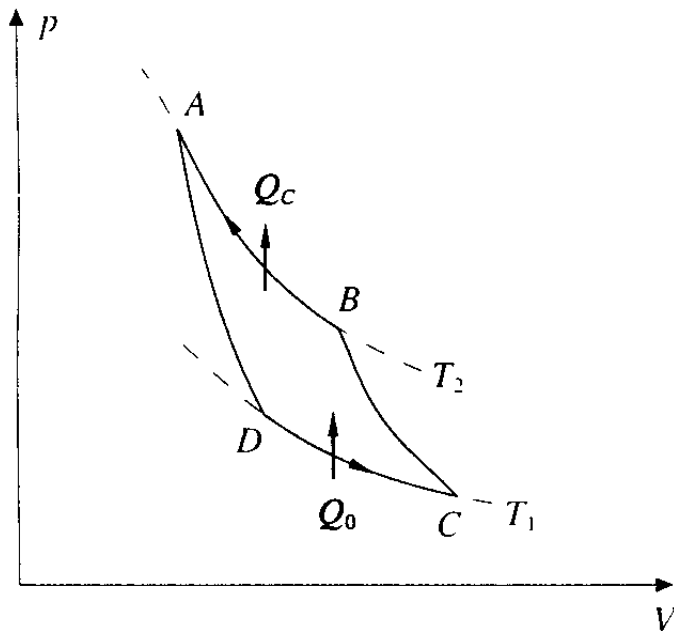
Anche se il primo principio della termodinamica non pone limiti alle trasformazioni di energia da una forma all'altra, la trasformazione del calore in lavoro è limitata (mentre è possibile trasformare tutto il lavoro in calore, per esempio sfruttando l'attrito). **Questo fatto è una espressione del secondo principio della termodinamica:** non esiste un ciclo di trasformazioni che dia come unico risultato l'acquisizione di calore da una sorgente termica e la sua totale trasformazione in lavoro (enunciato di Kelvin).

☆ Cicli frigoriferi

In un ciclo frigorifero il sistema complessivamente assorbe lavoro e cede calore $Q = L < 0$. Nel caso più semplice il sistema assorbe il calore Q_0 dalla sorgente fredda e cede calore Q_C a una sorgente calda: **risulta sempre $|Q_C| > Q_0$** . Quindi $L = Q_0 + Q_C = Q_0 - |Q_C| < 0$: occorre sempre compiere un lavoro sul sistema. Si definisce **efficienza** di un ciclo frigorifero il rapporto

$$\xi = \frac{Q_0}{|L|} = \frac{Q_0}{|Q_0 + Q_C|}$$

Un ciclo di Carnot percorso in verso inverso costituisce un esempio di ciclo frigorifero.



Il gas assorbe il calore

$$Q_0 = nRT_1 \ln(V_C/V_D)$$

dalla sorgente alla temperatura T_1 (sorgente fredda) e cede il calore

$$Q_C = nRT_2 \ln(V_A/V_B)$$

alla sorgente alla temperatura T_2 (sorgente calda). L'efficienza è

$$\xi = \frac{Q_0}{|Q_0 + Q_C|} = \frac{nRT_1 \ln(V_C/V_D)}{nRT_2 \ln(V_B/V_A) - nRT_1 \ln(V_C/V_D)} = \frac{T_1}{T_2 - T_1}$$

(si è usato $V_B/V_A = V_C/V_D$).

In un ciclo frigorifero di Carnot tanto più le due temperature a cui lavora il ciclo sono vicine tanto maggiore è l'efficienza del ciclo. Inoltre

$$|Q_C| = \frac{T_2}{T_1} Q_0 > Q_0$$

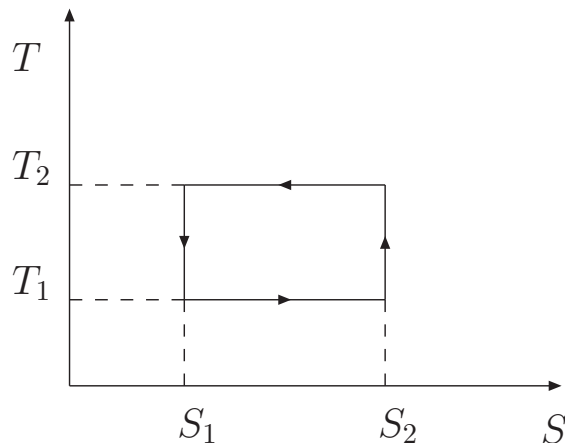
il calore ceduto dal sistema alla sorgente calda è sempre maggiore (in modulo) di quello assorbito, cioè sottratto alla sorgente fredda e quindi

il processo avviene sempre in presenza di lavoro fornito dall'ambiente al sistema:

$$Q_0 - |Q_C| = |L| < 0$$

Questo fatto è una espressione del secondo principio della termodinamica: non esiste un ciclo di trasformazioni che dia come unico risultato il trasferimento di calore da una data sorgente termica a un'altra sorgente termica a temperatura maggiore (enunciato di Clausius).

Nel piano (S, T) un ciclo di Carnot frigorifero è rappresentato dal rettangolo precedente percorso in verso opposto:



il calore assorbito dalla sorgente fredda (T_1)
è $Q_0 = T_1(S_2 - S_1)$,
il calore ceduto alla sorgente calda è
 $Q_C = T_2(S_1 - S_2)$,
quindi

$$\xi = \frac{Q_0}{|L|} = \frac{T_1}{T_2 - T_1}$$