

- Alcune conseguenze della prima legge
- Macchine termiche
- Frigoriferi
- Ciclo di Carnot
- Macchina di Carnot

Energia accumulata nel corpo umano

Il corpo umano immagazzina energia chimica grazie agli alimenti. L'energia è contenuta nei tre elementi base presenti nel cibo: carboidrati, grassi e proteine:

Carboidrati	17.2 MJ/Kg = 4.1 kcal/g
Grassi	39.4 MJ/Kg = 9.4 kcal/g
Proteine	23.4 MJ/Kg = 4.8 kcal/g

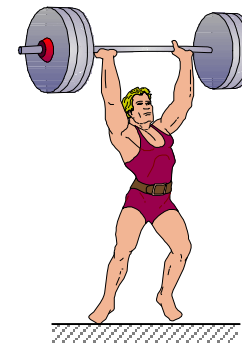
Le riserve maggiori di energia utilizzate dal corpo sono costituite dai grassi e dai carboidrati.

Nel compiere lavoro, il nostro corpo, come anche ciascuno dei suoi organi, si comporta come una macchina, il cui rendimento, η , è dato da:

$$\eta = \frac{\text{Lavoro eseguito}}{\text{Energia utilizzata}}$$

I reni hanno un rendimento molto basso, circa l'1%; i muscoli, e tra questi il cuore, un rendimento che può arrivare al 30%.

Il rendimento dell'intero corpo è contenuto tra questi estremi.



Metabolismo basale

Anche a riposo il corpo consuma energia; questa serve ad esempio per:

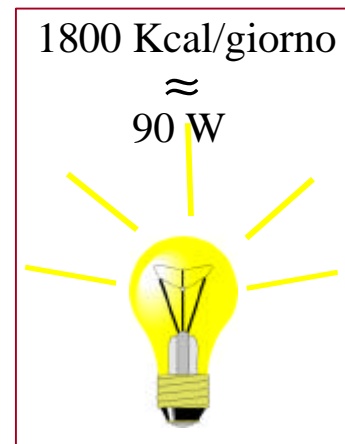
- il funzionamento degli organi (attività cardiocircolatoria, respiratoria, etc.)
- attività di termoregolazione (scaldare il corpo in modo da mantenerlo ad una temperatura di poco meno di 37 °C).

Si tratta del cosiddetto *metabolismo basale*, cioè di quel complesso di fenomeni fisici ed energetici e di trasformazioni chimiche che avvengono all'interno delle cellule e provvedono alla conservazione ed al rinnovamento della materia vivente.

Eppur consuma!...



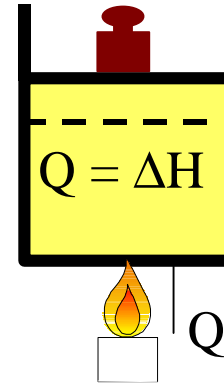
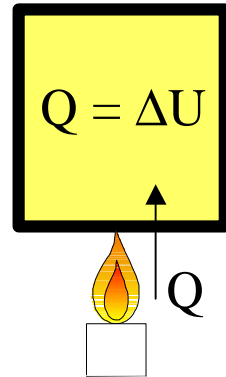
Il consumo di energia del corpo umano in condizioni *di base*, cioè in condizioni di completo riposo fisico e psichico e a temperatura ambiente, in un individuo di media corporatura è di circa 1800 K cal giornalieri; questa energia va rifornita con gli alimenti per mantenere invariato il peso corporeo. Il tasso di consumo energetico alle condizioni *di base* è di circa 90 W, cioè quanto quello di una lampadina elettrica della stessa potenza.



Entalpia

$$Q = L + \Delta U$$

$$V = \text{cost}$$
$$L = 0$$



$$P = \text{cost}$$
$$Q = P \Delta V + \Delta U$$

Si definisce entalpia H l'energia trasferita a $P = \text{cost}$. A queste condizioni

$$\delta Q = dU + \delta L = dU + PdV = d(U + PV) = dH$$

con

$$H = U + PV$$

L'entalpia è una funzione di stato. Infatti, poiché U , P e V sono proprietà del sistema anche la loro somma è una proprietà del sistema. Il calore scambiato a $P = \text{cost}$. può essere espresso come: $\delta Q = C_p dT$, dove C_p è il calore specifico molare a pressione costante. Si ha quindi che:

$$dH = n C_p dT, \quad \text{e} \quad \Delta H = n C_p (T_f - T_i)$$

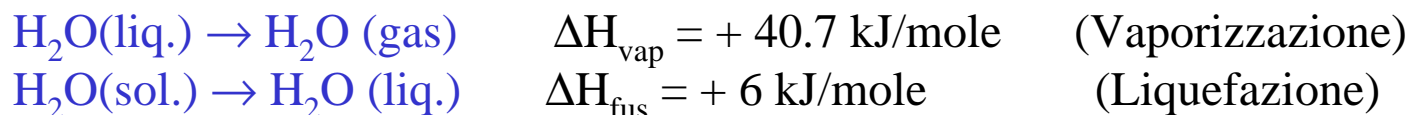
In natura moltissimi processi avvengono a $P = \text{cost}$. Il calore scambiato in questi processi prende il nome dal tipo di processo, ad es.: *entalpia di transizione, di combustione,...*

Forme di entalpia

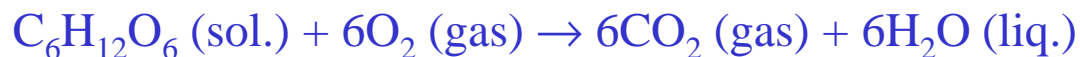
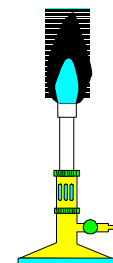
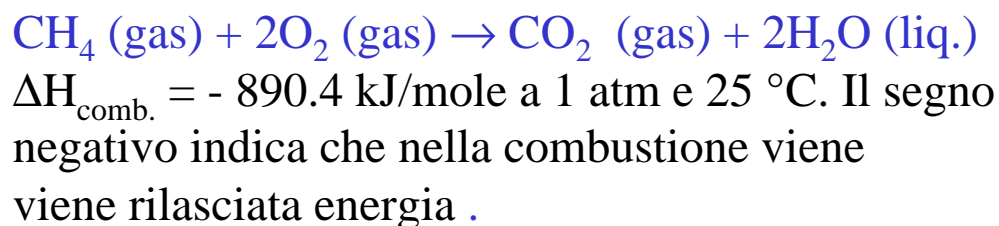
L'entalpia si misura con un calorimetro a fiamma.

Esistono vari tipi di entalpia:

Entalpia di transizione



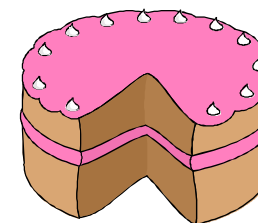
Entalpia di combustione



$$\Delta H_{\text{comb}} = - 2816 \text{ kJ/mol}$$

questa energia corrisponde a 15.6 kJ per g di glucosio

Questa reazione è la sorgente di energia degli animali i quali usano la respirazione per sfruttare le risorse energetiche fornite dalla digestione e convertirle in attività metaboliche (attività cardiocircolatoria, respiratoria, di termoregolazione,...).



Entalpia di formazione

La variazione di entalpia che si ha nella formazione di un composto a partire dai suoi elementi prende il nome di entalpia di formazione.

Esempio: formazione del metano a partire dal carbonio (grafite) e dall'idrogeno



$\Delta H_{\text{vap}} = -74.8 \text{ kJ/mole}$ a 25°C . Questa energia viene fornita come calore per ogni mole di CH_4 che viene prodotta. Prima legge della termodinamica e indipendenza dal cammino delle entalpie di reazione sono riassunte nella legge di Hess che afferma:

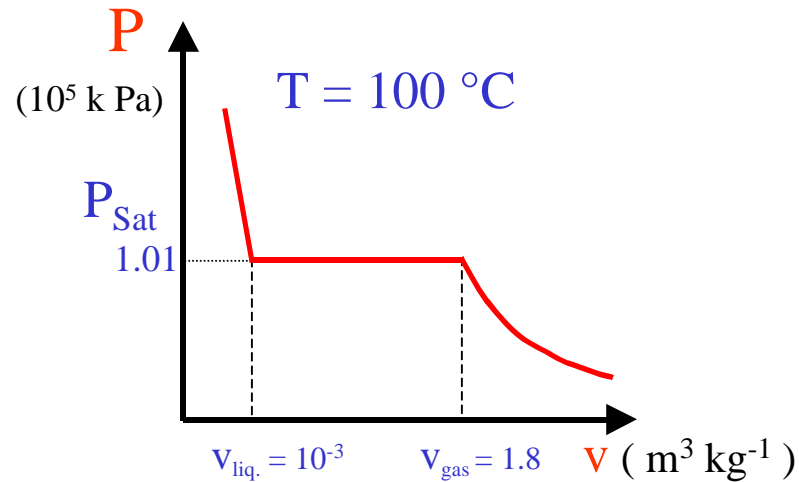
In una reazione l'entalpia totale è la somma delle entalpie dei singoli processi elementari in cui la reazione può essere formalmente suddivisa.

Altre forme di entalpia

Entalpia di reazione, è la variazione di entropia che si manifesta in una reazione chimica. *Entalpia di neutralizzazione* di un acido da parte di una base,

Entalpia di atomizzazione (variazione di entropia conseguente alla decomposizione di una sostanza in un gas di atomi). Si parla anche di *entalpia di soluzione*, *entalpia di reticolo*, *entalpia di legame*. Tutte queste forme di entalpia e la loro determinazione sono oggetto di studio della termodinamica chimica.

Entalpia di evaporazione dell'acqua e variazione di energia interna



$\lambda_{\text{evap.}} = 22.6 \times 10^5 \text{ J kg}^{-1}$ Entalpia di evaporazione (= calore latente di evaporazione).

$$P = 1 \text{ atm} = 1.01 \times 10^5 \text{ Pa}$$

Prima legge della termodinamica

$$\Delta u = \lambda_{\text{evap}} - l$$

Δu = variazione di energia interna specifica.

l = lavoro specifico,

$$l = P (v_{\text{gas}} - v_{\text{liq.}}) = 1.01 \times 10^5 (1.8 - 10^{-3}) = 1.82 \times 10^5 \text{ J}$$

$$u_{\text{gas}} - u_{\text{liq.}} = \lambda_{\text{evap}} - l = 22.6 \times 10^5 - 1.82 \times 10^5 = 20.8 \times 10^5 \text{ J}$$

Nel processo di evaporazione si ha un aumento di energia interna pari a circa il 92 % del calore latente. L'energia restante è spesa come lavoro contro la pressione atmosferica per fare spazio al vapore.

Equazione dell'energia di un flusso stazionario

Sistema

Fluido in uno stato stazionario all'interno di un condotto (dispositivo); cioè, lo stato del fluido in un qualsiasi punto non cambia nel tempo.

Condizioni:

Il fluido entra nel dispositivo ad una quota z_1 con velocità v_1 ed esce ad una quota z_2 con velocità v_2

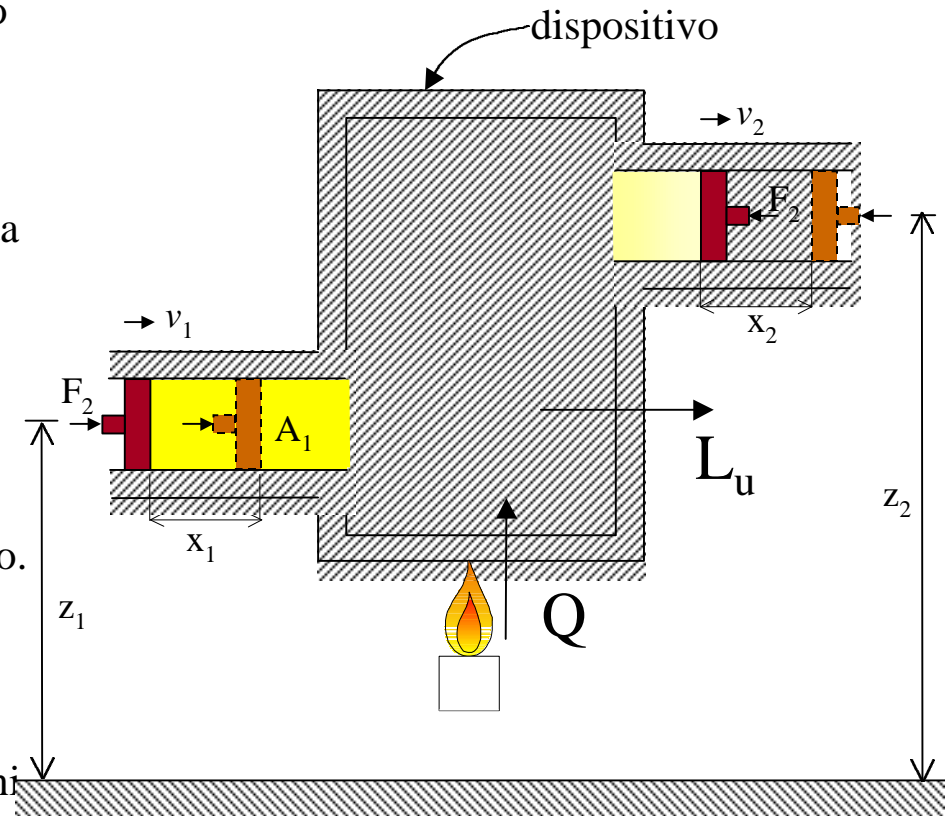
Processo:

Una massa m di fluido attraversa il dispositivo.

Una quantità di calore Q fluisce nel fluido.

Un lavoro L_u utile viene eseguito dal fluido verso l'esterno.

Il flusso stazionario si può immaginare che venga realizzato attraverso due pistoni che esercitano le forze F_1 ed F_2 .



Obiettivo: fare un bilancio dell'energia nell'efflusso stazionario.

$$\Delta E = Q - L$$

$\Delta E = \Delta U + \Delta E_k + \Delta E_p$, con

$$\Delta U = m(u_2 - u_1) \quad \Delta E_k = \frac{1}{2}mv_2^2 - \frac{1}{2}mv_1^2 \quad \Delta E_p = mgz_2 - mgz_1$$

dove u è l'energia interna per unità di massa. $Q = mq$, con q il calore che fluisce nell'unità di massa.

L_{gas} = Lavoro eseguito dalle forze esterne F_1 ed F_2 sul gas per spostare la massa m .

$$L_{\text{gas}} = F_2x_2 - F_1x_1 = P_2A_2x_2 - P_1A_1x_1 = P_2V_2 - P_1V_1$$

V_1 e V_2 sono i volumi occupati da m in ingresso ed in uscita. Lavoro totale eseguito sull'esterno: $L = L_{\text{gas}} + L_u$. Sostituendo ΔE , Q ed L nell'eq. $\Delta E = Q - L$, si ha:

$$m(u_2 - u_1) + \frac{1}{2}m(v_2^2 - v_1^2) + mg(z_2 - z_1) = Q - L_u - P_2V_2 - P_1V_1$$

Ponendo $L_u = m l_u$, $V_2 = mv_2$, $V_1 = mv_1$,

dove l_u , v_2 e v_1 rappresentano lavoro e volumi specifici, si ha:

$$(u_2 + P_2v_2 + gz_2v_2^2) - (u_1 + P_1v_1 + \frac{1}{2}v_1^2 + gz_1) = q - l_u$$

Ponendo $u + Pv = h$, l'entalpia specifica, si ottiene l'eq. dell'energia dell'efflusso stazionario:

$$(h_2 + \frac{1}{2}v_2^2 + gz_2) - (h_1 + \frac{1}{2}v_1^2 + gz_1) = q - l_u$$

Applicazioni della prima legge

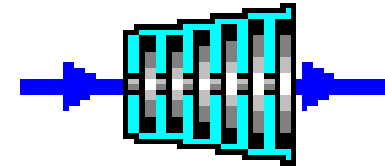
Applicazioni dell'eq. dell'energia del flusso stazionario

Eq. dell'energia dell'efflusso stazionario

$$\left(h_2 + \frac{1}{2}v_2^2 + gz_2\right) - \left(h_1 + \frac{1}{2}v_1^2 + gz_1\right) = q - l_u$$

Turbina

La ruota idraulica è la progenitrice dell'attuale turbina.



Consideriamo una turbina a vapore:

$q = 0$, sebbene la temperatura del fluido sia più alta di quella ambiente; la ragione è che il flusso all'interno della turbina è molto rapido.

$$z_2 \approx z_1$$

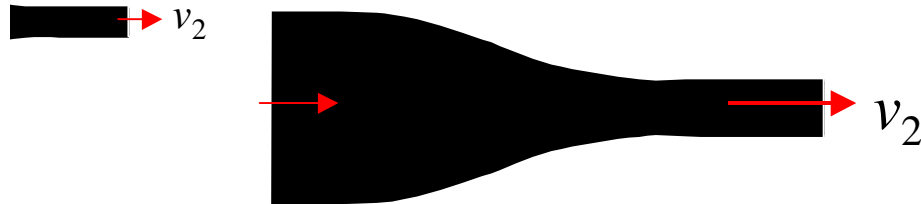
$$l_u = (h_1 - h_2) - \frac{1}{2}(v_1^2 - v_2^2)$$

$m(h_2 - h_1) = nC_p (T_2 - T_1)$. Poiché $T_1 > T_2$, $h_1 - h_2 > 0$ e siccome generalmente $(v_1^2 - v_2^2)/2 \ll h_1 - h_2$, consegue che:

$$l_u \approx h_1 - h_2 > 0$$

il lavoro fornito dalla turbina per unità di massa di vapore dipende essenzialmente dalla differenza di entalpia fra ingresso ed uscita.

Strozzatura



Eq. dell'energia dell'efflusso stazionario

$$(h_2 + \frac{1}{2} v_2^2 + gz_2) - (h_1 + \frac{1}{2} v_1^2 + gz_1) = q - l_u$$

A monte della strozzatura il fluido è mantenuto ad alta pressione, a valle invece la pressione è molto bassa.

Dato che: $q = 0$, $l_u = 0$, $z_1 = z_2$, \Rightarrow

$$v_2^2 = v_1^2 + 2 (h_1 - h_2)$$

Il fluido fuoriuscendo dalla strozzatura forma un fascio ad alta velocità.

L'entalpia del fluido viene convertita in energia cinetica.

Applicazioni

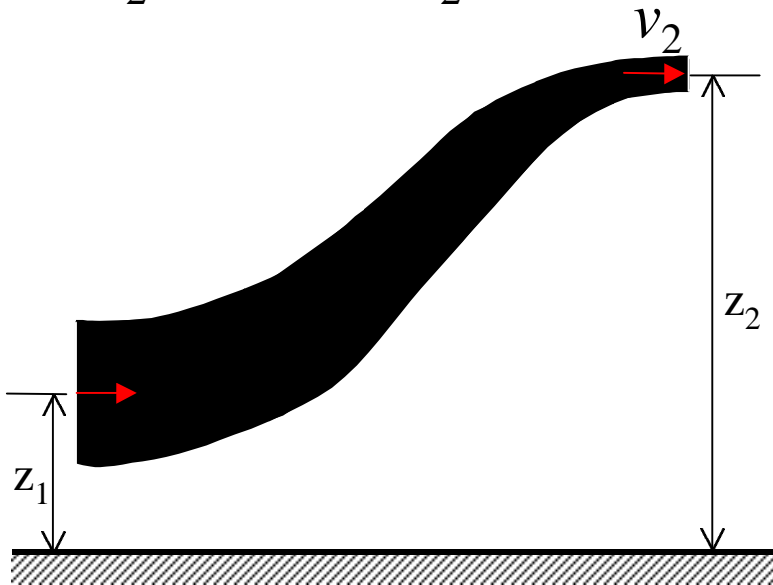
Il vapore che arriva alla turbina dal bollitore possiede una velocità bassa. Per aumentare la velocità, all'ingresso della turbina si interpone una strozzatura.

Una strozzatura viene realizzata anche mediante un foro praticato in una parete sottile; un tale dispositivo viene utilizzato per produrre fasci molecolari supersonici.

Teorema di Bernoulli

Eq. dell'energia dell'efflusso stazionario

$$(h_2 + \frac{1}{2}v_2^2 + gz_2) - (h_1 + \frac{1}{2}v_1^2 + gz_1) = q - l_u$$



Fluido privo di viscosità, in regime laminare, che scorre lungo un condotto a sezione variabile.

Ingresso ed uscita del condotto si trovano a quote diverse.

Le pareti del condotto sono isolanti.

Poiché $q = 0$, $l_u = 0$,

$$h_2 + \frac{1}{2}v_2^2 + gz_2 = h_1 + \frac{1}{2}v_1^2 + gz_1$$

Ricordando che $h = u + P/\rho$ dove $\rho = m/V$ si ha:

$$u + P + \frac{1}{2}\rho v^2 + \rho gz = \text{cost}$$

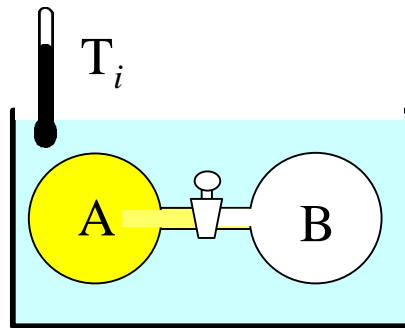
Questa equazione prende il nome di teorema di Bernoulli.

Nel caso di fluidi incompressibili $u = \text{cost}$. Infatti $\Delta u = 0$ se $q = 0$, e sia il lavoro di configurazione che il lavoro dissipativo, sono nulli; questo è proprio il caso di un fluido incompressibile e non viscoso. Si ha allora la ben nota equazione di Bernoulli della meccanica dei fluidi incompressibili e privi di attrito:

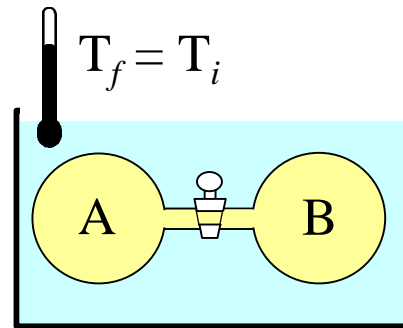
$$P + \frac{1}{2}\rho v^2 + \rho gz = \text{cost}$$

Applicazioni della prima legge

Espansione libera di Joule



i



f

Sistema: gas ideale.

Ambiente: bagno d'acqua

Condizioni iniziali: Il gas è contenuto nel vano A; il vano B è sotto vuoto spinto. $V_A = V_B$

Processo: Espansione libera

Risultato sperimentale: $T_f = T_i$

Prima legge: $Q - L = \Delta U$

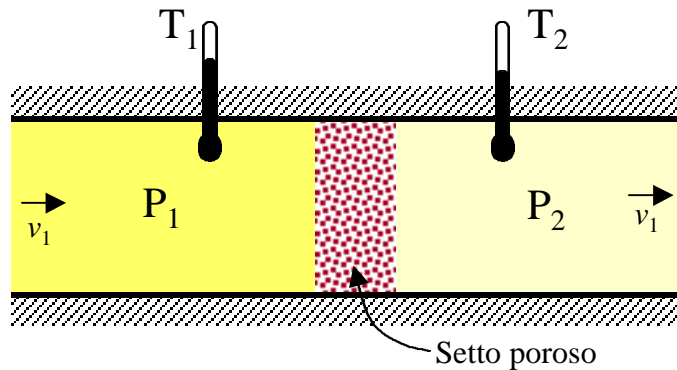
i @ *f* $Q = 0,$ $L = 0$ ➡ $\Delta U = 0 ;$ $U_f = U_i$

$$\left\{ \begin{array}{l} U_f = U_i, \Delta T = 0 \\ \Delta V = V_f - V_i = 2 V_A - V_A = V_A > 0 ; \end{array} \right. \quad \text{Dunque } \Delta U = 0 \text{ con } \left\{ \begin{array}{l} \Delta V > 0 \\ \Delta T = 0 \end{array} \right.$$

Ma $U = U(T, V)$; una variazione di volume a $T = \text{cost}$ non produce variazione di energia

➡ **$U = U(T)$** L'energia interna di un gas ideale non dipende dal volume, ma dipende solo dalla T .

Espansione di Joule - Thomson



Sistema: Un gas reale a pressione P_1 e temperatura T_1 è forzato ad attraversare un setto poroso. A causa dell'alta resistenza offerta dal setto al flusso di gas, a monte del setto il gas assume la pressione $P_2 < P_1$ e la temperatura T_2 .

Processo adiabatico: $q = 0$; le pareti del contenitore sono isolate. A causa del flusso continuo di gas, la grande capacità termica delle pareti non nasconde la variazione di temperatura tra monte e valle del setto.

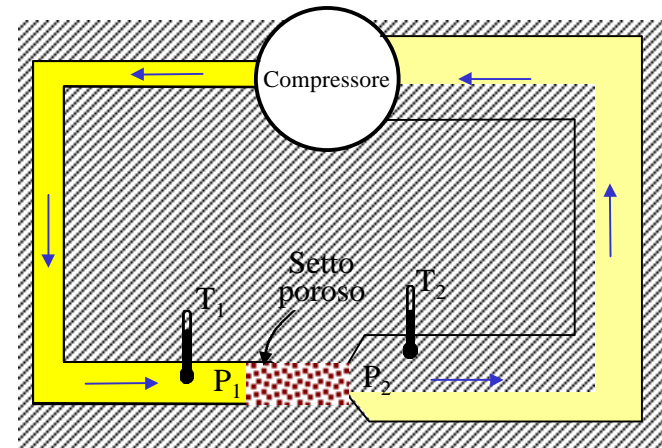
$l_u = 0$, nell'espansione il gas non fa lavoro.

Approssimazioni: le velocità iniziali e finali del gas sono piccole; i loro quadrati sono trascurabili. $z_1 = z_2$

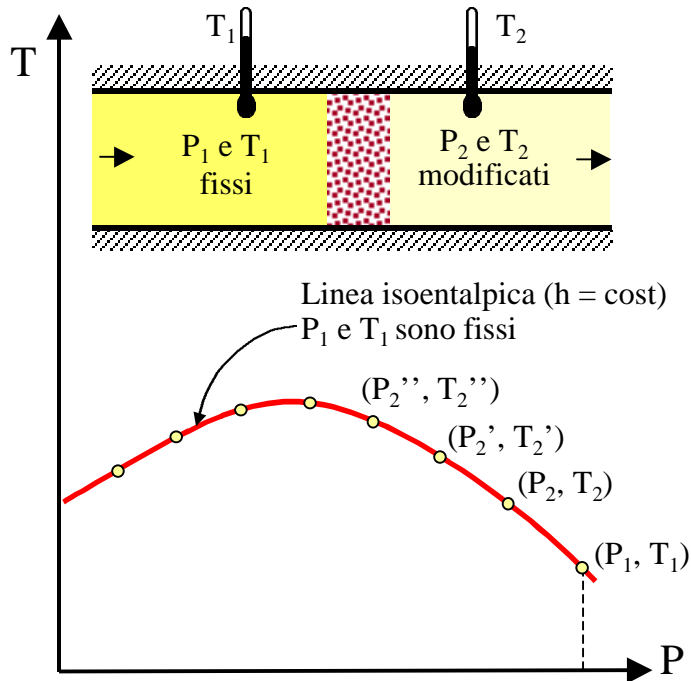
A regime il flusso del gas è stazionario.

Equazione dell'energia nel flusso stazionario $(h_2 + \frac{1}{2}v_2^2 + gz_2) - (h_1 + \frac{1}{2}v_1^2 + gz_1) = q - l_u \Rightarrow h_1 = h_2$

Il processo è isoentalpico.



Schema di principio dell'apparato di Joule - Thomson



Curva isoentalpica

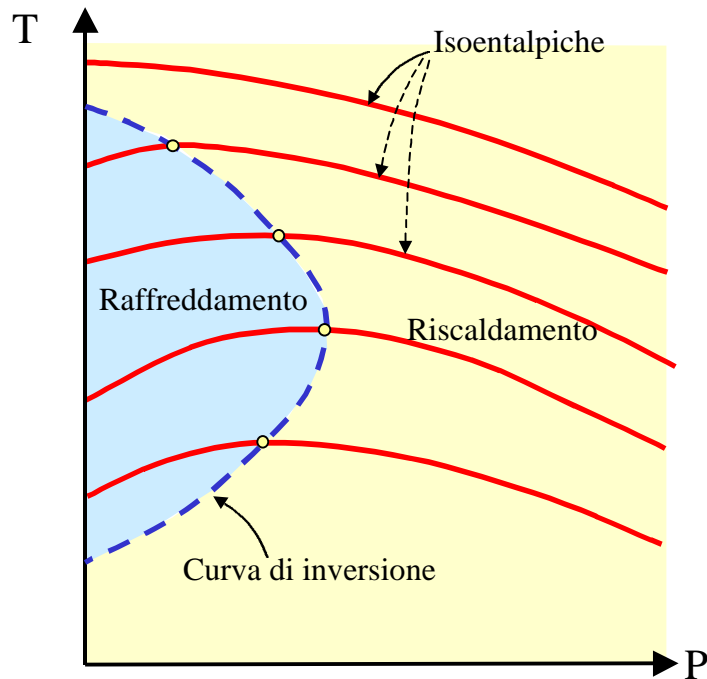
Lo stato 1, a monte del setto poroso, è caratterizzato dalla pressione P_1 e dalla temperatura T_1 ; gli stati 2, a valle del setto, si ottengono, a P_1 e T_1 fissi, cambiando la velocità di pompaggio in modo che la pressione assuma i valori P_2, P_2', P_2'', \dots . Per questi valori di pressione si misurano le temperature T_2, T_2', T_2'', \dots . L'insieme dei punti sperimentali costituisce la curva ad $h = \text{cost}$.

Fissando P_1 e T_1 a monte del setto poroso si fissa il valore dell'entalpia h_1 . Modificando la pressione a valle del setto, facendole assumere i valori P_2, P_2', P_2'', \dots a P_1 e T_1 fissi, l'entalpia, a seguito dell'espansione, non cambia: $h_1 = h_2 = h_2' = h_2'' = \dots = \text{cost}$. Il luogo dei punti sperimentali ad entalpia costante costituisce la curva isoentalpica.

La curva isoentalpica può presentare un massimo, detto punto di inversione di Joule-Thomson, per il quale

$$\left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_h = 0$$

Nel punto di inversione, l'espansione, non produce nessuna variazione di temperatura.



Curve isoentalpiche (in rosso). Ciascuna di esse è stata ottenuta fissando la pressione e la temperatura a monte del setto e variando pressione a valle. La famiglia di curve si riferisce a diversi valori della pressione a monte del setto. Il luogo dei massimi delle curve isoentalpiche (curva tratteggiata blu) viene detta curva di inversione.

Variando i valori di P_1 e T_1 si ottiene una famiglia di curve isoentalpiche. A temperature abbastanza basse queste presentano un massimo. Il luogo dei massimi forma la curva di inversione.

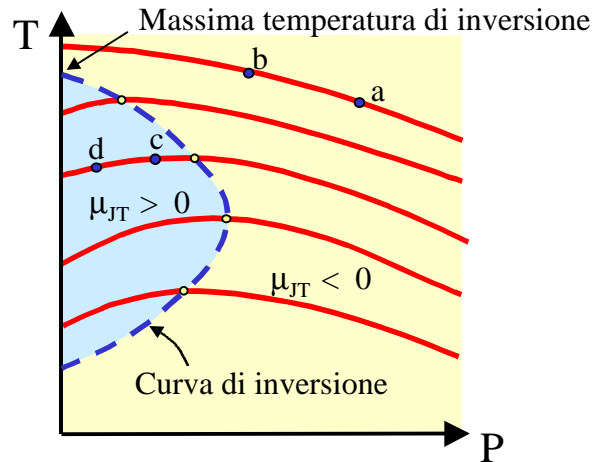
Il coefficiente

$$\mu_{JT} = \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_h$$

pendenza della curva isoentalpica, è detto coefficiente di Joule-Thomson; esso è una misura della variazione della temperatura al variare della pressione, ad entalpia costante.

$$\mu_{JT} \begin{cases} > 0 & \text{La temperatura diminuisce} \\ = 0 & \text{La temperatura rimane costante} \\ < 0 & \text{La temperatura aumenta} \end{cases}$$

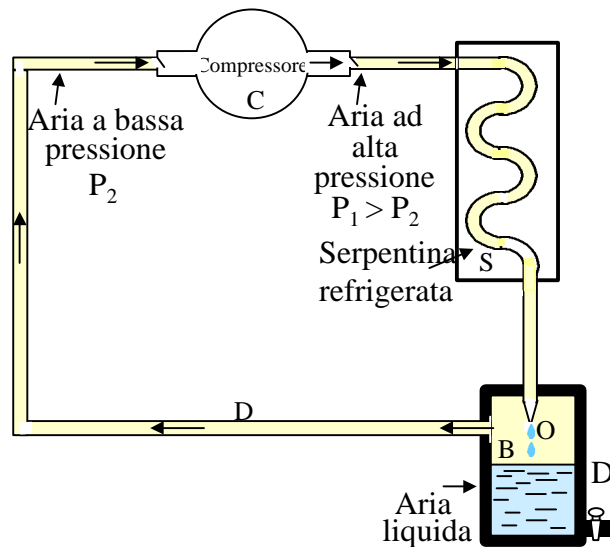
Liquefazione dei gas



Espansione a-b: $\mu_{JT} < 0$ il gas si riscalda

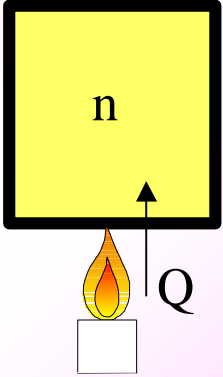
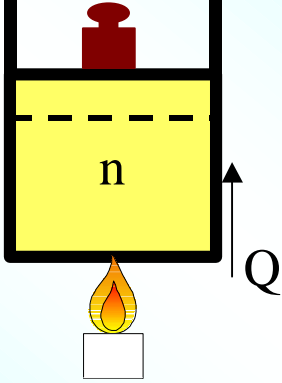
Espansione c-d: $\mu_{JT} > 0$ il gas si raffredda.

Per liquefare un gas occorre che la sua temperatura iniziale sia inferiore alla sua massima temperatura di inversione.



L'aria esce ad alta pressione dal compressore (C), entra nella serpentina refrigerata (S) ed esce dal piccolo orifizio (O) ove ha luogo l'effetto Joule-Thomson. In B l'aria si raffredda e torna in ciclo attraverso il condotto (D) dove la pressione è mantenuta bassa dall'aspirazione del compressore. Di ciclo in ciclo la temperatura dell'aria in uscita da O si abbassa sino alla liquefazione dell'aria. L'aria liquida viene raccolta nel serbatoio (D).

Calori specifici dei gas ideali

<p style="text-align: center;">A volume costante C_V</p> <div style="text-align: center;">  </div> $C_V = \frac{1}{n} \left(\frac{\partial Q}{\partial T} \right)_V = \frac{1}{n} \left(\frac{dU + P dV}{dT} \right)_V = \frac{1}{n} \left(\frac{dU}{dT} \right)_V$	<p style="text-align: center;">A Pressione costante C_P</p> <div style="text-align: center;">  </div> $C_P = \frac{1}{n} \left(\frac{\partial Q}{\partial T} \right)_P = \frac{1}{n} \left(\frac{dU + P dV}{dT} \right)_P = \frac{1}{n} \left(\frac{dU}{dT} \right)_P + \frac{P}{n} \left(\frac{dV}{dT} \right)_P$
--	--

Gas ideali: $U = U(T) \implies \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_P \implies C_P = C_V + \frac{P}{n} \left(\frac{dV}{dT} \right)_P$

$PV = nRT \implies \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P = \frac{nR}{P} \implies \boxed{C_P = C_V + R}$

Calori specifici delle sostanze reali

Sostanze reali: $U = U(T, V)$

$$dU = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V dT + \left(\frac{dU}{dV} \right)_T dV \qquad \partial Q = dU + P dV \qquad \Longrightarrow$$

$$\partial Q = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V dT + \left(\left(\frac{dU}{dV} \right)_T + P \right) dV = n C_V dT + \left(\left(\frac{dU}{dV} \right)_T + P \right) dV$$

A pressione costante: $\partial Q_P = n C_P dT_P \qquad n C_P = n C_V dT_P + \left(\left(\frac{dU}{dV} \right)_T + P \right) dV_P$

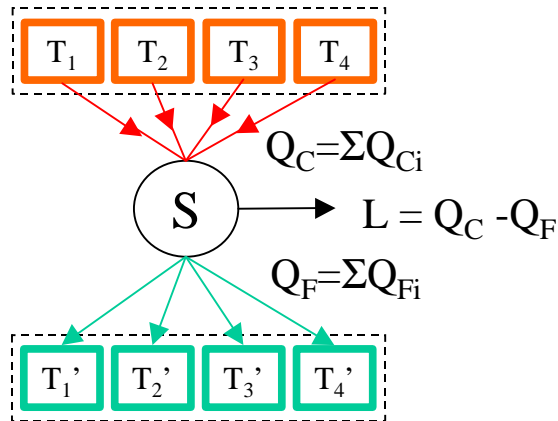
Dividendo per dT_P e ponendo $\frac{dV_P}{dT_P} = \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P$ si ha:

$$C_P - C_V = \frac{1}{n} \left(\left(\frac{dU}{dV} \right)_T + P \right) \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P$$

Nota l'equazione di stato e l'equazione dell'energia, tutte le quantità a destra del segno di uguaglianza possono essere calcolate; Ciò consente di determinare C_V una volta che C_P è stato determinato sperimentalmente.

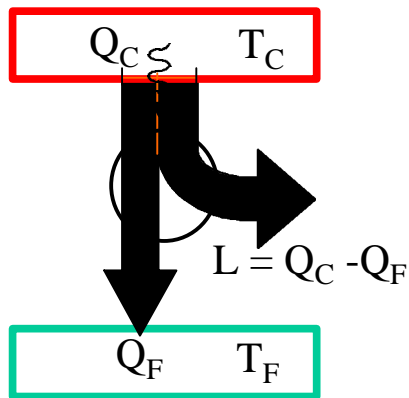
Se la sostanza è un gas ideale si ritrova facilmente la relazione $C_P - C_V = R$.

Macchine termiche

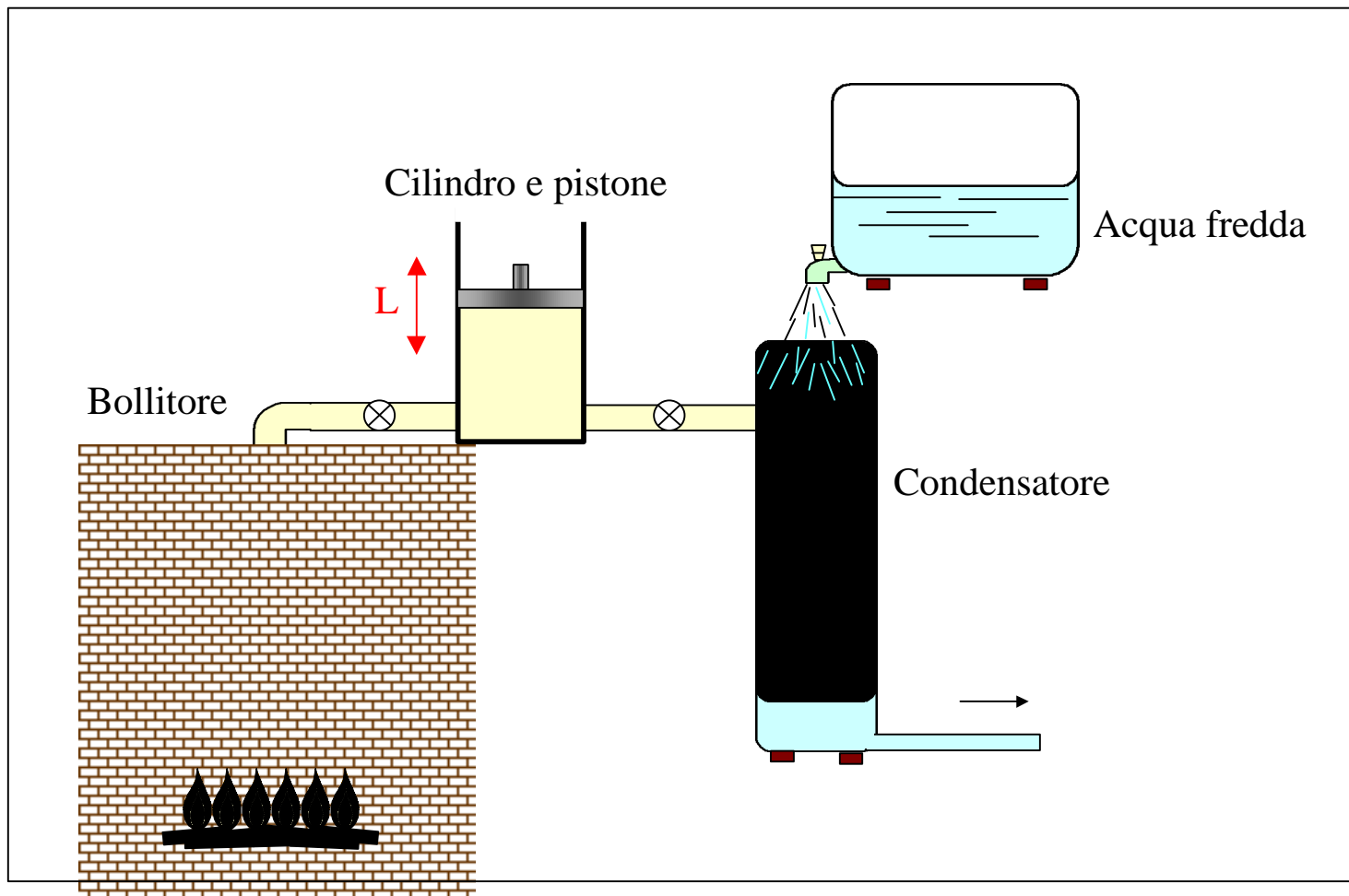


Schema di principio di una macchina termica che ne evidenzia gli scambi energetici. Le sorgenti calde hanno temperatura T_i ; quelle fredde T_i' .

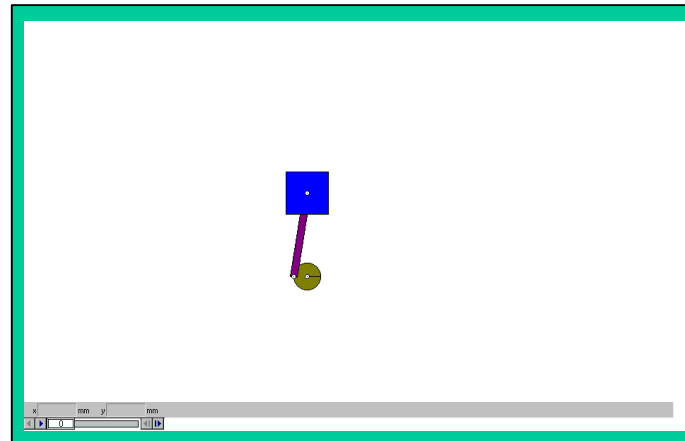
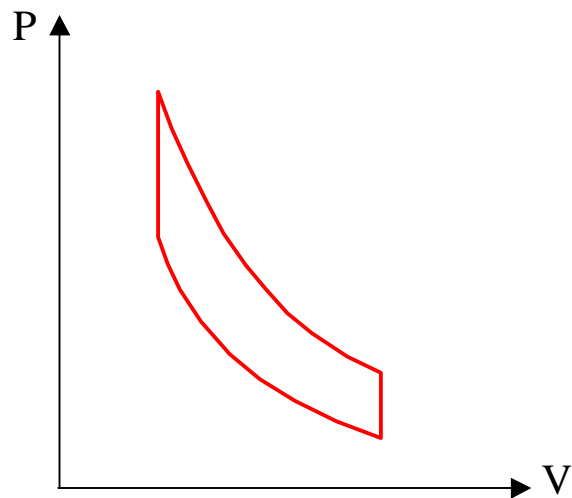
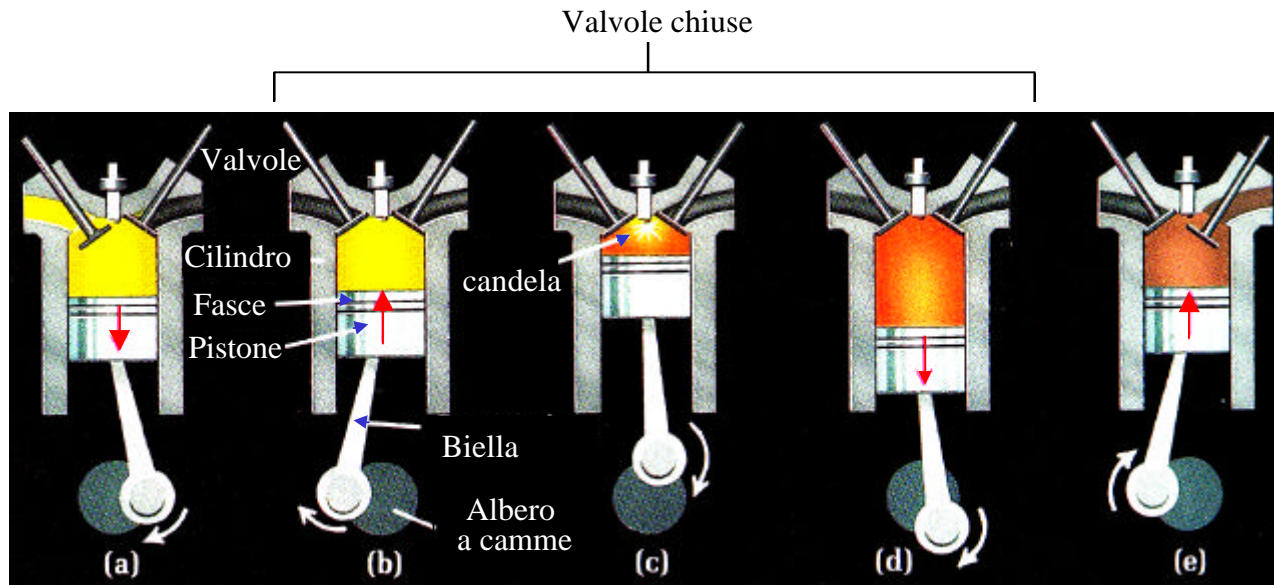
Macchina termica: dispositivo ciclico composto da un insieme di sorgenti di calore ad alta temperatura, T_i , un insieme di sorgenti a più bassa temperatura, T_i' ed un fluido operatore, detto anche sostanza termodinamica, S. Il calore, Q_C , fluisce dalle sorgenti a temperatura più alta al fluido di lavoro, una parte di esso, Q_F , viene ceduto alle sorgenti più fredde, il resto viene convertito in lavoro L verso l'esterno. Al termine di ciascun processo ciclico il fluido ritorna nelle condizioni iniziali, per cui la sua variazione di energia interna ΔU è nulla. Dalla prima legge $Q = \Delta U + L$ consegue che $L = Q = Q_C - Q_F$



Schema di una macchina termica a due sole sorgenti, una calda a temperatura T_C ed una fredda a temperatura T_F . Nella rappresentazione grafica, la maggiore quantità di calore che fluisce dalla sorgente calda, Q_C , viene rappresentata da un tubo di flusso avente un diametro più grande dei diametri dei tubi in cui si ramifica. Questi ultimi conducono il calore Q_F alla sorgente fredda ed il lavoro L all'ambiente esterno. Il cerchio simboleggia il fluido operatore.



Motore a scoppio



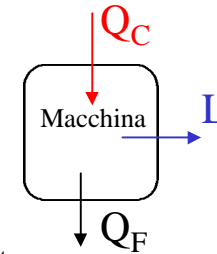
Rendimento di una macchina termica

Nella vita quotidiana il rendimento di una qualsiasi operazione viene definito come il rapporto fra i benefici usufruiti ed i costi dell'operazione:

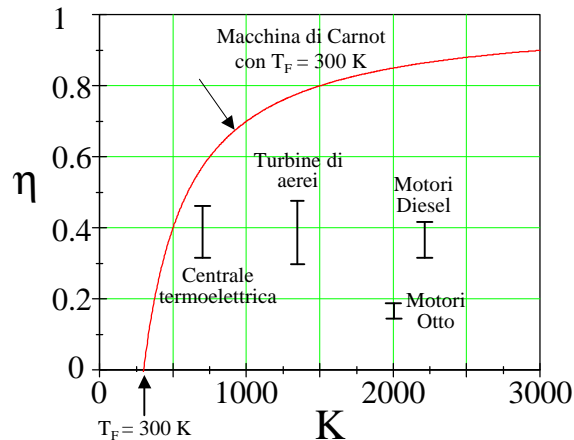
$$\eta = \frac{\text{benefici}}{\text{costi}}$$

In maniera analoga, si definisce rendimento di una macchina termica il rapporto:

$$\eta = \frac{L}{Q_C} \quad \text{considerando che } L = Q_C - Q_F, \text{ si ha: } \eta = \frac{Q_C - Q_F}{Q_C}$$

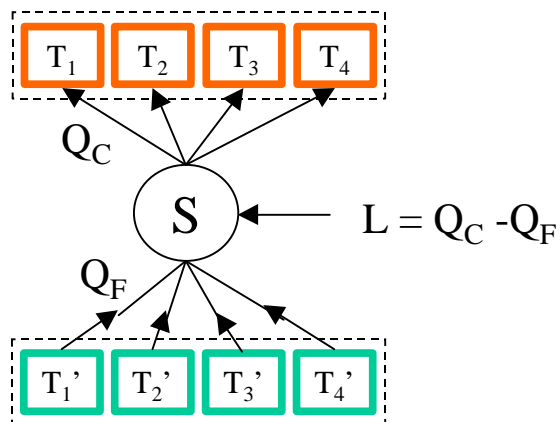


dove Q_C rappresenta il calore totale fluisce dalle sorgenti calde ed L il lavoro fatto. Il costo di esercizio della macchina termica, Q_C , oltre che per produrre lavoro L , deve tener conto anche del calore Q_F che va a confluire nella sorgente fredda costituita spesso dall'atmosfera, da un fiume, da un lago, dal mare... Q_F però risulta essere un notevole spreco; basti pensare ai problemi ambientali causati dall'inquinamento termico industriale e dai gas di scarico delle autovetture.

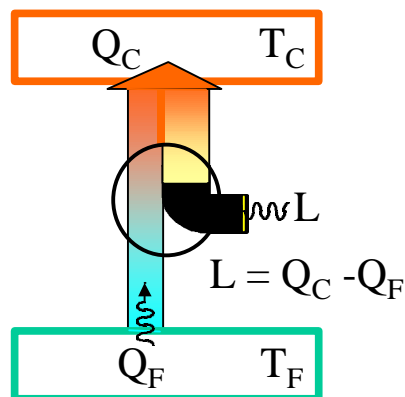


Confronto fra i rendimenti di vari motori. La linea curva rappresenta il rendimento di una macchina ideale (macchina di Carnot) che opera con una sorgente fredda alla temperatura di 300 K.

Frigoriferi

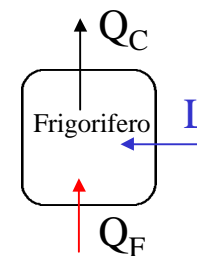


Schema di principio di un frigorifero



Rappresentazione schematica di un frigorifero a due sorgenti.

Frigorifero: dispositivo ciclico dal funzionamento inverso a quello di una macchina termica. Il lavoro fatto dall'esterno, L , consente al calore Q_F di fluire verso il fluido operatore e, da questo alle sorgenti calde. Il calore Q_C che perviene alle sorgenti calde è la somma di Q_F e del lavoro L .



Coefficiente di prestazione

$$c = \frac{\text{risultato conseguito}}{\text{costo}}$$

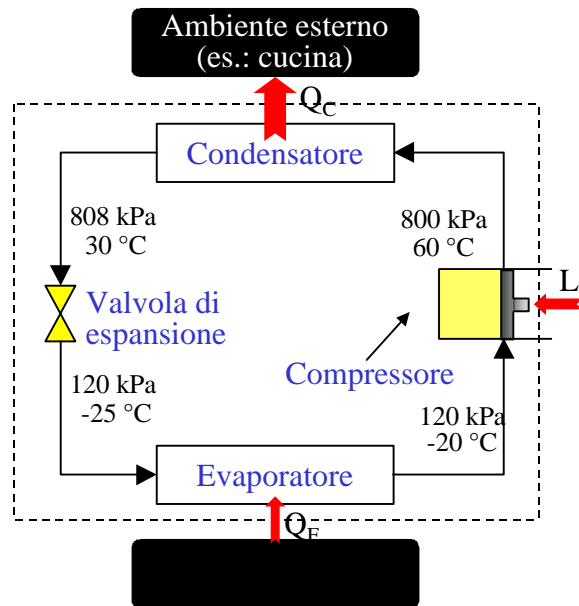
Il risultato termodinamico che si consegue con un frigorifero consiste nel trasferimento di calore, Q_C , dalle sorgenti fredde a quelle calde. Il costo di funzionamento è dato dal lavoro fornito dall'esterno, L .

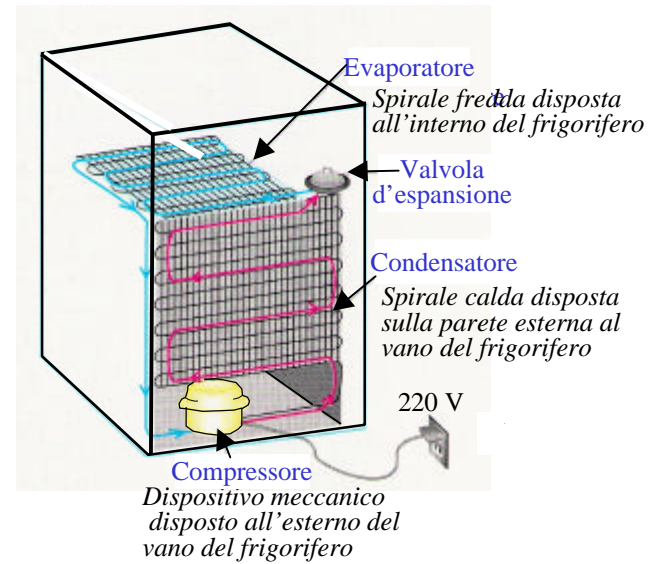
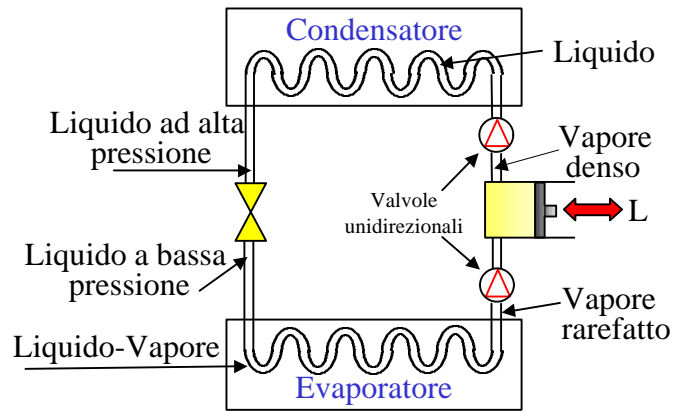
$$c = \frac{Q_F}{L} = \frac{Q_F}{Q_C - Q_F}$$

Il coefficiente di prestazione, a differenza del rendimento termico può assumere anche valori maggiori di 1.

Principio di funzionamento di un frigorifero

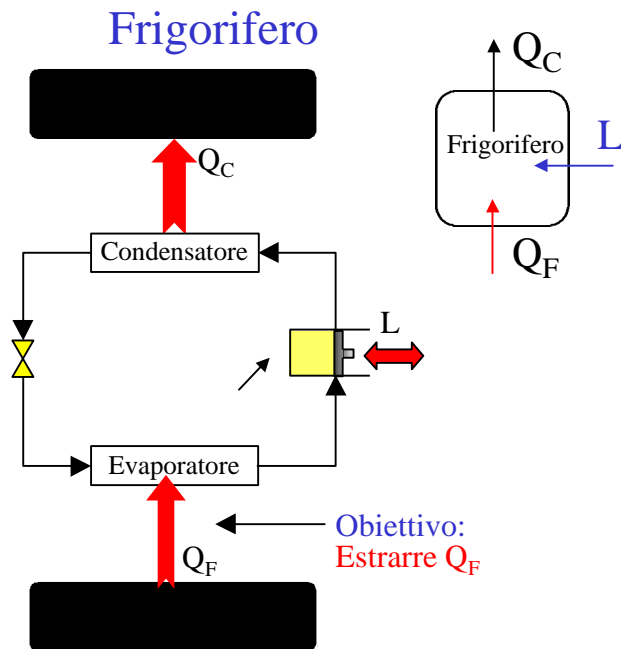
Il funzionamento di un frigorifero si basa sul fenomeno dell'espansione Joule-Thomson di un fluido che, nell'attraversare una strozzatura si raffredda. Il dispositivo delegato a questo scopo è la valvola di espansione. Il fluido operatore, detto anche refrigerante, entra nella valvola di espansione ad una pressione che, per esempio può essere di 8 atm (808 kPa), realizzata grazie ad un compressore elettromeccanico, e ne fuoriesce ad una pressione di poco superiore a quella atmosferica (120 kPa). Nell'espansione il gas si raffredda; la sua temperatura può passare, per esempio, da circa 30 °C a -25 °C. Il fluido freddo entra nell'evaporatore, una serpentina fredda disposta all'interno del frigorifero, dove evapora assorbendo calore dal sistema da raffreddare. Successivamente raggiunge l'ingresso a bassa pressione del compressore. In uscita dal compressore la pressione e la temperatura del fluido crescono. Il fluido caldo attraversa il condensatore, la serpentina calda disposta sulla parete posteriore del frigorifero, e disperde calore nell'ambiente pre-raffreddandosi prima di rientrare nella valvola di espansione.





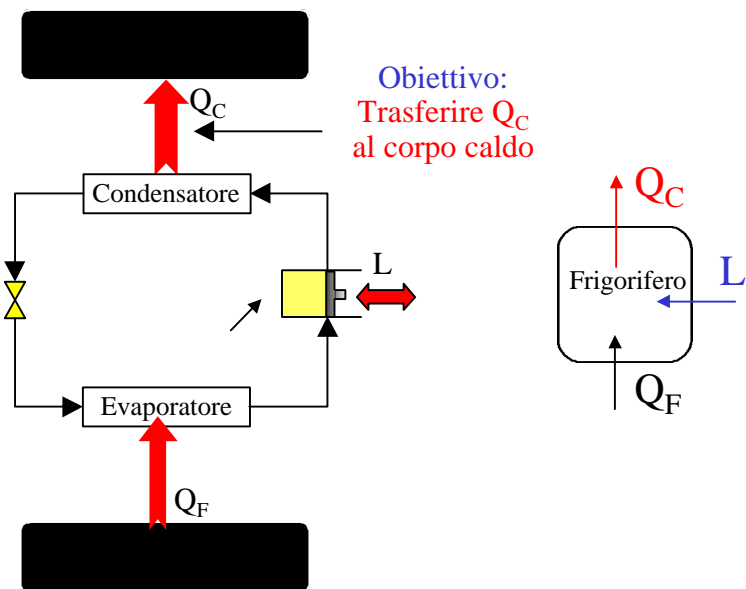
Pompe di calore

Le pompe di calore sono dispositivi che assorbono calore da un corpo, o ambiente, ad una data temperatura per trasferirlo ad altro corpo, o ambiente, a temperatura maggiore. Il principio di funzionamento è lo stesso di quello di un frigorifero: si sfrutta l'evaporazione di un liquido a bassa temperatura e bassa pressione per poi condensare il vapore a temperatura più alta in un condensatore dopo averne aumentato la pressione per mezzo di un compressore.



$$c = \frac{Q_F}{L} = \frac{Q_F}{Q_C - Q_F}$$

Pompa di calore

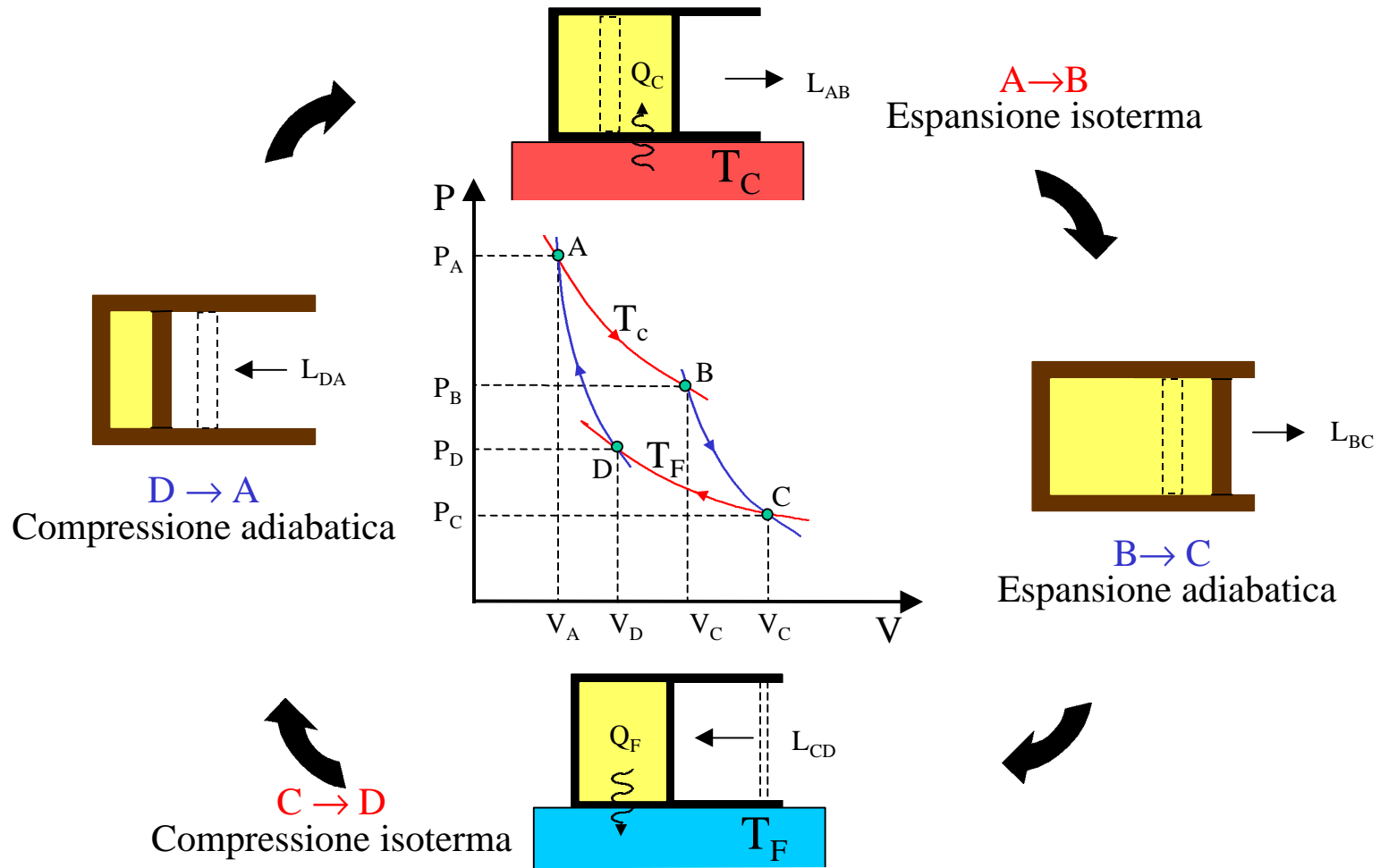


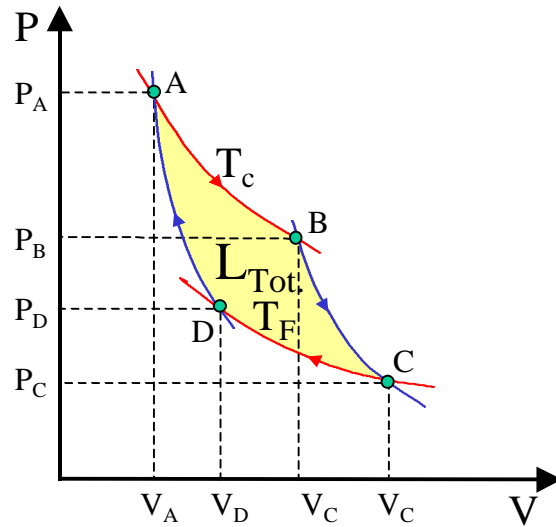
Definizione del coefficiente di prestazione:

$$c_{pompa} = \frac{Q_C}{L} = \frac{Q_C}{Q_C - Q_F} = c + 1 \quad \text{Valore tipico: } c_{pompa} = 3$$

Ciclo di Carnot per un gas ideale

Ciclo reversibile composto da: due isoterme + due adiabatiche





A→B Espansione isoterma, $Q - L = \Delta U$; gas ideale

$$\rightarrow \Delta U=0, Q = L$$

$$Q_C = Q_{AB} = L_{AB} = n R T_C \ln \frac{V_B}{V_A}$$

B→C Espansione adiabatica, $Q - L = \Delta U$, $Q = 0$,

$$\rightarrow L = -\Delta U,$$

$$L_{BC} = -n C_V (T_F - T_C)$$

C→D Compressione isoterma, $Q = L$

$$Q_F = Q_{CD} = L_{CD} = n R T_F \ln \frac{V_D}{V_C}$$

D→A Compressione adiabatica, $L = -\Delta U$,

$$L_{DA} = -n C_V (T_C - T_F)$$

Gli stati B e C sono sulla stessa adiabatica $\Rightarrow T_C V_B^{\gamma-1} = T_F V_C^{\gamma-1} \Rightarrow \frac{V_B}{V_A} = \frac{V_C}{V_D}$

Gli stati D e A sono sulla stessa adiabatica $\Rightarrow T_F V_D^{\gamma-1} = T_C V_A^{\gamma-1}$

$$L_{Tot.} = L_{AB} + L_{BC} + L_{CD} + L_{DA} = n R T_C \ln \frac{V_B}{V_A} + n R T_F \ln \frac{V_D}{V_C} = n R \ln \frac{V_B}{V_A} (T_C - T_F)$$

$$\frac{Q_C}{Q_F} = \frac{T_C}{T_F}$$

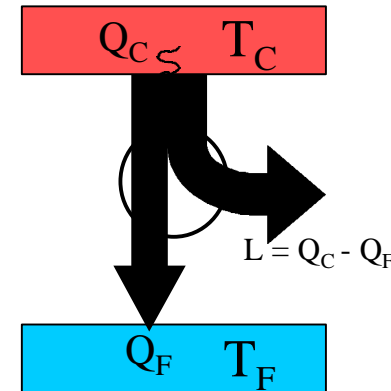
$$\eta = 1 - \frac{T_F}{T_C}$$

Considerazioni sul ciclo di Carnot

$$L_{\text{Tot.}} = n R \ln \frac{V_B}{V_A} (T_C - T_F)$$

La potenza motrice del calore è indipendente dagli agenti impiegati per realizzarla; la sua quantità è fissata unicamente dalle temperature dei corpi fra i quali si effettua in definitiva il trasporto calorico (S. Carnot).

$$L = Q_C - Q_F$$

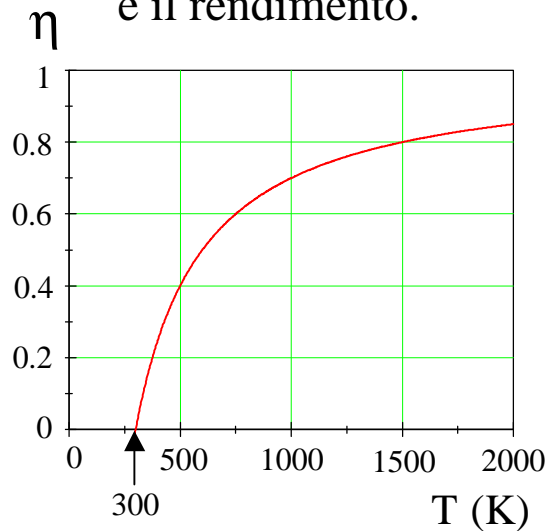


La potenza motrice di una cascata d'acqua dipende dalla sua altezza e dalla quantità di liquido; la potenza motrice del calore dipende anch'essa dalla quantità di calorico impiegate e da ciò che si potrebbe chiamare, da ciò che in effetti chiameremo, l'altezza della caduta, cioè dalla differenza di temperatura tra i corpi tra i quali si compie lo scambio del calorico. (S. Carnot).

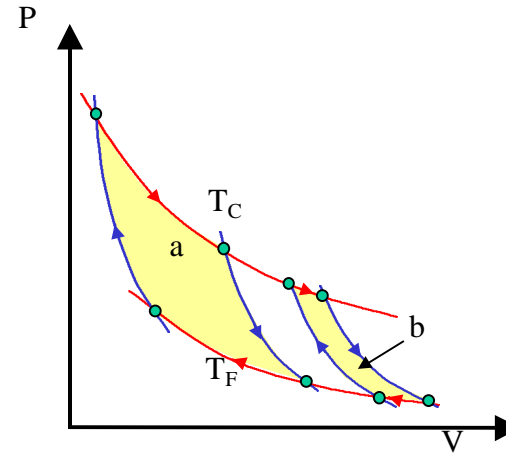
Carnot, quando scrisse le sue *Riflessioni*, credeva che il calore fosse un fluido indistruttibile (*calorico*). In una macchina termica, la quantità di calore che fluisce dalla sorgente calda era considerata perciò uguale a quella che defluisce dalla sorgente fredda, così come la quantità di acqua in ingresso in una turbina ad acqua, alimentata da una cascata, è uguale a quella in uscita. Secondo questo modello la macchina di Carnot verrebbe rappresentata da un diagramma di flusso con i due tubi di flusso di Q_C e Q_F dello stesso diametro. Il lavoro si immaginava fosse estratto dal flusso discendente di calore così come, nella ruota ad acqua esso viene prodotto, sfruttando la differenza di energia potenziale dell'acqua. Nonostante questa immagine erronea sulla natura del calore Carnot determinò correttamente l'efficienza della sua macchina termica.

$$\eta = 1 - \frac{T_F}{T_C}$$

Il rendimento del ciclo di Carnot dipende dalle temperature delle riserve termiche ed è indipendente dalla sostanza termodinamica. Più grande è il gradiente termico delle riserve di calore e maggiore è il rendimento.



Rendimento di un ciclo di Carnot
la cui sorgente fredda ha una temperatura di 300 K.



I cicli a e b hanno lo stesso rendimento ($\eta_a = \eta_b$)
pur producendo lavori diversi ($L_b < L_a$).

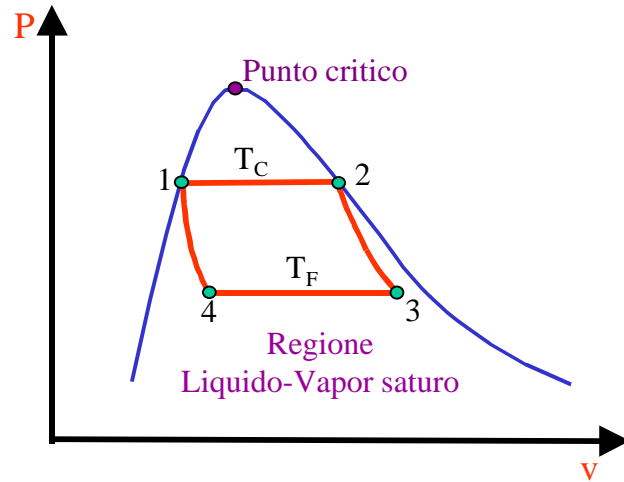
$$\frac{Q_C}{Q_F} = \frac{T_C}{T_F}$$

Il rapporto fra i calori che fluiscono nelle due riserve di calore dipende esclusivamente dal rapporto fra le temperature delle riserve. In particolare esso è indipendente dalla sostanza termodinamica soggetta al ciclo.

$$\frac{Q_C}{T_C} = \frac{Q_F}{T_F}$$

Il rapporto fra il flusso di calore e la temperatura della riserva termica in cui tale flusso ha luogo si conserva.

Ciclo di Carnot per una sostanza nello stato liquido-vapore

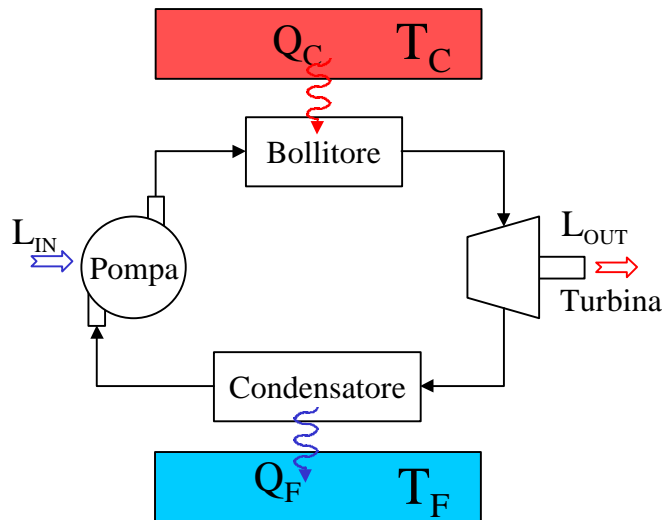


1 → 2 *Isoterma reversibile*. Inizialmente il fluido di lavoro è un liquido saturo. Del calore Q_C fluisce dalla sorgente calda a temperatura, T_C , al bollitore. La temperatura del bollitore è più bassa di quella della sorgente di una quantità infinitesima.

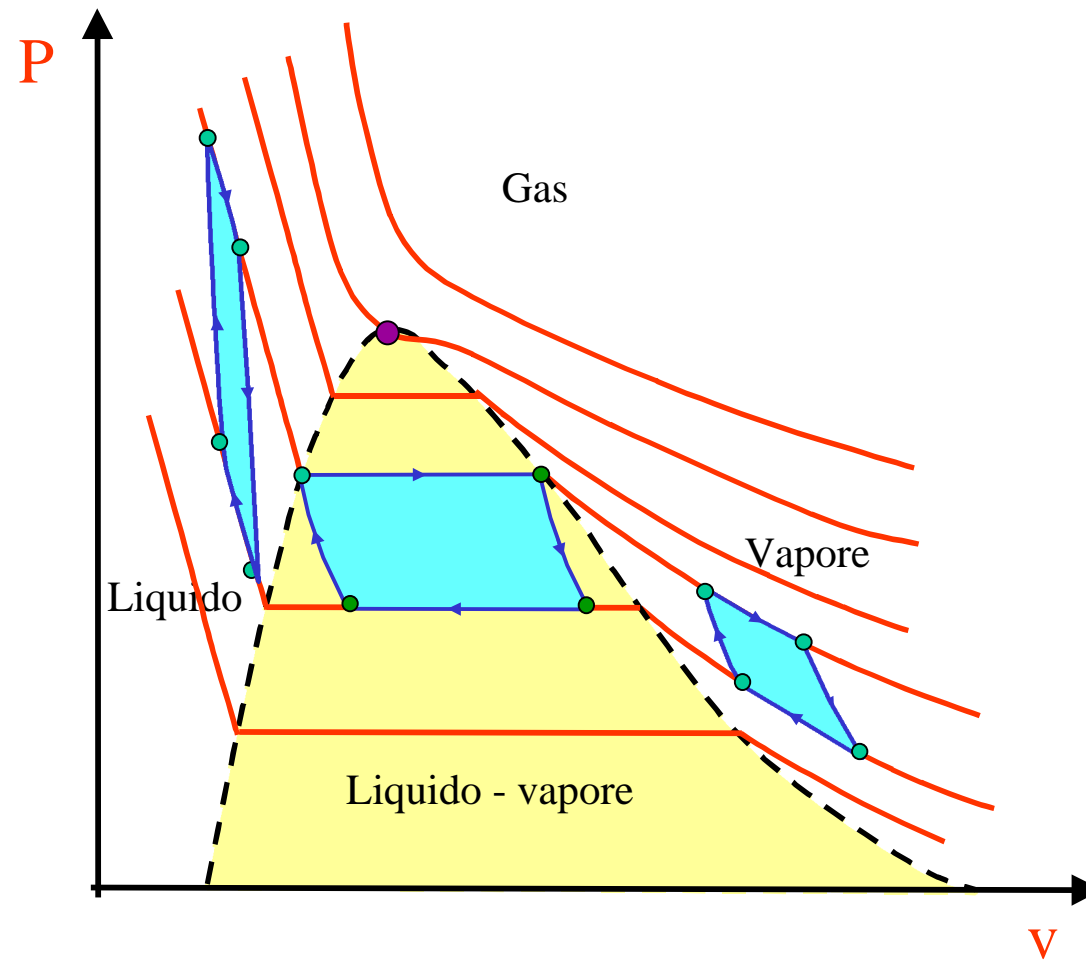
2 → 3 *Adiabatica reversibile*. Il fluido di lavoro si espande in una turbina e produce lavoro esterno, L_{OUT} .

3 → 4 *Isoterma reversibile*. Del calore Q_F fluisce dal fluido di lavoro alla sorgente a bassa temperatura, T_F , durante il passaggio del fluido attraverso il condensatore.

4 → 1 *Adiabatica reversibile*. Il fluido di lavoro viene compresso per mezzo di una pompa; la sua temperatura viene riportata al valore iniziale T_C . Per far questo occorre fornire dall'esterno del lavoro, L_{IN} .

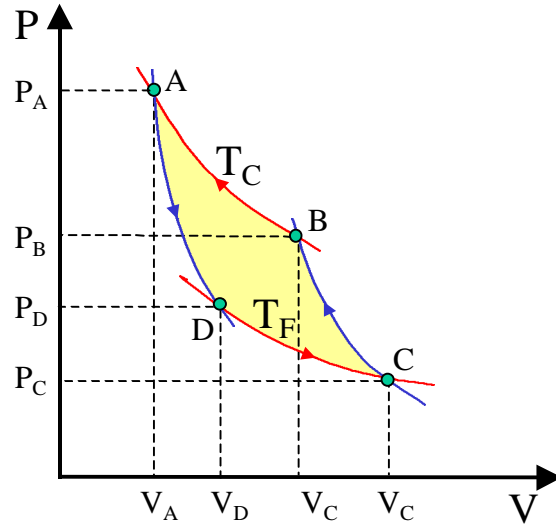


Altri cicli di Carnot di una sostanza pura



N.B: Per ragioni grafiche la pendenza delle isoterme nei tratti di stato liquido è notevolmente ridotta; di fatto questi tratti sono quasi verticali .

Frigorifero di Carnot



c = coefficiente di prestazione

$$c = \frac{Q_F}{L} = \frac{Q_F}{Q_F - Q_C} = \frac{1}{\frac{Q_C}{Q_F} - 1}$$

Considerando che in un ciclo di Carnot:

$$\frac{Q_C}{Q_F} = \frac{T_C}{T_F} \quad \text{si trova:}$$

$$c = \frac{T_F}{T_C - T_F}$$

A parità di T_F , c è tanto maggiore quanto minore è lo scarto fra T_C e T_F .

Osserviamo inoltre che, dividendo per T_F :

$$c = \frac{1}{\frac{T_C}{T_F} - 1}$$

per cui, per $T_C > T_F$ $c > 1$. c inoltre assume valori molto elevati per $T_F \rightarrow T_C$. Infine, come si può osservare dal grafico, il costo di esercizio di un frigorifero è tanto maggiore per $T_F \rightarrow 0$.

