

θ = temperatura del termometro a gas ideale

T = temperatura termodinamica

$p \propto \frac{1}{v}$ ^{satizzato inglese} 1662 Boyle, ne il "chemist's sceptic", in cui è computata la tradizione azotologica dei quattro elementi, finendo alla formulazione di una ipotesi corpuscolare della materia

$p v = F(\theta)$ 1663 Mariotte, fisico francese, che conferma Boyle e aggiunge la dipendenza della temperatura.

Tale relazione si scopre tanto meno dalle esperienze, quanto minore è la pressione di lavoro, ovvero quanto maggiore è la temperatura; in altri casi sono invece le approssimazioni divenute insufficiente (gas reali).

Definita θ la temperatura, la legge di stato dei gas perfetti o la nuova formulazione

$$p v = R \theta$$

$$R = \frac{p v}{\theta} = \frac{101,325 \text{ kPa} \cdot 22,414 \frac{\text{m}^3}{\text{kmol}}}{273,15 \text{ K}}$$

in condizioni standard

$$= 8,314 \frac{\text{kJ}}{\text{kmol} \cdot \text{K}}$$

in cui:

p è la pressione del gas [Pa]

v è il volume specifico [m^3/kg], pari all'inverso della densità [$1/\rho$]

R è la costante del gas considerato, pari $\frac{R_u}{M}$, ove R_u è la costante universale dei gas perfetti: $(8,314 \frac{\text{kJ}}{\text{K kmol}})$ e M è la massa molare del gas considerato ($[M] = \frac{\text{kg}}{\text{kmol}}$)

θ è la temperatura del termometro a gas perfetto che, con le dovute posizioni corrisponde a quella termodinamica o assoluta (T)

Il valore di R_u origina dalla medesima definizione di temperatura del termometro a gas ideale, per cui:

$$\theta = 273,16 \lim_{P \rightarrow 0} \frac{p v}{P v_0} \iff \lim_{P \rightarrow 0} p v = \frac{\theta}{273,16} \cdot \lim_{P \rightarrow 0} P v_0$$

$$\theta = \frac{22,414 \text{ l} \cdot \text{atm}}{273,16 \text{ grado}} \cdot R_u$$

$$R_u = 8,314 \frac{\text{kJ}}{\text{kmol} \cdot \text{K}}$$

$22,414 \frac{\text{m}^3}{\text{kmol}} \cdot 101,325 \frac{\text{kPa}}{\text{atm}}$

L'idealizzazione del comportamento di un gas ^{sali} come "perfetto", costituisce una semplificazione che consente la valutazione delle grandezze associate al sistema in ottima approssimazione, sempre che siano verificate le condizioni di pressione ridotta e volume specifico elevato, o vero di temperatura superiore almeno a 2. π c. Tali condizioni originano dallo studio del comportamento di gas reali, ~~alle~~ ^{basato sulle} formulazioni vecchie del loro comportamento (Van der Waals, Beattie-Webb-Rubin, ~~alle~~ ^{coefficienti} del viriale, ~~et~~ ^{altri}) e dal diagramma generale del fattore di compressibilità, da cui si osserva che lo scostamento ^{gas reale} ~~dalla~~ ^è sostanzialmente trascurabile in questi settori del diagramma. I due principali aspetti ^{fisici} su cui si basa tale scostamento sono:

- 1) La non trascurabilità, in determinate condizioni termodinamiche, del volume molecolare, ovvero del volume occupato dalle molecole del gas, che nella formulazione della legge di Van der Waals è detto covolume.
- 2) In presenza di un libero cammino medio per il moto delle molecole del gas particolarmente ridotto, le forze di attrazione molecolare ($\frac{a}{V^2}$) non trascurabili.

Per un gas ideale generico si definisce:

C_p = calore specifico a pressione costante
 = quantità di calore da fornire o sottrarre per unità di variazione termica

C_v = l'analogo nelle condizioni di volume specifico costante

Per un sistema chiuso, ovvero in assenza di scambi materiali con l'ambiente circostante, il primo principio della Termodinamica è esprimibile come:

$$du = \delta q - \delta l$$

dove du indica la variazione infinitesimale dell'energia interna del sistema, ovvero, trascurando fenomeni dinamici, molecolari, l'energia potenziale e cinetica, che a livello microscopico rappresentano il contenuto energetico. (Grandezza di stato)

δq è il calore assorbito (+) o ceduto (-) dal sistema
 δl è il lavoro compiuto (+) o subito (-) dal sistema

Grandezze di processo

In altri termini, la variazione dell'energia interna per un sistema chiuso ma non isolato che subisce una trasformazione, è pari alla differenza tra la quantità di calore scambiata e il lavoro.

La differenza nei simboli di infinitesimo è conseguente al fatto che l'energia interna è una proprietà di stato del sistema, cioè indipendente dalla trasformazione subita, mentre calore e lavoro dipendono strettamente dal tipo di trasformazione.

Per un sistema chiuso, ~~ovvero~~ il lavoro più intuitivo attuabile/subitabile è quello di volume, ovvero conseguente ad una variazione del confine con il sistema ambientale esistente (esempio cilindro-pistone), per cui:

$$\delta E = p dV$$

Se $dV = 0$, cioè nella trasformazione considerata il volume specifico rimane costante, ne segue che $\delta E = 0$ e quindi $du = \delta q$.

Per definizione:

$$C_v = \frac{du}{dT} \Big|_{V=const}$$

è un calore specifico scambiato lungo una isocora

In analogia, se $dp = 0$, ovvero lungo una isobara:

$$du = \delta q - \delta(pv)$$
$$du + v dp + p dv = \delta q = c_p \cdot dT$$
$$dh = c_p dT \Rightarrow c_p = \frac{dh}{dT} \Big|_{P=const}$$

Nei differenziali espressi per l'energia interna e per l'entalpia o in realtà esplicitata in considerazioni importanti, cioè l'adozione del simbolo di differenziale esatto implica per definizione che u e h sono funzioni unicamente della temperatura, cosa possibile solo per gas perfetti. L'esperienza di Joule-Kelvin esplicita questo aspetto.

$$u(\theta, p) \Rightarrow du = \frac{\partial u}{\partial p} dp + \frac{\partial u}{\partial \theta} d\theta = 0$$
$$u(\theta, v) \Rightarrow du = \frac{\partial u}{\partial v} dv + \frac{\partial u}{\partial \theta} d\theta = 0$$

nessun lavoro
nesso scambio termico

ma $d\theta = 0, dp \neq 0$ e $dv \neq 0 \Rightarrow \frac{\partial u}{\partial p} = 0 = \frac{\partial u}{\partial v}$ indip. da v e p

Inoltre, per definizione: $h = u + Pv \Rightarrow Pv = h - u$

\Rightarrow dalla relazione dei gas perfetti:

$$d(Pv) = R dT$$

$$\frac{d}{dT}(h-u) = R$$

$$\frac{dh}{dT} - \frac{du}{dT} = R$$

$$\boxed{C_p - C_v = R}$$

Relazione di Mayer

Da notare che essendo $R > 0$, ne segue che $C_p > C_v$. In effetti, dalla teoria cinetica dei gas si può dimostrare che:

	C_p	C_v
per gas monoatomici	$\frac{5}{2} R$	$\frac{3}{2} R$
biatomici	$\frac{7}{2} R$	$\frac{5}{2} R$
poliatomici	$\frac{9}{2} R$	$\frac{7}{2} R$

$$\frac{R_0}{0,78 \cdot 28 + 0,21 \cdot 32} \approx 0,287$$

Per l'aria (78% N_2 , 21% O_2 , 1% Argon ed altri gas) $R = 0,2870 \frac{kJ}{K \cdot kg}$

$$\Rightarrow C_p \approx 1,0045 \frac{kJ}{K \cdot kg}$$

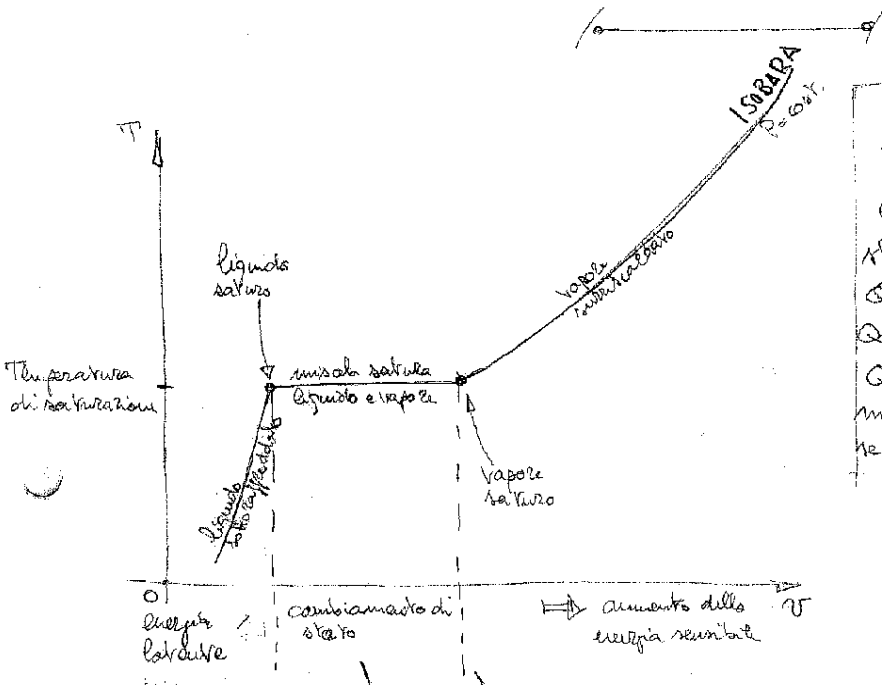
$$C_v \approx 0,7175 \frac{kJ}{K \cdot kg}$$

Sulla base delle precedenti soluzioni esplicative termodinamiche, è particolarmente significativo esprimere le possibili trasformazioni termodinamiche per le quali è definita una condizione di esperimento, ovvero per trasformazioni:

- ISOBARE, $p = \text{cost.}$
- ISOCORE, $v = \text{cost.}$
- ISOTERME, $T = \text{cost.}$ (ISOBENTALPICHE)
- ADIABATICHE, $\delta q = 0$ (ISOENTROPICHE, $S = \text{cost.}$)

PRINCIPIO ZERO, FGM Cor 1931

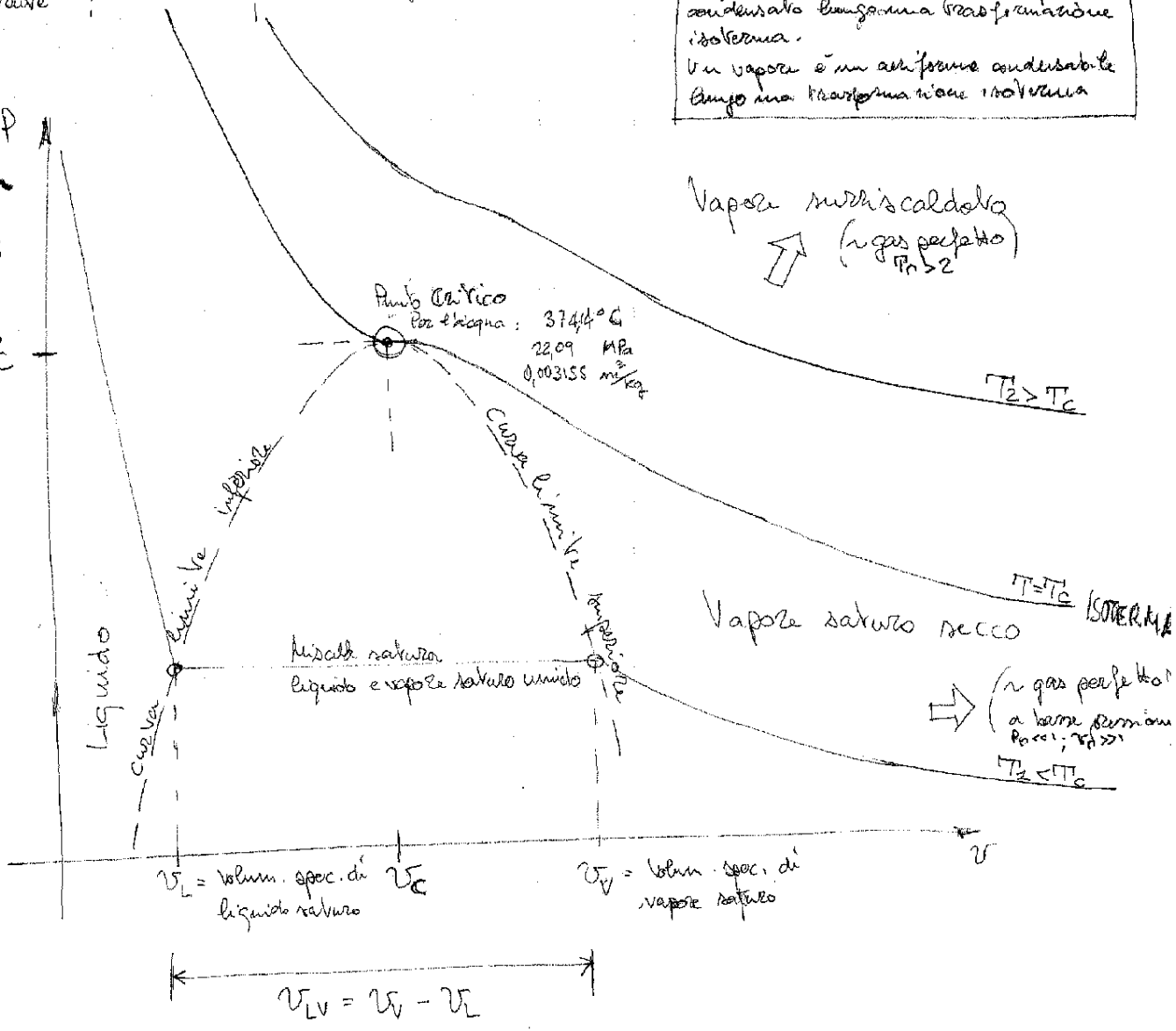
Due corpi in equilibrio termico con un medesimo corpo, sono in equilibrio termico tra loro.



La possibilità di diagrammare una trasformazione termodinamica, implica l'ipotesi che questa avvenga per successivi stati di equilibrio, ovvero in forma QUASI-STATICA. Ogni punto della curva è quindi di QUASI-EQUILIBRIO e quindi potrebbe essere mantenuto se il sistema venisse isolato, ovvero se avvenissero scambi energetici.

Un gas è un aggregato che non può essere condensato lungo una trasformazione isoterma. Un vapore è un aggregato condensabile lungo una trasformazione isoterma.

Diagramma di Andrews o Piondi
Clapeyron



Vapore molto caldo (gas perfetto) $T_p > T_c$

Vapore saturo secco $T = T_c$ ISOTERMA
 (gas perfetto a barre permian $P_{0.001}, T_p > T_c$)
 $T_2 < T_c$

ISOBARA

$p = \text{const.}$

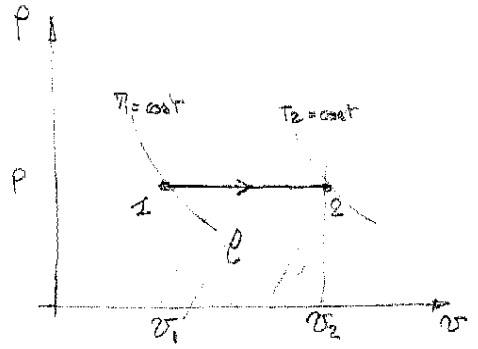
$\delta l_{chiuso} = p \cdot dV$

$\delta l_{aperto} = 0 \quad (dp=0)$

per definizione $c_p = \frac{dh}{dT} \Big|_{p=\text{const}}$

la derivata è totale perché siamo in gas perfetti.

$\Rightarrow dh = c_p dT \Rightarrow \Delta h = c_p (T_2 - T_1)$



Sistema chiuso

inib. calorig. in

$du = \delta q - \delta l \quad \text{et} \quad du = c_v dT$

$\Rightarrow \delta q = p dv + c_v dT$

$\Delta q = p(v_2 - v_1) + c_v(T_2 - T_1) = R(T_2 - T_1) + c_v(T_2 - T_1) = c_p(T_2 - T_1)$

$\Delta s = \int \frac{\delta q}{T} = \int c_p \frac{dT}{T} = c_p \ln \frac{T_2}{T_1}$

$\Delta u = c_v(T_2 - T_1)$

Sistema aperto

$dh = \delta q - \delta l_{aperto} \quad \delta l_{aperto} = v dp$

$l_{chiuso} = p \cdot (v_2 - v_1)$

$l_{aperto} = 0$

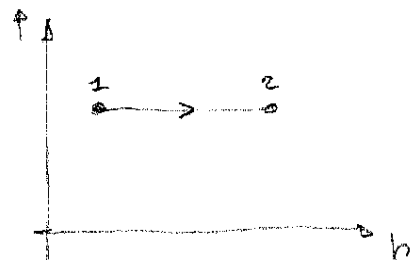
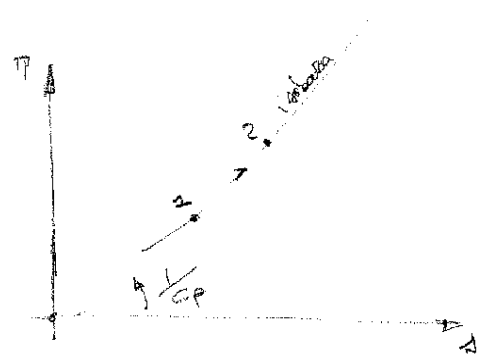
$q = c_p(T_2 - T_1)$

$\Delta s = c_p \ln \frac{T_2}{T_1}$

$\Delta h = q$

$\Delta u = c_v(T_2 - T_1)$

$mpolite. = 0$



ISOCORA

$n = \text{const.}; dv = 0$

$\delta l_{\text{aperto}} = v dp$

$\delta l_{\text{chiuso}} = 0 \Rightarrow \delta q = du$

$c_v = \frac{du}{dT} / n = \text{cost.}$

$l_{\text{aperto}} = \int \delta l = \int v dp = v(p_2 - p_1)$

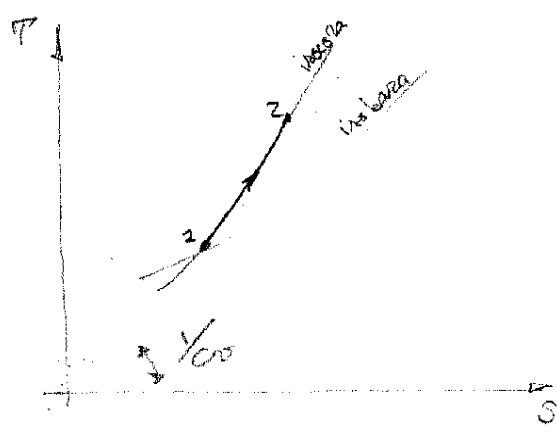
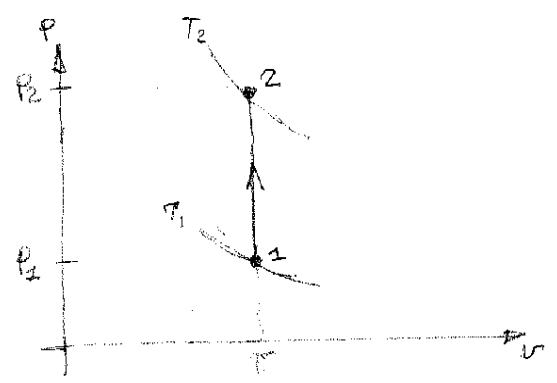
$l_{\text{chiuso}} = \int p dv = 0$

$q = \int \delta q = \int du = \int c_v dT = c_v (T_2 - T_1)$

$\Delta s = \int \frac{\delta q}{T} = \int c_v \frac{dT}{T} = c_v \ln \frac{T_2}{T_1}$

$\Delta u = q$

Nota che una isocora è più pendente rispetto ad una isobara perché $c_p > c_v \Rightarrow \frac{1}{c_v} > \frac{1}{c_p}$



$l_{\text{chiuso}} = 0$

$l_{\text{aperto}} = v(p_2 - p_1)$

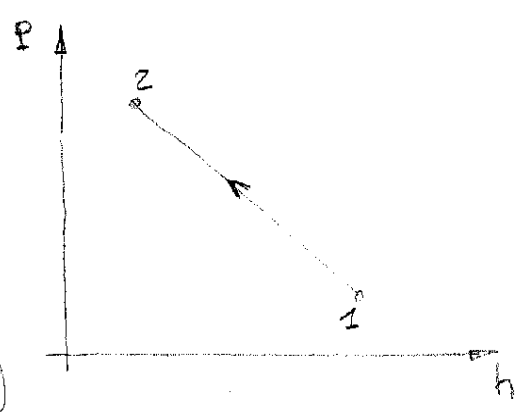
$q = c_v (T_2 - T_1)$

$\Delta s = c_v \ln \frac{T_2}{T_1}$

$\Delta h = q - l_{\text{aperto}}$

$\Delta u = q$

$m_{\text{pot.}} = 0$



Sul grafico P,h: $\Delta h = c_v (T_2 - T_1) - v(p_2 - p_1)$

$= \frac{c_v}{R} (p_2 v_2 - p_1 v_1) - v(p_2 - p_1)$

$= v(p_2 - p_1) \cdot \left(\frac{c_v}{R} - 1 \right)$

\Rightarrow in generale $h(p) = h_0 + v \cdot \frac{2c_v - c_p}{R} \cdot (p - p_0)$

e $\frac{dh}{dp} = v \cdot \frac{2c_v - c_p}{R}$ È una retta!

di nuovo p: qui meno e biatomici

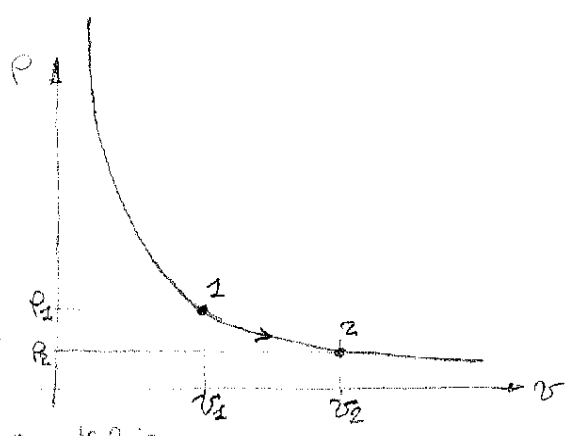
ISOTERMA (gas perfetto)

$pV = RT = \text{cost}$

ie $dP = 0 \Rightarrow du = 0 \Leftrightarrow \delta q = \delta l$

inoltre $dS = \frac{\delta q}{T} = \frac{\delta l}{T}$

inoltre $d(pV) = 0 \Rightarrow dh = du + d(pV) = 0$



per un gas perfetto una isoterma è anche una isoentalpica

$\delta l = p dV$
 $pV = RT \rightarrow \delta l = \frac{RT}{V} dV \rightarrow \Delta l = \int_1^2 \frac{RT}{V} dV = RT \ln \frac{V_2}{V_1}$

essendo $\frac{V_2}{V_1} = \frac{RT/P_2}{RT/P_1} = \frac{P_1}{P_2} \rightarrow RT \ln \frac{P_1}{P_2}$

$\Delta l = \Delta q = RT \ln \frac{V_2}{V_1} = RT \ln \frac{P_1}{P_2}$

$\Delta S = \frac{\Delta q}{T} = R \ln \frac{V_2}{V_1} = R \ln \frac{P_1}{P_2}$

$\Delta h = 0$

La trasformazione è banale negli altri grafici ((P, S) , (P, h))

$l_{chiuso} = RT \ln \frac{V_2}{V_1} = RT \ln \frac{P_1}{P_2}$

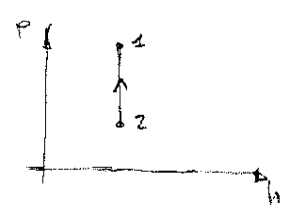
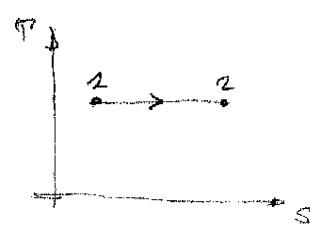
$q_{aperto} = l_{chiuso}$

$q = l_{chiuso}$

$\Delta S = R \ln \frac{V_2}{V_1} = R \ln \frac{P_1}{P_2}$

$\Delta h = 0$
 $\Delta u = 0$] una isoterma è anche una ISOENTALPICA (per un gas perfetto) !

inoltre = 1



ADIABATICA

$$q = 0 \Rightarrow du = -\delta l \text{ (cadr. chiuso)}$$

$$dh = -\delta l \text{ (sist. aperto)}$$

$$ds = 0$$

La Eq. della trasformazione $\hat{\sigma}$:

$$\int C_V dT = -p dV$$

$$pV = RT$$

$$\Rightarrow C_V dT + \frac{RT}{V} dV = 0$$

$$\int C_V \frac{dT}{T} + \int \frac{R dV}{V} = 0 \Rightarrow C_V \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{V_2}{V_1} = 0$$

$$\ln \left(\frac{T_2}{T_1} \right)^{C_V} + \ln \left(\frac{V_2}{V_1} \right)^R = 0$$

$$\left(\frac{T_2 V_2}{T_1 V_1} \right)^{C_V} \cdot \left(\frac{V_2}{V_1} \right)^R = e^0$$

$$\frac{R}{C_V} \cdot \left(\frac{V_2}{V_1} \right)^{\frac{R+C_V}{C_V}} = 1$$

$$P \cdot V^{\frac{C_V}{C_V+R}} = \text{cost} = P \cdot V^{\gamma}$$

(più ripeto dell'isoterma)

Attraverso 2. posizione $P = \frac{RT}{V}$ si ottiene = $T \cdot V^{\gamma-1}$

$V = \frac{RT}{P}$ si ottiene = $T \cdot P^{\frac{1-\gamma}{\gamma}}$

l chiuso = $\int \delta l = \int du = C_V (T_2 - T_1)$

l aperto = $\int \delta l = \int dh = C_P (T_2 - T_1)$

$q = 0$

$\Delta s = 0$

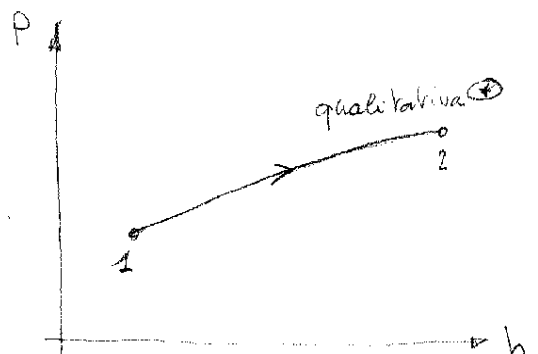
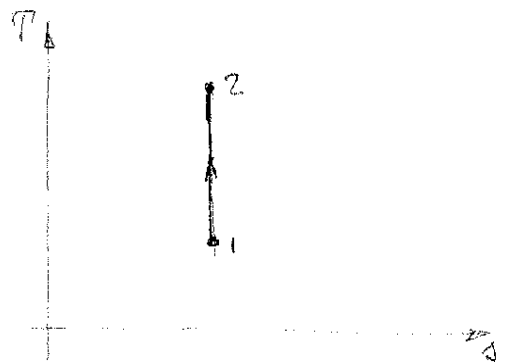
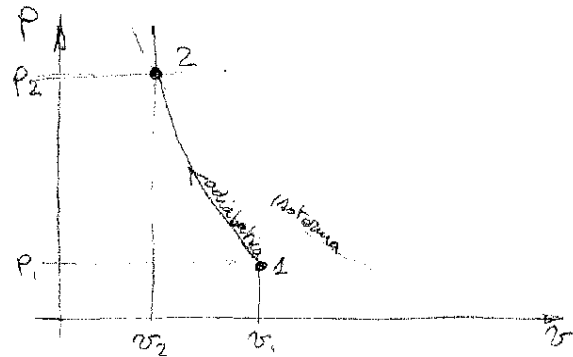
$\Delta h = l_{\text{aperto}}$

$\Delta u = l_{\text{chiuso}}$

"ripetute" = $\gamma = \frac{C_P}{C_V}$

$\textcircled{\ast} T \cdot P^{\frac{\gamma}{1-\gamma}} = \text{cost} \Rightarrow P = \left(\frac{\text{cost}}{T} \right)^{\frac{1-\gamma}{\gamma}}$

l'aumento per la serie moltip. a mano di altre costanti.



Isocora

$$C_{V,2} \left(\frac{P_2 - P_1}{\Delta U} \right)$$



$$C_{V,2} \left(\frac{P_2 - P_1}{P_2 - P_1} \right)$$

$$C_{V,2}$$

$$C_{V,2}$$

Isobara

$$C_{P,2} \left(\frac{P_2 - P_1}{\Delta H} \right)$$

$$R \left(\frac{P_2 - P_1}{P_2 - P_1} \right)$$



$$C_{V,2} (P_2 - P_1)$$

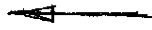
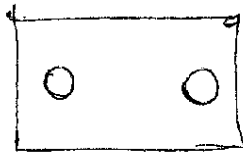
$$C_{P,2} (P_2 - P_1)$$

Isocoro

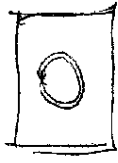
Isocoro

$$\frac{R P_2 - C_{V,2} \frac{P_2}{P_1}}{R P_2 - C_{V,2} \frac{P_2}{P_2}}$$

Isocoro



Adiabatica



$$\Delta U$$

$$\Delta h$$

$$C_{V,2} (P_2 - P_1)$$

$$C_{P,2} (P_2 - P_1)$$

q

Isocoro

Isobara

ΔU

Δh

GAS REALI

Nel comportamento sperimentale di un gas si osservano significativi scostamenti dal comportamento di gas ideale, ovvero per coppie di P, T e volume specifica risultante si scosta in modo non accettabile dal valore $\frac{RT}{P}$.

Questo evidentemente significa che tale legge non risulta più sufficiente a descrivere il comportamento in determinate condizioni termodinamiche, queste sono peraltro limitate in due zone del diagramma P, V :

- 1) $T \leq 2 T_c$
- 2) $P \geq P_c$ et $V \leq V_c$

Poiché tuttavia risulta estremamente comodo cercare di recuperare la legge dei gas perfetti e poiché risulta sperimentalmente che gas differenti si comportano nello stesso modo se sono nel medesimo stato fisico ridotto (Legge degli stati corrispondenti), si introduce il FATTORE DI COMPRESSIBILITÀ:

$$Z = \frac{Pv}{R T} = \frac{v}{v_{id}}$$

che di fatto esprime lo scostamento del gas considerato (v) rispetto al gas perfetto (v_{id})

Poiché si dimostra teoricamente, ma anche sperimentalmente, la Legge degli Stati Corrispondenti, risulta che:

$$Z = Z(P_r, T_r) \quad \text{dove}$$

$$P_r = \frac{P}{P_c} \quad \text{e} \quad T_r = \frac{T}{T_c}$$

de dipendono dallo specifico gas

come per il gas ideale ho solo $P_c T_c$ e quindi $Pv = Z R T$

$$\text{cioè} \quad Pv = Z(P_r, T_r) \cdot R \cdot T$$

$$\text{o ancora} \quad Pv = Z\left(\frac{P}{P_c}, \frac{T}{T_c}, \frac{P_c}{P_c}, \frac{T_c}{T_c}\right) \cdot R \cdot T$$

\downarrow
 dipendono dal gas

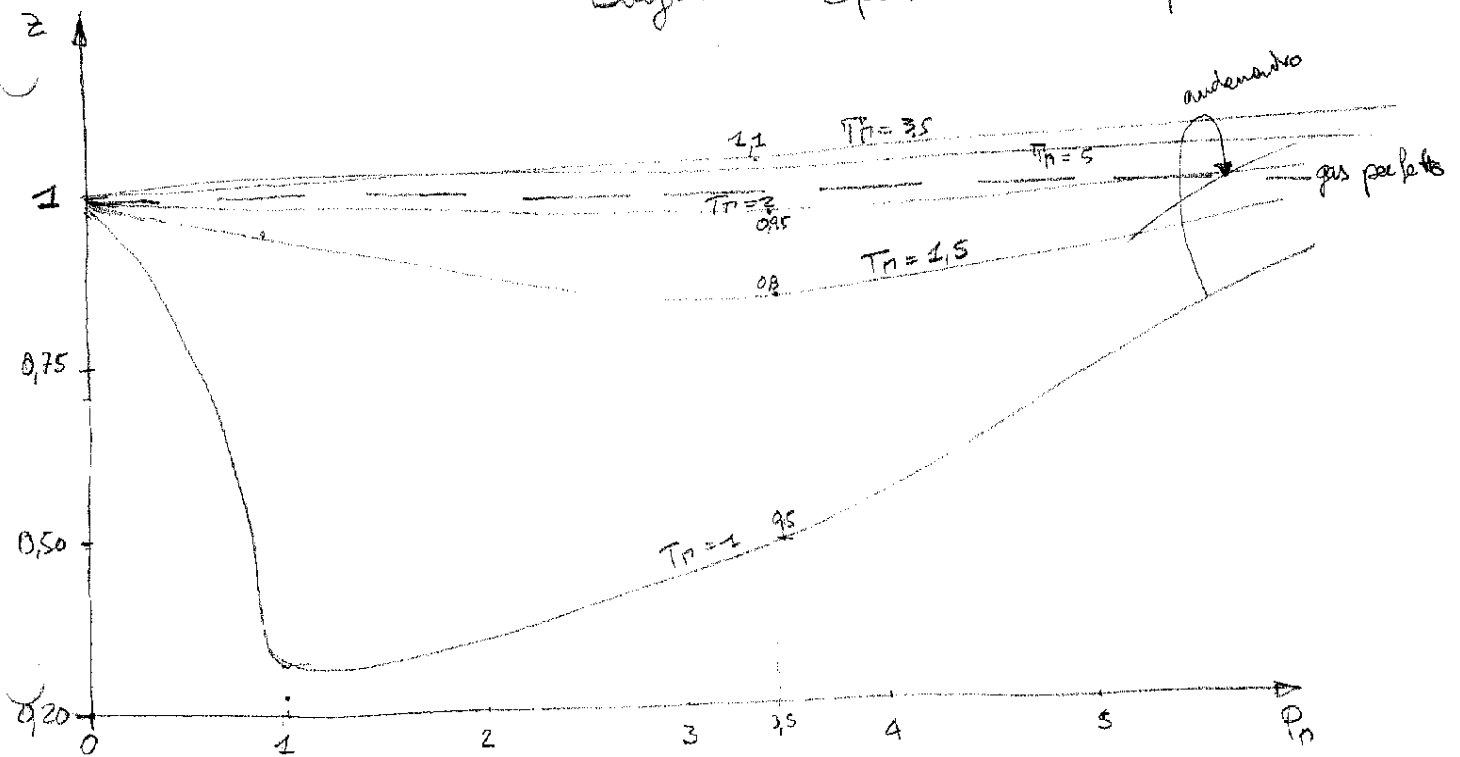
In alcuni casi è possibile rendere valida la legge dei gas perfetti attraverso la valorizzazione del coefficiente di compressibilità.

La difficoltà sta unicamente nella definizione di questa funzione.

Tra le varie soluzioni:

- 1) Van Der Waals \leftarrow Storicamente la 1^a e più intuitiva, poco approssimativa
- 2) Beattie - Bridgeman
- 3) Benedict - Webb - Rubin \leftarrow Buona approssimazione
- 4) Strohbridge \leftarrow È uno sviluppo della Benedict - Webb - Rubin
- 5) Eq. di Stato del Viriale \leftarrow (Cominciano con i viriali in serie)
- 6) Berthelot
- 7) Redlich - Kwong

Diagramma Sperimentale del fattore Z



Nota il gas, conosco il suo punto critico (P_c, T_c, V_c) quindi fissata la coppia (P, T) , mi determino la coppia corrispondente ridotta (P_r, T_r) . Attraverso questo punto, sul grafico individuo $Z(P_r, T_r)$ e quindi posso calcolarmi il volume specifico come:

$$V = Z \cdot V_{ideale}$$

$$\downarrow Z \cdot \frac{RT}{P}$$

Altamente utile definire una equazione da cui espliciti il legame.

In sistema di confine chiuso quando non può scambiare materia con l'ambiente.
Nel caso contrario il sistema si definisce aperto. Se un sistema chiuso è impedito anche lo scambio di energia con l'ambiente circostante, allora il sistema si definisce isolato.

Quando lo schema termodinamico per lo studio di un sistema è del tipo "aperto", si considera per l'analisi il volume di controllo, ovvero un volume ideale/reale attraverso cui è replicato lo scambio energetico e di massa.

L'energia interna rappresenta la somma delle energie microscopiche legate alla disposizione molecolare; ^{di sistema} energia totale, ^{da quelle} reversibile.

trascurando l'energia cinetica (o di legame atomico) e quella nucleare, l'energia interna è sostanzialmente l'apporto netto dell'

L'energia potenziale è quella ^{energia} associata allo stato di agitazione molecolare (energia cinetica molecolare), mentre quella libera è legata alle parti molecolari che costituiscono lo stato fisico del sistema, solido, liquido, gassoso, ecc.

ovvero fase del sistema:
quindi

La fase solida di sistema differisce di una certa energia interna molto più piccola dello stesso sistema in fase liquida, basti pensare all'energia di attivazione per attuare il cambiamento di fase.

L'energia interna è una funzione di stato del sistema, che non dipende da come il sistema raggiunge uno stato di equilibrio termodinamico, ma solo dallo stato stesso raggiunto.

Calore e lavoro invece sono grandezze o funzioni di processo, perché dipendono invece proprio dal tipo di trasformazione termodinamica attraverso la quale si passa da un equilibrio iniziale ad uno finale.

Le grandezze che vengono impiegate nella termodinamica si distinguono in intensive o estensive a seconda che, e loro valore sia stipito o meno all'estensione/dimensione del sistema. Pressione, temperatura, densità sono grandezze di stato intensive, mentre volume e massa sono estensive.

Una grandezza o proprietà estensiva si definisce specificata, quando è espressa per unità di massa.

Quando avviene uno scambio ^{limito} di energia (calore, lavoro) e/o di massa, il sistema cambia il proprio stato di equilibrio in un altro. In relazione alle modalità con cui avviene tale scambio ^{il trasferimento} si definisce quasi-statico o non quasi-statico, se il sistema raggiunge lo stato finale attraverso un insieme di stati di quasi equilibrio o meno. Questo dipende essenzialmente dal tempo in cui avviene lo scambio energetico; se risulta sufficientemente lento, il sistema attraversa una sequenza di stati di equilibrio per giungere allo stato finale.



POSTULATO DI STATO

Lo stato termodinamico di un sistema semplice compressibile è univocamente determinato da due grandezze intensive indipendenti.

Regola di GIBBS:

$$\Delta F = C - F + 2$$

componat. pari

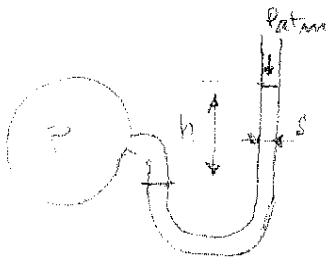
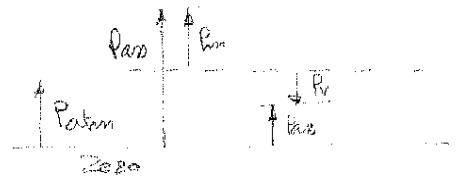
è un sistema per il quale sono trascurabili le interazioni elettromagnetiche, l'azione su particelle, ...



Pressione assoluta, relativa, al manometro, al vacuometro

P_m

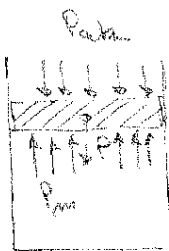
P_v



$$P_m = \rho h$$

linea dell'equilibrio

$$P - P_m = h \cdot \rho \cdot g \quad (+ P_{atm} \cdot S)$$



$$S = 0,04 \text{ m}^2$$

$$P_{atm} = 0,97 \text{ bar}$$

$$m = 20 \text{ kg}$$

$$g = 9,8 \text{ m/s}^2$$

$$\rightarrow P = 588 \text{ N}$$

$$1 \text{ bar} = 10^5 \text{ Pascal}$$

$$P_m = P_{atm} + \frac{P}{S}$$

$$= 0,97 \text{ bar} + \frac{588}{0,04} \cdot 10^{-5}$$

$$= 1,147 \text{ bar}$$

Pressione atmosferica Standard : 101325 Pa

Per un sistema chiuso semplicemente comprimibile, il lavoro è necessariamente ^{sempre} minore della quantità di calore assorbita, perché parte di questa ^{energia} serve ad aumentare quella interna del sistema stesso, affinché questo sia in grado di compiere il suddetto lavoro.

Se non assorbo calore \Rightarrow non posso mai compiere lavoro (naturalmente a partire da uno stato di equilibrio) e per una trasformazione aperta.

Valle il contrario:

Per un sistema chiuso ^{rigido} semplicemente comprimibile, a parità di energia termica assorbita, l'aumento di energia interna a partire da uno stato termodinamico di equilibrio è ~~massimo~~, perché non viene compiuto alcun lavoro sull'ambiente esterno.

$$T_2 = T_1 + \begin{cases} \frac{q}{C_V} & \text{sistema rigido} \\ \frac{q}{C_P} & \text{sistema semplicemente comprimibile} \end{cases}$$

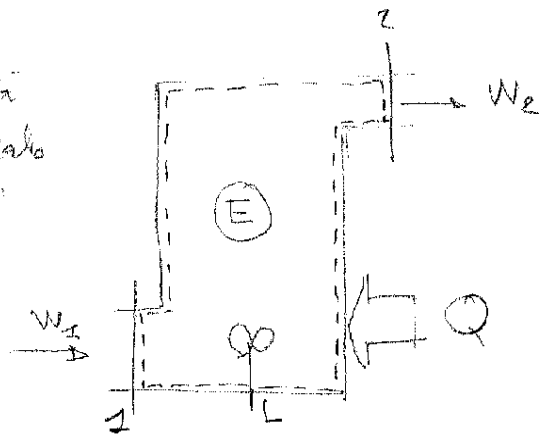
$C_P = C_V + R$ Relazione di Mayer

$\Rightarrow T_2^V > T_2^P$ (siamo nei gas perfetti)

$\Rightarrow U_2^V > U_2^P$

1° principio - Sistemi Aperti

Se esprimiamo il bilancio energetico nell'unità di tempo per il volume di controllo considerato per il sistema aperto, dove alla sezione "1" ho un ingresso e alla "2" uno scatto



$$\dot{\Delta E}(t) = \dot{M}_2 \left(\frac{1}{2} W_2^2 + g z_2 + u_2 \right) + p_2 \dot{S}_2 \cdot W_2 - \dot{M}_1 \left(\frac{1}{2} W_1^2 + g z_1 + u_1 \right) - p_1 \dot{S}_1 W_1 + \dot{Q} - \dot{L}$$

Se sono in condizioni stazionarie: $\dot{E}(t) = 0$

$$\dot{M}_2 = \dot{M}_1 = \dot{M} = \text{costante}$$

$$\frac{1}{2} (W_2^2 - W_1^2) + g(z_2 - z_1) + (u_2 - u_1) + p_2 \frac{S_2 W_2}{\dot{M}} - p_1 \frac{S_1 W_1}{\dot{M}} + \frac{\dot{Q}}{\dot{M}} - \frac{\dot{L}}{\dot{M}} = 0$$

$$\frac{1}{2} (W_2^2 - W_1^2) + g(z_2 - z_1) + \underbrace{p_2 v_2 - p_1 v_1}_{\text{Lavoro di scatto}}$$

↳ Lavoro di introduzione

$$\frac{1}{2} (W_2^2 - W_1^2) + g(z_2 - z_1) + \left[(u_2 + p_2 v_2) - (u_1 + p_1 v_1) \right] = q - l$$

$$\boxed{\frac{1}{2} (W_2^2 - W_1^2) + g(z_2 - z_1) + (h_2 - h_1) = q - l}$$

Se risulta possibile trascurare il termine cinetico e potenziale, il bilancio energetico per un sistema aperto in regime stazionario:

$$\Delta h = q - l$$

Kelvin-Planck: è impossibile attuare una trasformazione (ciclica) il cui unico risultato sia quello di convertire integralmente una quantità di calore associata in lavoro.

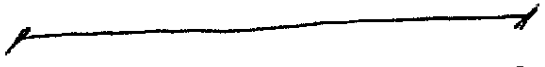
Clausius: è impossibile attuare una trasformazione il cui unico risultato consista nel trasferire calore da un corpo ad una sorgente



Carnot: 1° il rendimento di un motore termico reversibile è sempre minore di quello di un motore reversibile che operi tra gli stessi serbatoi di calore

2° il rendimento di un qualunque motore termico reversibile è uguale per tutti i motori reversibili a parità di (sorgenti) serbatoi di calore

3° il rendimento termico di un motore reversibile è il massimo rendimento possibile tra le medesime sorgenti termiche

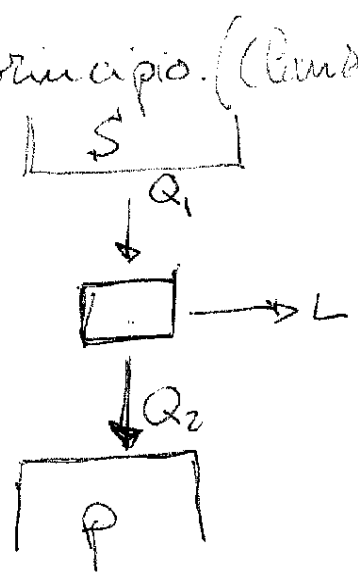


Carnot si dimostra applicando il 2° principio. (Clausius)

Si definisce

η = rendimento termico

$\eta = \frac{L}{Q_1}$



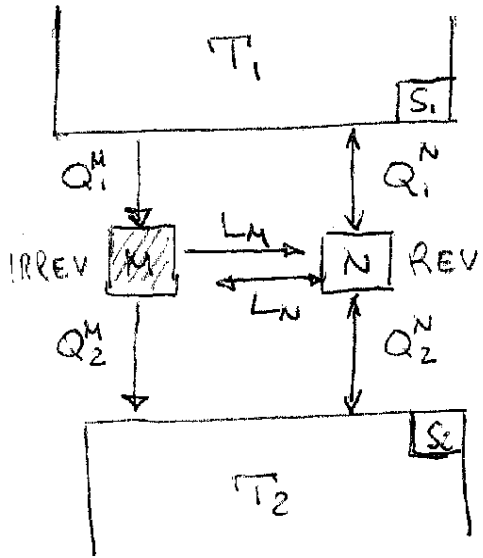
Se sono in un ciclo $\Delta u = 0$

$\Rightarrow L = Q_1 - Q_2 \Leftrightarrow \eta = 1 - \frac{Q_2}{Q_1}$

$$\eta_M = \frac{|L_M|}{|Q_1^M|}$$

$$\eta_N = \frac{|L_N|}{|Q_1^N|}$$

L_M, L_N di ciclo per le due macchine



Le faccio funzionare in modo che

$$m |L_M| = n |L_N|$$

numero di cicli per unità di tempo della M \sim della N

In altri termini, la macchina M (irreversibile) fornisce il lavoro per far funzionare la macchina N (reversibile).

$$\Rightarrow m \eta_M |Q_1^M| = n \eta_N |Q_1^N|$$

$$\eta_N = \eta_M \cdot \frac{m |Q_1^M|}{n |Q_1^N|}$$

Se considero le due macchine come un unico sistema, osservo che $(n |Q_1^N| - m |Q_2^M|)$ è il calore ceduto allo serbatoio S_1 , che, per il primo principio della Term. non può che venire dalla sorgente S_2 .
 Ma questa quantità di calore, per il 2° princ. (Kelvin), non può essere positiva perché, essendo $L_{TOT} = 0$ ($\Leftrightarrow m |L_M| - n |L_N| = 0$), vorrebbe dire che il mio sistema opera trasferendo calore da una sorgente a più bassa temperatura (S_2) ad una a più alta temperatura (S_1). Quindi

$$n |Q_1^N| - m |Q_2^M| \leq 0$$

$$\Leftrightarrow n |Q_1^N| \leq m |Q_2^M|$$

ne segue che :

$$\eta_N \geq \eta_M$$

Nell'ipotesi che anche M fosse reversibile, avremmo ottenuto che

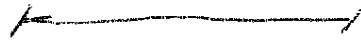
$$\eta_M \geq \eta_N$$

e quindi vale il caso esatto $\eta_M = \eta_N$ solo se entrambe reversibili

Cioè :

① il rendimento termico di una macchina reversibile che opera ciclicamente tra due serbatoi di calore è il massimo rispetto a qualunque altra macchina reversibile che operi tra le medesime sorgenti.

② Tutte le macchine reversibili che operano ciclicamente tra le due medesime sorgenti hanno il medesimo rendimento termico



Una macchina è detta reversibile se opera unicamente per trasformazioni reversibili.

Una trasformazione si dice :

- intrinsecamente reversibile se il sistema è sottoposto a variazioni infinitesime del suo stato di equilibrio termodinamico, cosicché risulta possibile invertire la trasformazione e ripercorrere i medesimi stati termodinamici assumuti dal sistema.

Il concetto di "quasi-statico" è un'approvazione che formalmente "infinitesimale".

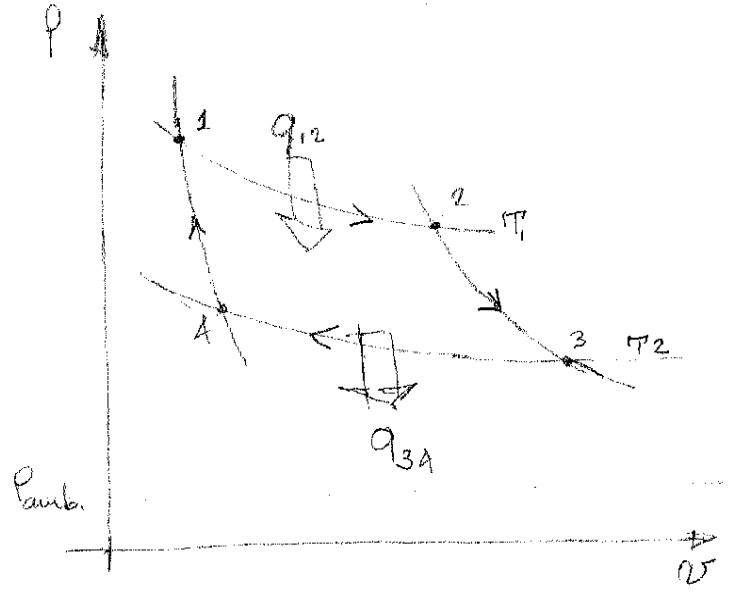
- totalmente reversibile se in ogni istante l'irreversibilità è e l'equilibrio primo descritto vale sia per il sistema (rev. interna) che per il contorno e quindi l'ambiente (rev. esterna).

CICLO DI CARNOT

Il ciclo è attuato da una macchina termica reversibile che opera tra due sorgenti ($T_1 > T_2$) attraverso 4 trasformazioni.

Si dimostra che il suo rendimento termico dipende dalle sole due temperature e che, per definizione di reversibilità, costituisce il massimo possibile.

Si ipotizza un gruppo cilindro-pistone.



A) da 1 a 2

Si trova in 1 ad una pressione superiore a quella ambientale, così odore ha la possibilità di compiere lavoro sull'ambiente per espansione del sistema. Tale lavoro lo fa compiere secondo una isoterma, attraverso il contatto con la sorgente a T_1 . Poiché nell'espansione il calo della pressione determina un corrispondente calo della temperatura, mettendo in contatto il sistema ad una sorgente a T_1 , ad ogni espansione infinitesima, il sistema assorbirà una corrispondente quantità di calore infinitesima in base all'equilibrio termico. Poiché $T_1 = \text{cost.} \Rightarrow \Delta U = 0 \Leftrightarrow L = q$, quindi:

$$L_{12} = q_{12} = \int_1^2 p dV = \int_1^2 \frac{RT_1}{V} dV = RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1}$$

B) da 2 a 3

A partire in 2 cambia stato del sistema, isolandolo dalla sorgente a T_1 , ma consentendone ancora l'espansione. Attua quindi una espansione adiabatica, compiendo ulteriormente lavoro sui confronti dell'ambiente; evidentemente non scambiando calore, il lavoro è compiuto a scapito dell'energia interna, infatti se $q = 0 \Rightarrow \Delta U = -L$.

$$\Delta U_{23} = L_{23} = C_V \Delta T = C_V (T_2 - T_1)$$

C) da 3 a 4

Giunto in 3, ovvero quando l'espansione si è terminata e raffreddamento del sistema è alla temperatura T_2 , mette in contatto termico il sistema con il pozzo a T_2 e, mediante un lavoro dell'ambiente sul sistema, esegue una compressione. Poiché in compressione il sistema tenderebbe ad aumentare la sua temperatura, la presenza del pozzo mi consente di attuare la trasformazione come isoterma, poiché ad ogni infinitesimo aumento di temp. per l'equilibrio termico con la sorgente T_2 , una corrispondente quantità infinitesima di calore passa dal sistema alla sorgente. Come per la trasformazione 1-2,

$$L_{34} = q_{34} = RT_2 \ln \frac{V_3}{V_4}$$

3) da 4a1

Coma da 2a3, attua una compressione adiabatica fino a riportare il sistema allo stato iniziale $(P_1, V_1 \Rightarrow P_1)$. Il lavoro compiuto dall'ambiente sarà:

$$l_{41} = \Delta u_{41} = C_V (T_1 - T_2)$$

Il ciclo $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 4 \rightarrow 1$ determina che $\Delta u = 0$

$$\Rightarrow \sum_i (q_i - l_i) = 0$$

Il calore assorbito dalla macchina vale q_1 ed è dato

$$RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1} = q_1$$

$$RT_2 \ln \frac{V_4}{V_3} = q_2$$

Essendo un ciclo $\Delta u = 0 \Rightarrow l = q$

Essendo una macchina reversibile, il rendimento termico è il massimo ottenibile dalle due isoterme di calore a T_1 e T_2 .

$$\eta_c = \frac{l}{q_1} = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{RT_2 \ln \frac{V_4}{V_3}}{RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1}}$$

da dimostrare

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

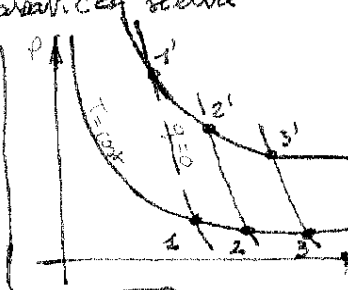
Il rapporto tra i volumi specifici ottenuti secondo un'isoterma reversibile operante tra le medesime temperature, si mantiene costante indipendentemente dall'adiabatica scelta

Considero la prima adiabatica ($q_{23} = 0$): $du = -p dv$

$$C_V dT = - \frac{RT}{v} dv$$

$$\int_2^3 \frac{C_V dT}{T} = - \int_2^3 R \frac{dv}{v}$$

$$C_V \ln \frac{T_3}{T_2} = - R \ln \frac{V_3}{V_2}$$



Se compio l'integrazione da 4a1 (seconda adiabatica, $q_{41} = 0$), ottengo: $\frac{V_4}{V_1} = \frac{V_3}{V_2} = \frac{V_3}{V_2}$

$$C_V \ln \frac{T_1}{T_2} = - R \ln \frac{V_1}{V_4}$$

ma $T_1 = T_2$ e $T_3 = T_4$

$$\Rightarrow - R \ln \frac{V_3}{V_2} = + R \ln \frac{V_1}{V_4}$$

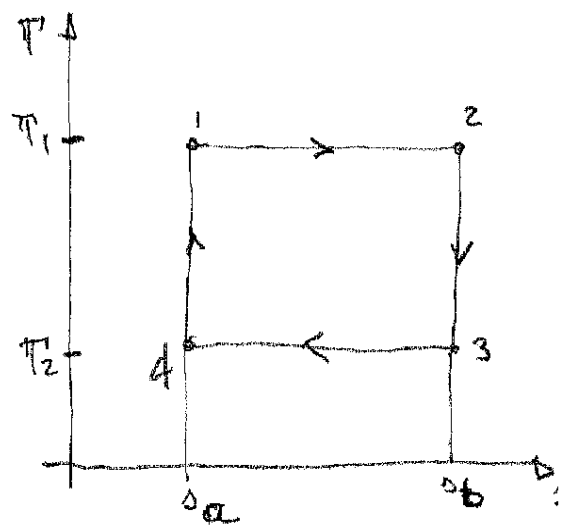
$$\frac{V_2}{V_3} = \frac{V_1}{V_4} \Rightarrow \frac{V_2}{V_1} = \frac{V_3}{V_4}$$

Un altro modo per dimostrare $\eta_c = 1 - \frac{T_2}{T_1}$
è quello di usare il diagramma $T-s$

$$\eta_c = 1 - \frac{|q_{34}|}{|q_{12}|}$$

$$|q_{12}| = T_1 |(\Delta s_2 - \Delta s_1)| = T_1 \cdot (\Delta s_b - \Delta s_a)$$

$$|q_{34}| = T_2 |(\Delta s_4 - \Delta s_3)| = T_2 \cdot (\Delta s_b - \Delta s_a)$$



$$\Rightarrow \eta_c = 1 - \frac{T_1 \cdot (\Delta s_b - \Delta s_a)}{T_2 \cdot (\Delta s_b - \Delta s_a)} \quad \text{c.v.d.}$$

Come si nota, Entropia - Inversibilità - Carnot sono strettamente legati da non poter essere rettamante fatti l'uno dall'altro.

Data la trasformazione ab , di un certo tipo
 è sempre possibile adottare una sequenza
 adiabatica ($a \rightarrow \alpha$) + isotermia ($\alpha \rightarrow \beta$) + adiabatica ($\beta \rightarrow b$)
 energeticamente equivalente.

Siamo nel campo REVERSIBILITÀ!

La condizione è $|Q_A| = |Q_B|$ ($U_{ab} = U_{a\alpha\beta b}$)

Considero il ciclo chiuso, ^{intenzionale} ignorando la presenza
 sulla nuova linea $\Rightarrow \Delta U = 0$

$$\Rightarrow Q_{TOT} - L_{TOT} = 0 \Rightarrow Q_{TOT} = L_{TOT}$$

essendo $Q_{TOT} = |Q_A| - |Q_B| = 0$ ne segue che $Q_{TOT} = |Q_{ab}| - |Q_{\alpha\beta}| = 0$

$$\Rightarrow |Q_{ab}| = |Q_{\alpha\beta}|$$

$$Q_{ab} = Q_{\alpha\beta} \quad (\text{calore assorbito, } > 0)$$

Notare che:

$$|Q_A| = |Q_{a\alpha}| - |Q_{\alpha a}| - |Q_{a\alpha}| \quad |Q_B| = |Q_{\beta b}| + |Q_{b\beta}| - |Q_{\beta b}|$$

$$\downarrow \quad \downarrow \quad \downarrow \quad \downarrow \quad \downarrow \quad \downarrow$$

$$Q_{a\alpha} - Q_{\alpha a} - Q_{a\alpha} \quad \quad \quad Q_{\beta b} - Q_{b\beta} - Q_{\beta b}$$

$$-(Q_{a\alpha} + Q_{\alpha a}) = -(Q_{\beta b} + Q_{b\beta}) + Q_{a\alpha} + Q_{\beta b}$$

$$Q_{ab} = Q_{\alpha\beta} + Q_{a\alpha} + Q_{\beta b}$$

$$Q_{ab} = Q_{a\alpha\beta b}$$

Nota:

$$U_b - U_a = Q_{ab} - L_{ab}$$

$$U_b - U_a = Q_{a\alpha\beta b} - L_{a\alpha\beta b}$$

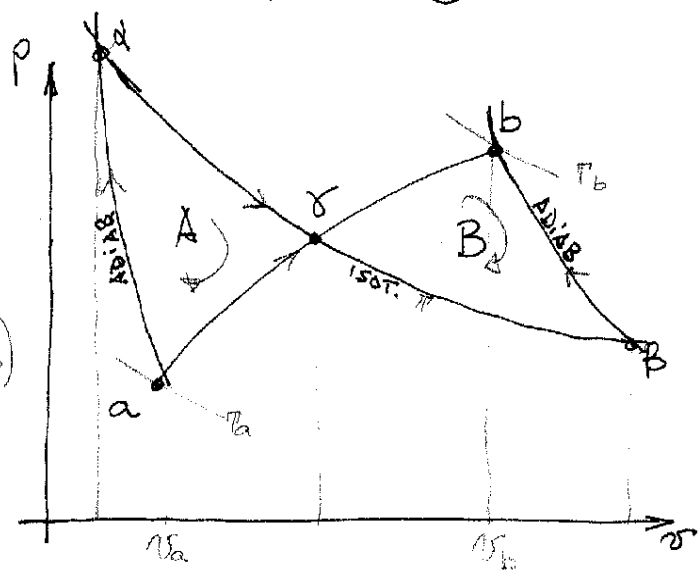
$$0 = Q_{ab} - Q_{a\alpha\beta b} - L_{ab} + L_{a\alpha\beta b}$$

$$-Q_{a\alpha} - Q_{\alpha b} + Q_{a\alpha} + Q_{\alpha\beta} + Q_{\beta b} + Q_{\beta b}$$

$$-Q_{a\alpha} - Q_{\alpha a} - Q_{a\alpha} + Q_{\alpha\beta} + Q_{\beta b} + Q_{\beta b}$$

$$-|Q_A| \quad + \quad |Q_B|$$

$$\Rightarrow Q_{ab} = Q_{a\alpha\beta b}$$



Sen. l'oscillazione procedute posso trasformare
 l'intero generico ciclo reversibile in una successione
 di adiabatiche - isoterme - adiabatiche.

Se poi questo bene, anziché due tra due successive
 adiabatiche ho ottenuto un ciclo di Carnot tra
 due isoterme termiche si rispettivamente a T_i e $T_j (< T_i)$.

Per il principio qualunque posso scrivere:

$$\eta_I = 1 - \frac{|Q_J|}{|Q_i|}$$

per il ciclo di Carnot equivalente:

$$\eta_I^C = 1 - \frac{T_J}{T_i}$$

Ma le macchine sono entrambe reversibili e operano tra le medesime isoterme termiche

$$\Rightarrow \eta_I = \eta_I^C$$

$$1 - \frac{|Q_J|}{|Q_i|} = 1 - \frac{T_J}{T_i}$$

$$\frac{|Q_J|}{T_J} = \frac{|Q_i|}{T_i}$$

e quindi per il mio principio val da $\frac{|Q_J|}{T_J} - \frac{|Q_i|}{T_i} = 0$

Q_i è assorbito $\Rightarrow > 0$

Q_J è ceduto $\Rightarrow < 0$

$$\Rightarrow -\frac{Q_J}{T_J} - \frac{Q_i}{T_i} = 0$$

$$\Rightarrow \frac{Q_J}{T_J} + \frac{Q_i}{T_i} = 0$$

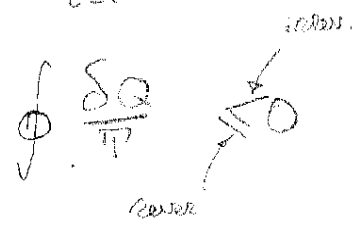
Io che questo lo posso scrivere per ognuno dei cicli individuali, posso
 generalizzarlo e scrivere:

$$\sum_{i=1}^n \frac{Q_i}{T_i} = 0$$

Se il generico ciclo non era reversibile, avrei dovuto imporre che $\eta_I^{irr} < \eta_I^C$
 e quindi sarebbe risultato:

$$\sum_{i=1}^n \frac{Q_i}{T_i} < 0$$

Più in generale



INEQUAZIONE
 DI
 CLAUSIUS

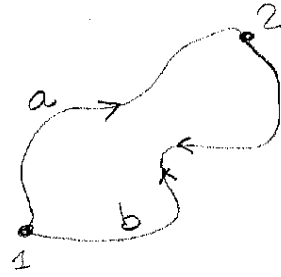
$$dS = \frac{\delta Q}{T} = \boxed{\text{ENTROPIA}}$$

È una grandezza di stato, perché si dimostra dipendere solo dagli stati termodinamici ammessi e non dalla specifica trasformazione.

Dallo schema:

$$\int_{a_1}^2 \frac{\delta Q}{T} + \int_{b_2}^1 \frac{\delta Q}{T} = 0$$

perché in punti reversibili



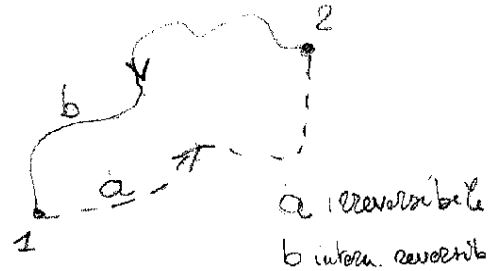
⇒ processo invertibile. E secondo il teorema:

$$\int_a^2 \frac{\delta Q}{T} - \int_b^2 \frac{\delta Q}{T} = 0 \iff \int_a^2 \frac{\delta Q}{T} = \int_b^2 \frac{\delta Q}{T}$$

TEOREMA DELL'AUMENTO DELL'ENTROPIA

Per l'irreversibilità della trasformazione "b"

$$\oint \frac{\delta Q}{T} < 0 \quad (\text{Ineguaglianza di Clausius})$$



$$\int_a^2 \frac{\delta Q}{T} + \int_b^2 \frac{\delta Q}{T} < 0$$

non invertibile per la sua irreversibilità

$$\int_a^2 \frac{\delta Q}{T} + S_2 - S_1 < 0$$

$$S_2 - S_1 > \int_a^2 \frac{\delta Q}{T}$$

Se $\delta Q = 0$ (trasf. adiabatiche) $\Rightarrow S_2 > S_1$

entropia aumenta per la sola irreversibilità di "a"

Se $\delta Q > 0$ (il sistema assorbe calore)

$$S_2 > S_1$$

entropia aumenta perché alla irreversibilità si aggiunge un assorbimento di calore

Se $\delta Q < 0$ (il sistema cede calore)

$$S_2 \geq S_1$$

a seconda del bilancio di calore per l'evento b, ma ripete alla diminuzione per assorbimento di calore

In ogni caso: ΔS_{irrev}

$$\Delta S = \Delta S_{\text{irrev}} + \Delta S_{\text{scambiata}} \geq 0$$

↑
incede il calore

LAVORO PERSO PER IRREVERSIBILITÀ

(3)

a, b sono macchine di Carnot, $Q_2^a = Q_2^b = Q_2$
 $T_1 > T_2 > T_3$

$\Rightarrow L_a > L_b \quad / \quad \eta_a > \eta_b$

$$\eta_a = \frac{|L_a|}{|Q_1|} = 1 - \frac{|Q_2^a|}{|Q_1|}$$

$$\eta_b = \frac{|L_b|}{|Q_1|} = 1 - \frac{|Q_2^b|}{|Q_1|}$$

essendo $\eta_a > \eta_b \Rightarrow 1 - \frac{|Q_2^a|}{|Q_1|} > 1 - \frac{|Q_2^b|}{|Q_1|} \Rightarrow |Q_2^a| < |Q_2^b|$

$L_a - L_b$ è il lavoro che "b" non può compiere perché la sua riserva di calore è a temperatura più bassa ($T_1 > T_2$)

$$\eta_a = 1 - \frac{T_3}{T_1} \quad ; \quad \eta_b = 1 - \frac{T_3}{T_2}$$

$$L_a = \eta_a |Q_1| \quad L_b = \eta_b |Q_1|$$

$$L_a - L_b = \eta_a |Q_1| - \eta_b |Q_1| = |Q_1| \cdot (\eta_a - \eta_b)$$

$$= |Q_1| \cdot \left(1 - \frac{T_3}{T_1} - 1 + \frac{T_3}{T_2} \right)$$

$$= T_3 |Q_1| \cdot \left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right)$$

\Rightarrow essendo $T_2 < T_1$, $L_a - L_b > 0$

Se considero il col. sistema costituito dalle due riserve calde (T_1, T_2), $\Delta u = 0$, $l = 0$, $q = |Q_1|/t_0$

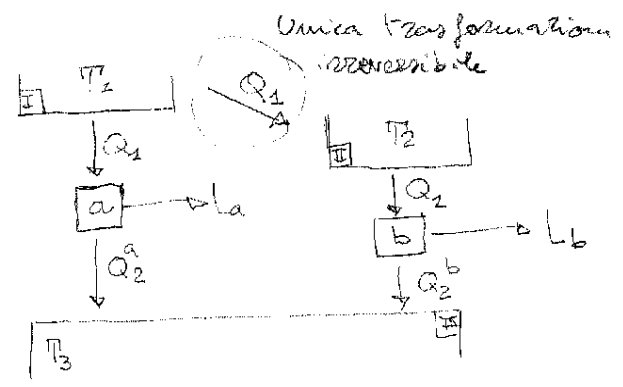
$\Delta S_I = - \frac{|Q_1|}{T_1}$ dovuto alla trasformazione irreversibile che porta Q_1 da I a II

$\Delta S_{II} = + \frac{|Q_1|}{T_2}$

$$\Delta S_{I,II} = |Q_1| \cdot \left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right)$$

$\Rightarrow \Delta L_{perso} (= L_a - L_b) = \Delta S_{I,II} \cdot T_3$

Tutte le volte che avviene un aumento di entropia (per una trasformazione irreversibile o uno scambio di calore, un trasferimento dinamico), viene perso un lavoro corrispondente al prodotto tra l'aumento di entropia e la temperatura minima delle riserve.



④

Il teorema del barozoo passo per aumento entropico vale anche per la semplice macchina di Carnot.

$$\eta_c = \frac{|L_c|}{|Q_1|} = 1 - \frac{|Q_2|}{|Q_1|} = 1 - \frac{T_2}{T_1}$$

$$L_{\text{perso}} = \Delta S \cdot T_2 \quad (\text{definizione})$$

$$\int \frac{\delta Q}{T} \cdot T_2 = 0$$

$$\int \frac{\delta Q}{T} = + \frac{|Q_1|}{T_1} - \frac{|Q_2|}{T_2} = \Delta S^d = 0$$

Faccio una trasformazione reversibile (αQ_1).

⇒ in ogni ciclo ha un aumento dell'entropia rispetto alla semplice arte:

$$\Delta S = \Delta S^d + \alpha \frac{|Q_1|}{T_2}$$

È l'aumento di entropia che interessa il trasformazione

Vediamo:

$$\eta'_c = 1 - \frac{|Q_2| + \alpha |Q_1|}{(1+\alpha)|Q_1|} = \frac{|L_c|}{(1+\alpha)|Q_1|}$$

$$\Delta S^c = - \frac{|Q_2|}{T_2} + \frac{|Q_1|}{T_1}$$

$$\Delta S = \Delta S^c + \alpha \frac{|Q_1|}{T_2} - \alpha \frac{|Q_1|}{T_2}$$

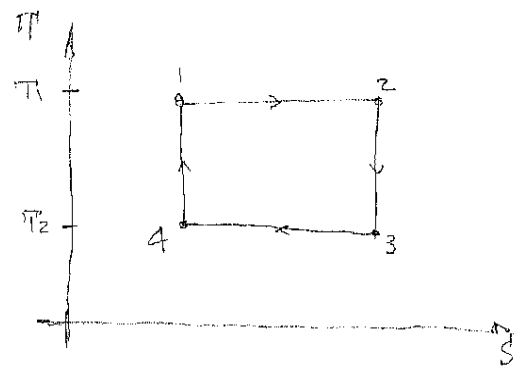
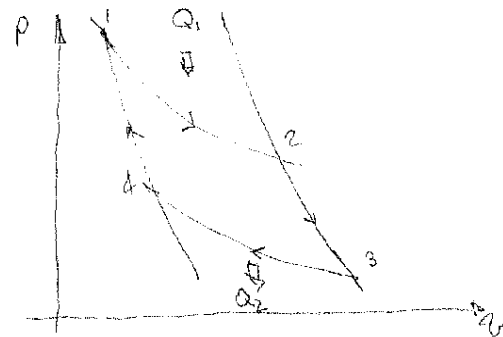
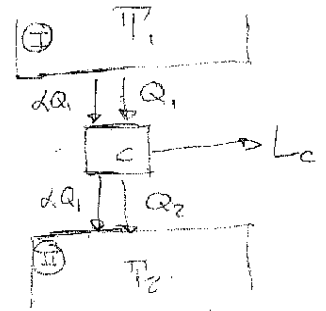
$$= \frac{|Q_1|}{T_1} - \frac{|Q_2|}{T_2} + \alpha \left(\frac{|Q_1|}{T_1} - \frac{|Q_1|}{T_2} \right)$$

$$= \Delta S_c (1 + \alpha)$$

$$\Rightarrow \Delta L = \Delta S \cdot T_2$$

$$\int \alpha \Delta S_c \cdot T_2$$

$$\int \alpha \left(\frac{|Q_1|}{T_1} - \frac{|Q_2|}{T_2} \right) \cdot T_2$$

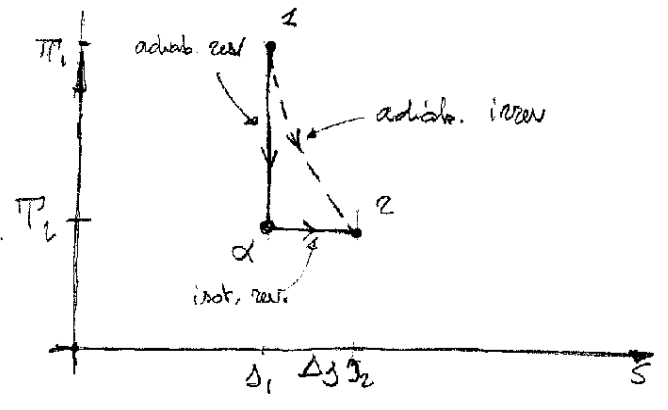


$$u_2 - u_1 = -l_{\text{irrev}}$$

$$\begin{cases} u_2 - u_1 = -l_{\text{rev}} \\ u_2 - u_1 = q = \frac{\Delta S}{T} \end{cases}$$

$$\Rightarrow -l_{\text{irrev}} = -l_{\text{rev}} + \frac{\Delta S}{T}$$

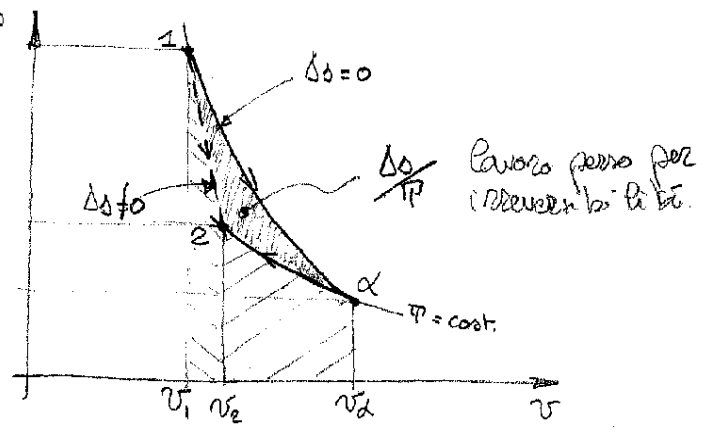
$$\Rightarrow l_{\text{irrev}} = l_{\text{rev}} - \left(\frac{\Delta S}{T} \right) \text{ lavoro perso}$$



In una qualunque trasformazione irreversibile, il lavoro perso è dato dall'integrale generalizzata diviso la temperatura minima delle sorgenti a disposizione.

$v_2 < v_2^*$ per definizione di irreversibilità. Cioè non può compiere più lavoro rispetto ad una trasformazione reversibile.

naturalmente è identico per il caso di minimo aperto.



$$ds = \frac{\delta q}{T} = \begin{cases} \frac{du}{T} + \frac{pdv}{T} \\ \frac{dh}{T} - \frac{v dp}{T} \end{cases} \quad (1^o \text{ principio}) \quad \text{notami derivati} \quad (5)$$

Se anche gas perfetto ($pv = RT$):

$$du = c_v dT$$

$$ds = c_v \frac{dT}{T} + \frac{R}{v} dv$$

⇓

$$\Delta s = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1} \quad (1)$$

$$dh = c_p dT$$

$$\rightarrow c_p \ln \frac{T_2}{T_1} - R \ln \frac{p_2}{p_1} \quad (2)$$

isoterme ($\Delta s = 0$):

$$(1) \quad \ln \frac{p_2 v_2}{p_1 v_1} = - \ln \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^{\frac{R}{c_v}}$$

$$\ln \left(\frac{p_2}{p_1} \cdot \frac{v_2}{v_1} \cdot \frac{v_1^{R/c_v}}{v_1^{R/c_v}} \right) = 0$$

$$\frac{p_2}{p_1} \cdot \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^{\frac{R+c_v}{c_v}} = e^0$$

$$\frac{p_2}{p_1} \cdot \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^{\frac{c_p}{c_v}} = 1$$

⇔

$$p_1 v_1^\gamma = p_2 v_2^\gamma \Rightarrow$$

$$\boxed{p v^\gamma = \text{cost}} \quad (1)$$

$$(2) \quad \ln \frac{T_2}{T_1} = R \ln \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{R}{c_p}}$$

$$\frac{T_2}{T_1} \cdot \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{R}{c_p}} = 1$$

$$T p^{-\frac{R}{c_p}} = \text{cost}$$

$$-\frac{R}{c_p} = -\frac{c_p - c_v}{c_p}$$

$$= -1 + \frac{1}{\gamma}$$

$$= \frac{-\gamma + 1}{\gamma}$$

$$= \frac{1-\gamma}{\gamma}$$

$$\boxed{T p^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} = \text{cost}} \quad (2)$$

Da Wikipedia, l'enciclopedia libera.

L'**exergia** è una definizione usata, principalmente dagli ingegneri, in termodinamica per indicare la quantità di energia disponibile (o energia utilizzabile) di una trasformazione. La trasformazione comporta un salto energetico mediante il quale è possibile scambiare lavoro o calore. Ovvero l'exergia di un sistema è il massimo lavoro ottenibile dall'interazione sistema-ambiente circostante.

L'exergia è data dalla differenza tra l'energia e l'anergia (energia non più utilizzabile), ed è data dalla formula:

$$Ex = En - TdS \text{ dove:}$$

- Ex = Exergia
- En = Energia
- T = Temperatura
- dS = Entropia generata.

Per il principio dell'aumento di entropia (2° principio), il dS non è mai negativo, e l'exergia va a ridurre l'energia del sistema isolato. Essa è uno scambio termico e dinamico, di carattere passivo, che non introduce nuova energia nel sistema.

Allargando il perimetro del sistema, esiste un teorema che afferma: "In un processo irreversibile, un'energia pari al prodotto della variazione di entropia dell'Universo per la temperatura del termostato più freddo disponibile viene trasformata in modo da non essere più in grado di compiere lavoro".

L'exergia non è una grandezza di stato del sistema termodinamico (come invece lo sono energia interna, entalpia ed entropia), in quanto è una coproprietà del sistema e dell'ambiente di riferimento: da qui la necessità di definire tale ambiente (temperatura, pressione, composizione chimica.)

Ad esempio se confrontiamo la quantità di energia consumata per riscaldare l'acqua di una tazza di tè a 80 °C o di una vasca d'acqua per il bagno a 20 °C, a parità di energia fornita, l'energia (energia dispersa) per riscaldare l'acqua della tazza di tè è maggiore perché maggiore è la temperatura a cui avviene la trasformazione, quindi l'exergia (energia utile) per riscaldare la tazza è minore. La maggior parte dell'energia fornita viene dispersa sotto forma di entropia. Viceversa per l'acqua della vasca.

Questa necessità nasce dal fatto che, a causa di quanto postulato dal secondo principio della termodinamica, non tutta l'energia disponibile sotto forma ad esempio di calore può essere trasformata in lavoro meccanico utile a causa della presenza di irreversibilità nei processi di trasformazioni che dissipano la possibilità di ottenere lavoro meccanico: si tratta ad esempio dei fenomeni di attrito, dell'effetto Joule ecc.

Ad esempio in un ciclo di Carnot, date due sorgenti a temperatura prestabilita, si ha un limite massimo del rendimento di lavoro meccanico ottenibile che dipende solo dalle temperature stesse: il resto del calore è appunto dissipato nella trasformazione.

In ogni processo naturale non vi è tanto perdita di energia (ciò andrebbe contro quanto postulato dal primo principio della termodinamica), quanto piuttosto di *degradazione dell'energia da exergia ad anergia*, cioè energia dalla quale non è ottenibile lavoro meccanico. Si tratta questo di un processo irreversibile. Il calore è una forma secondaria, "degradata" di energia soltanto per la quota che non può più essere convertita in lavoro utile: in generale, però dal calore viene prodotto lavoro meccanico ed è quindi improprio considerarlo un'energia secondaria.

In base a quanto detto finora si può rivedere in questi termini la formulazione dei primi due principi della termodinamica:

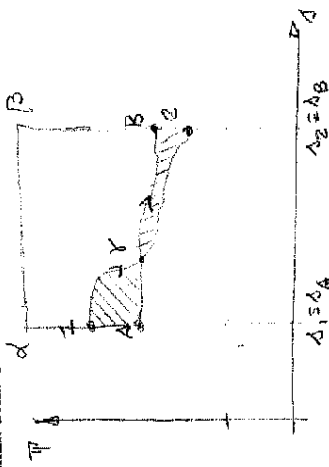
- **Primo principio della termodinamica:** in ogni processo si mantiene costante la somma di exergia ed

anergia.
 ▪ **Secondo principio della termodinamica:** in ogni processo reversibile si mantiene costante l'exergia; in ogni processo irreversibile una certa quantità di exergia si trasforma irreversibilmente in anergia.

Categorie: Energia | Termodinamica

- Ultima modifica per la pagina: 22:55, 26 ago 2008.
- Tutti i testi sono disponibili nel rispetto dei termini della GNU Free Documentation License.

due cicli: 1234; A3B4
 esse uguali => lavoro prodotto
 uguali al calore scambiato
 ma per un sistema aperto che chiude
 $\Delta U = \Delta U = 0 \Rightarrow Q = L$



$$\eta = \frac{\Delta E_X^I}{\Delta E^I - \Delta E_X^II}$$

$$\eta = \frac{T_2 \cdot \Delta S^I}{T_2 \cdot \Delta S^I - T_3 \cdot \Delta S^II}$$

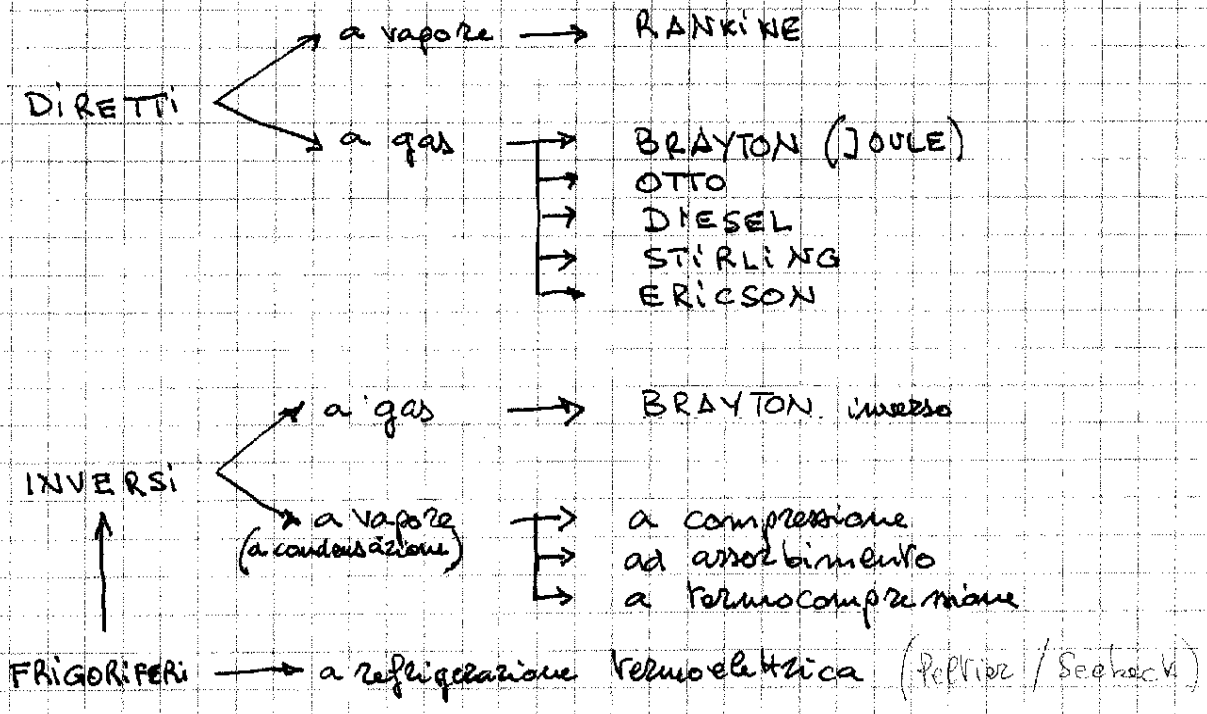
$$\Delta F = \Delta A^E \quad (\text{Trasf. reversibile})$$

$$\Rightarrow \eta = T_2 / T_3$$

Il ciclo con conversione a temp. più bassa produce una exergia inferiore, perché il calore raccolto è meno utilizzabile

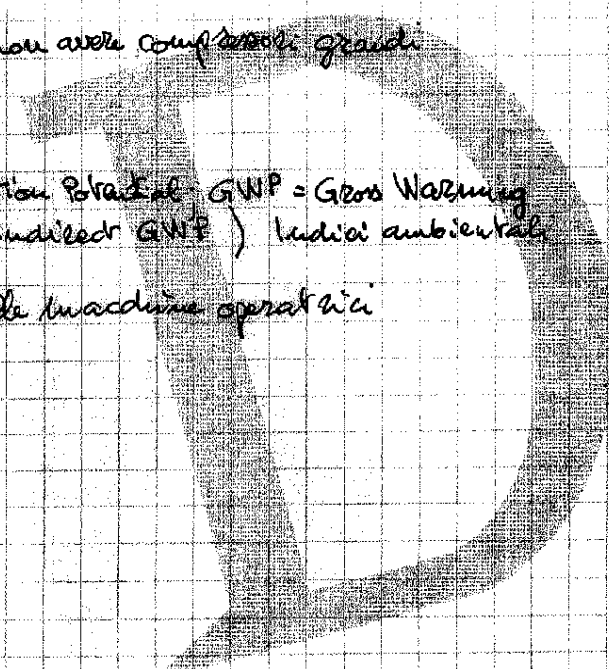


CICLI TERMODINAMICI

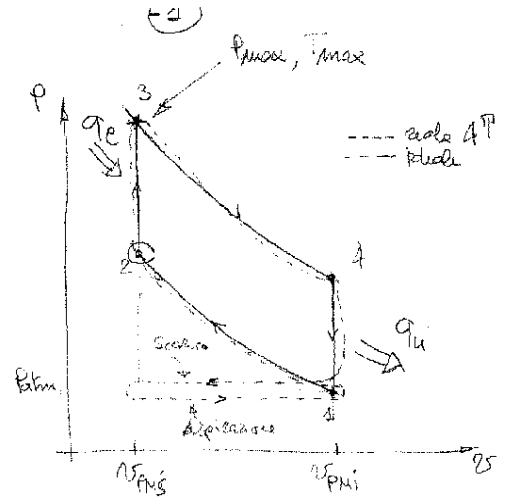
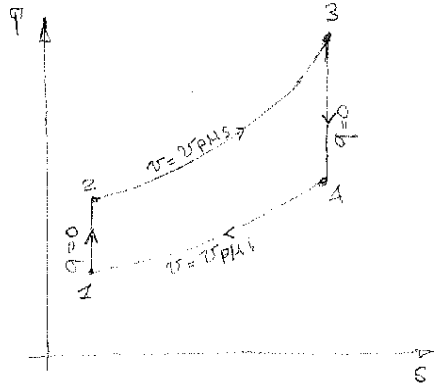
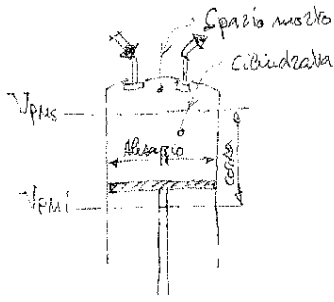


Nei cicli frigoriferi il fluido evolvente viene scelto con le seguenti principali proprietà:

- 1- Pressioni di evaporazione e condensazione compatibili con le temperature di lavoro
- 2- Elevato calore di vaporizzazione per limitare la portata del fluido
- 3- Volume specifico del vapore saturo limitato per non avere compressori grandi
- 4- Atossicità e non infiammabile
- 5- Compatibilità ambientale (ODP = Ozone Depletion Potential; GWP = Global Warming Potential; LGWP = Indexed GWP) Indici ambientali
- 6- Compatibilità con i materiali dei componenti e delle macchine operatrici



CICLO OTTO



Ipotesi:

1. Ciclo ideale chiuso, perché il lavoro di scarico si rippara uguale a quello di aspirazione.
2. Aera standard ($k = 1,4$; $C_p = \frac{7}{2}R$; $C_v = \frac{5}{2}R$; $R = 0,2870 \frac{kJ}{kg \cdot K}$, $25^\circ C$, $1 \text{ atm} = 101,325 \text{ kPa}$)
3. Reversibilità delle trasformazioni
4. Compressione/ Espansioni come adiabatiche
5. Energia cinetica e potenziale costanti (variazioni trascurabili rispetto alle altre energie in gioco)

$\rho = \frac{\text{rapporto volumetrico di compressione}}{\frac{V_{PMI}}{V_{PMS}}}$

$\eta = \frac{L_m}{|q_e|} = 1 - \frac{|q_u|}{|q_e|}$

dove $|q_e| = C_v(T_3 - T_2)$ perché $\frac{du}{\text{ciclo chiuso}} = \delta q - \delta l$

$|q_u| = C_v(T_4 - T_1)$

$= 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2}$

Considerando le due adiabatiche: $Pv^{k-1} = \text{cost} \Rightarrow P_1 v_1^{k-1} = P_2 v_2^{k-1}$

$\frac{P_1}{P_2} = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{k-1}$ et $\frac{P_3}{P_4} = \left(\frac{v_4}{v_3}\right)^{k-1}$

$\eta = 1 - \frac{T_1}{T_2} \cdot \frac{\frac{T_3}{T_1} - 1}{\frac{T_3}{T_2} - 1}$

$= 1 - \frac{1}{\rho^{k-1}}$

Rendimento termico ciclo OTTO

ma $v_3 = v_2$ e $v_4 = v_1$

$\frac{P_1}{P_2} = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{k-1} = \left(\frac{v_3}{v_4}\right)^{k-1} = \frac{P_4}{P_3} = \left(\frac{1}{\rho}\right)^{k-1}$

Nota che in 2 inizia la combustione della miscela; $P_2 = P_1 \cdot \rho$

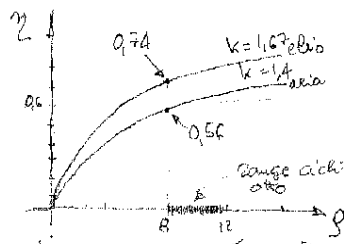
se $\rho \uparrow \Rightarrow P_2 \uparrow$

Ci sono dei limiti per ρ , affinché non si verifichi l'autocombustione, quindi η non può essere aumentato moltiplicando sempre ρ .

IDEALE	T	v	P
1	T_1	v_1 PMI	P_1
2	$T_1 \cdot \rho^{k-1}$	$\frac{v_1}{\rho}$ PMS	$\frac{R T_1}{\sigma_1} \rho^k$
3	$T_1 \rho + \frac{q_e}{C_v}$	$\frac{v_1}{\rho}$ PMS	$\frac{R T_1 \rho^k}{\sigma_1} + \frac{R \rho q_e}{C_v \cdot \sigma_1}$
4	$T_1 + \frac{q_e}{C_v} \rho^{k-1}$	v_1 PMI	$\frac{R T_1}{\sigma_1} + \frac{R q_e}{C_v \sigma_1 \cdot \rho^{k-1}}$

$L_m = q - C_v(T_4 - T_1) = q \cdot \left(1 - \frac{1}{\rho^{k-1}}\right)$

$\rho_{m, \text{eff}} = \frac{L_m}{V_{PMI} - V_{PMI}}$



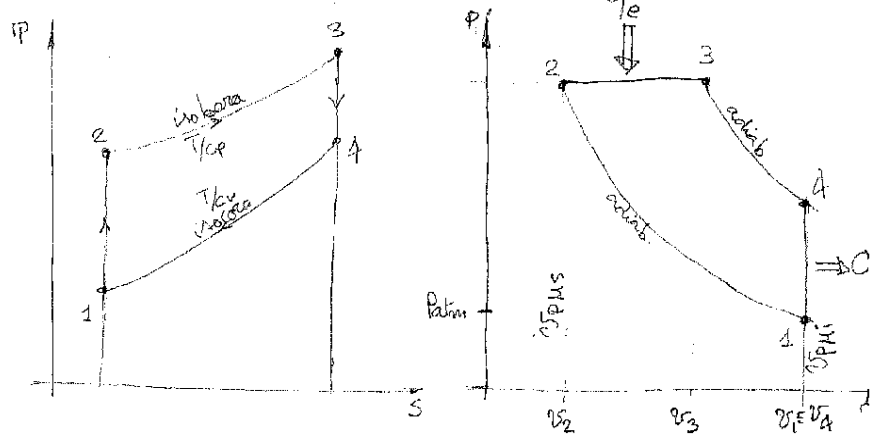
CICLO DIESEL

Analoga ipotesi fatta per il ciclo Otto, e posto della prima isocora, ho una isobola che rappresenta la combustione della miscela in fase di espansione.

$$|q_e| = \Delta h = C_p (T_3 - T_2)$$

$$|q_u| = \Delta u = C_v (T_4 - T_1)$$

$$\eta = 1 - \frac{|q_u|}{|q_e|} = 1 - \frac{C_v (T_4 - T_1)}{C_p (T_3 - T_2)}$$



Ango & due isocore si vale come per il ciclo OTTO, ovvero ricordando $PV^{k-1} = \text{cost}$

$$\frac{T_4}{T_1} = \frac{T_3 \cdot \left(\frac{v_3}{v_4}\right)^{k-1}}{T_2 \cdot \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{k-1}} = \frac{T_3}{T_2} \cdot \frac{\left(\frac{v_3}{v_1}\right)^{k-1}}{\left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{k-1}} = \epsilon \cdot \epsilon^{k-1} = \epsilon^k$$

come isobola $\frac{T_3}{v_3} = \frac{T_2}{v_2} \Leftrightarrow \frac{T_3}{T_2} = \frac{v_3}{v_2} = \epsilon$

$$\eta = 1 - \frac{1}{k} \cdot \frac{T_1}{T_2} \cdot \frac{\frac{T_4}{T_1} - 1}{\frac{T_3}{T_2} - 1}$$

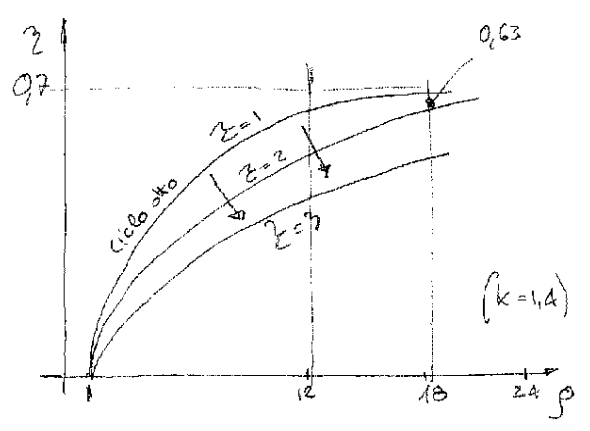
← posto $\epsilon = \text{rapporto volumetrico di introduzione} = \frac{v_3}{v_2}$

$$= 1 - \frac{1}{k} \cdot \frac{1}{\epsilon^{k-1}} \cdot \frac{\epsilon^k - 1}{\epsilon - 1}$$

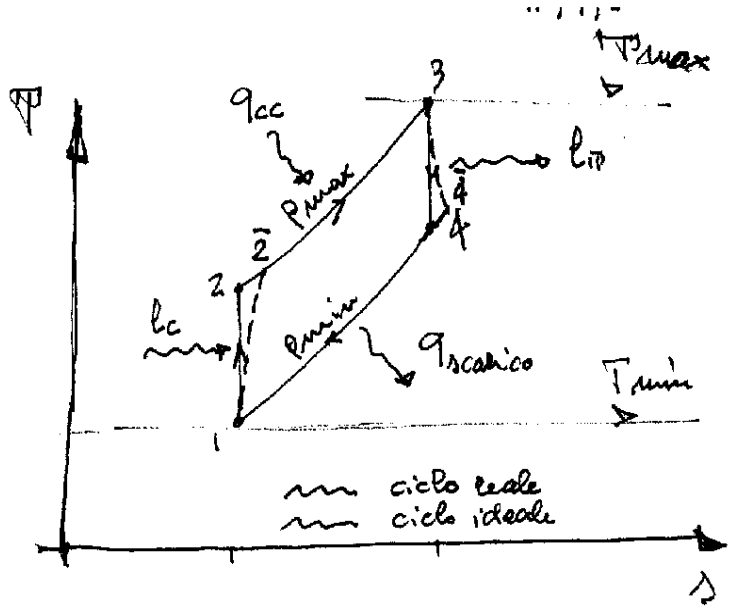
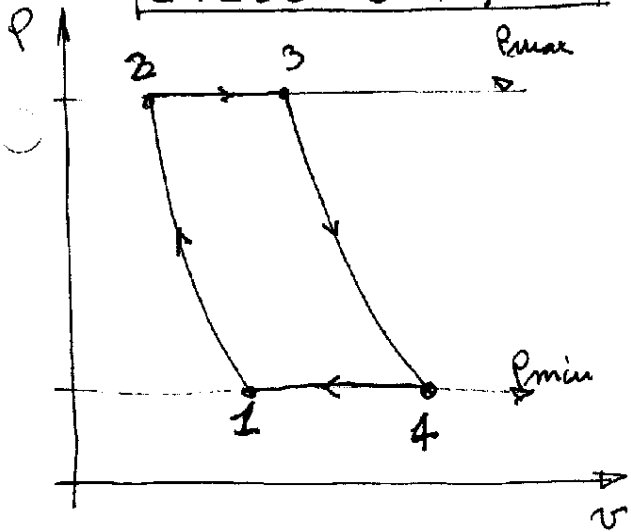
$\eta_{\text{Diesel}} < \eta_{\text{OTTO}}$ a parità di rapporto volumetrico di compressione

Si come però $\rho_{\text{Diesel}} > \rho_{\text{OTTO}} \Rightarrow \eta_{\text{Diesel}} > \eta_{\text{OTTO}}$

\downarrow \downarrow
 $12 \div 24$ $8 \div 12$

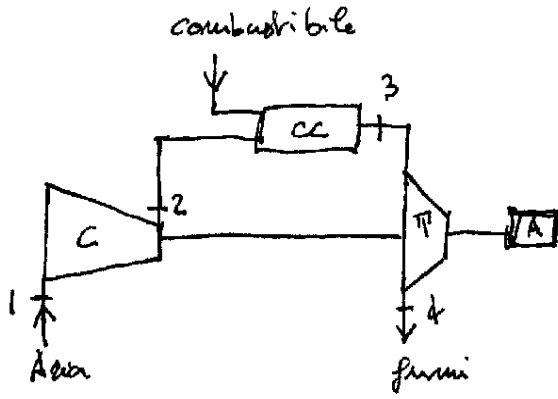


CICLO BRAYTON



β = rapporto barometrico di compressione
 $\beta = \frac{P_{max}}{P_{min}} = \frac{P_2}{P_1} = \frac{P_3}{P_4}$

dove $P_{min} \approx P_{atm}$
 $T_{max} \approx 1300^\circ C$
 $T_{min} \approx T_{atmos}$



È in realtà un ciclo aperto, per cui la trasformazione 4-1 non esiste. Si tratta di un scambiatore per trattarlo come ciclo termodinamico, in quanto al punto 1 l'aria che entra è come come fosse i fumi

raffreddati a pressione costante (P_{min}) dalla temperatura T_4 a T_1 , cioè quella ambientale.

Si dimostra che $\eta_{fumi} \approx \eta_{aria}$ e che, essendo lontano dal punto critico, posso con buona approssimazione ragionare come gas perfetto per il fluido esitante.

Descrivere l'impianto

$$\eta = \frac{e_{T-cc}}{q_{cc}} = 1 - \frac{q_{scarico}}{q_{cc}}$$

$$= 1 - \frac{T_1}{T_2} \cdot \frac{T_4 T_1 - 1}{\frac{P_3}{P_2} - 1}$$

$$q_{scarico} = c_p (T_4 - T_1)$$

$$q_{cc} = c_p (T_3 - T_2) = \dot{m} \cdot PCI \cdot \Delta t$$

dalle adiabatiche ho le relazioni

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} \quad \text{et} \quad \frac{T_3}{T_4} = \left(\frac{P_4}{P_3}\right)^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} \quad \text{ma} \quad P_2 = P_3 \quad \text{et} \quad P_4 = P_1$$

$$\Rightarrow \frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} = \frac{T_3}{T_4} = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} \Rightarrow \frac{T_4}{T_1} = \frac{T_3}{T_2}$$

quindi $\eta =$ rendimento termico del ciclo

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

$$= 1 - \beta^{\frac{1-\gamma}{\gamma}}$$

$$= 1 - \frac{1}{\beta^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}$$

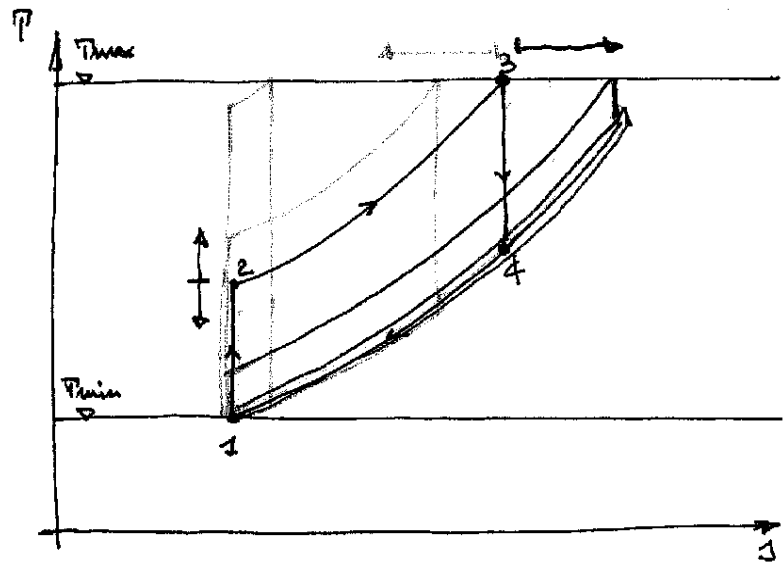
Da notare che:

$$T_2 = T_1 \cdot \left(\frac{P_1}{P_2}\right)^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} = T_1 \cdot \beta^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$$

e che $q_{cc} = c_p (T_3 - T_2)$

Stati: punti tecnici in turbina (P_3, P_{max}) , posso valutare il rapporto β per massimizzare il lavoro

L'area rappresenta il lavoro specifico netto di ogni ciclo, quindi, fissate T_{min} e T_{max} , è possibile trovare la condizione che mi coprirebbe e_{max}



$$e = e_m - e_c$$

$$= c_p^{fani} (T_3 - T_4) - c_p^{aria} (T_2 - T_1)$$

$$c_p^{fani} \approx c_p^{aria}$$

$$\Rightarrow e = c_p (T_3 - T_4 - T_2 + T_1)$$

divido tutto per $c_p T_1$, cioè adimensionalizzo:

$$e^* = \frac{e}{c_p T_1} = \frac{T_3}{T_1} - \frac{T_4}{T_1} - \frac{T_2}{T_1} + 1$$

$$= \frac{T_3}{T_1} - \frac{T_4}{T_3} \cdot \frac{T_3}{T_1} - \frac{T_2}{T_1} + 1$$

$$= \frac{T_3}{T_1} - \frac{T_1}{T_2} \cdot \frac{T_3}{T_1} - \frac{T_2}{T_1} + 1$$

$$= \gamma - \frac{\gamma}{x} - x + 1$$

pongo $\begin{cases} x = T_2/T_1 & (\text{la mia variabile}) \\ \gamma = T_3/T_1 & = \text{costante} \end{cases}$

Per definizione di massimo, sarà $\frac{de^*}{dx} = 0$, quindi:

$$+ \frac{\gamma}{x^2} - 1 = 0 \Leftrightarrow x = \sqrt{\gamma}$$

ovvero $P_2 = \sqrt{P_1 \cdot P_3}$

Poiché $1 - \frac{T_1}{T_2} = 1 - \frac{1}{\beta^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}$

con la condizione di massimizzazione del lavoro specifico:

$$\frac{T_1}{\sqrt{T_1 \cdot T_3}} = \frac{1}{\beta^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}} \Leftrightarrow \beta^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = \sqrt{\frac{T_3}{T_1}}$$

ovvero

$$\beta_{\text{max}} = \frac{P_2}{P_1} = \left(\frac{T_3}{T_1}\right)^{\frac{\gamma}{2 \cdot (\gamma-1)}}$$

Se $T_3 \approx 1500 \text{ K}$ e $T_1 \approx 300 \text{ K}$, segue che $\beta_{\text{max}} = \frac{P_2}{P_1} \approx 17$

Quindi:

+ Fissate T_{max} e T_{min} , nonché $P_2 \approx P_{\text{atm}}$, rimane determinato il valore di P_1 che massimizza il lavoro specifico ottenibile all'asse, ^{ma} che però non massimizza il rendimento. Più in generale diviene fissato β_{max} .

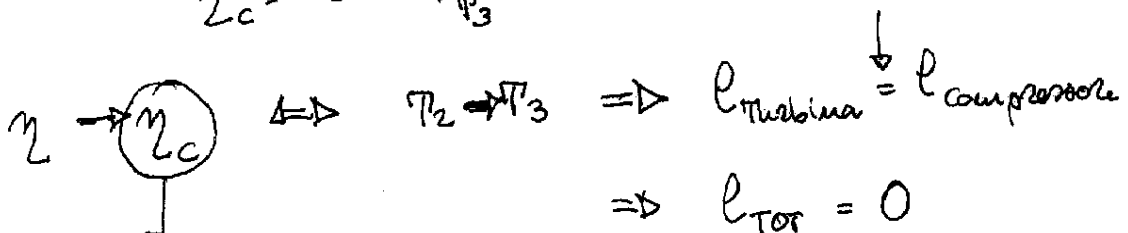
+ Più aumenta β , più aumenta il rendimento termico, ma diminuisce il lavoro. Si tratta quindi di eseguire una scelta:

$\beta = \beta_{\text{max}}$ per macchine di potenza (produzione EE, EM)

$\beta > \beta_{\text{max}} (\Rightarrow \eta > \eta_{\text{max}})$ per macchine ad alto rendimento (aerei)

Al limite, il massimo rendimento tra T_3 e T_1 è ^{quello della} la macchina di CARNOT

$$\eta_c = 1 - \frac{T_1}{T_3} \quad \text{caso ideale}$$



vedi sotto

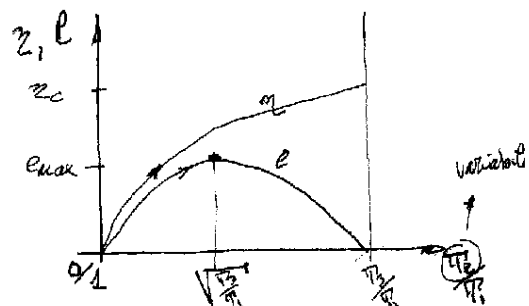
$$\eta = 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} = 1 - \frac{T_1}{T_3} \cdot \frac{T_4/T_1 - 1}{1 - T_2/T_3} \quad ; \quad \text{valuto } \frac{T_2}{T_3} = \frac{T_1 \cdot (P_1/P_2)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}{T_4 \cdot (P_1/P_3)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}} = \frac{T_1}{T_4} \cdot \frac{(P_1/P_2)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}{(P_1/P_3)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}$$

$$\Rightarrow 1 - \frac{T_1}{T_3} \cdot \frac{T_4/T_1 - 1}{1 - \frac{T_1}{T_4} \cdot \frac{(P_1/P_2)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}{(P_1/P_3)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}}$$

$$= 1 - \frac{T_1}{T_3} - \frac{T_1}{T_4} \cdot \frac{1 - \frac{T_4}{T_1}}{1 - \frac{T_1}{T_4} \cdot \frac{(P_1/P_2)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}{(P_1/P_3)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}}$$

$$= 1 - \frac{T_1}{T_3} - \frac{T_1}{T_4}$$

Se $T_1 \rightarrow T_4$ ($T_2 \rightarrow T_3$) $\Rightarrow \eta = 1 - \frac{T_1}{T_3} = \eta_c$

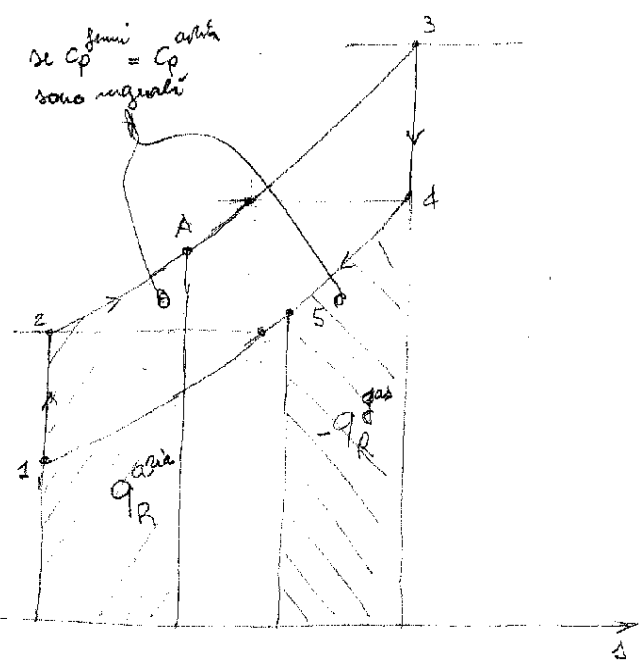
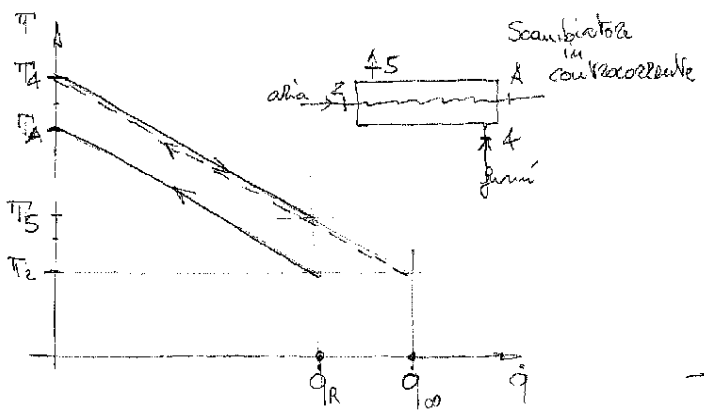


RIGENERAZIONE NEI CICLI BRAYTON

Significa recuperare calore dai fumi di scarico per ridurre quello della combustione.

Si può fare quando $T_4 > T_2$, cioè quando non sono ad alti rapporti di compressione.

solito se for abbale



$$d\dot{q}_a = \dot{m}_a \cdot c_p^a \cdot dT_a$$

$$d\dot{q}_g = \dot{m}_g \cdot c_p^g \cdot dT_g$$

$$\dot{m}_g = \dot{m}_a + \dot{m}_c \Rightarrow \dot{m}_g \approx \dot{m}_a \text{ e } c_p^a \approx c_p^g (\neq c(T))$$

\uparrow molto grande (aria in eccesso) \uparrow molto piccolo

allora i coefficienti angolari sono uguali (rette parallele). Non è sempre detto.

In teoria, fumi potrebbero raffreddarsi sino a T_2 e l'aria scaldarsi sino a T_4 entro uno scambiatore infinito (\dot{q}_{∞}), che non è reale. Si parla allora di un rapporto:

$$\epsilon = \frac{\dot{q}_R}{\dot{q}_{\infty}} = \frac{c_p^g \dot{m}_g \cdot (T_4 - T_5)}{c_p^g \dot{m}_g \cdot (T_4 - T_2)} = \frac{T_4 - T_5}{T_4 - T_2}$$

non è il rendimento ma la prestazione dello scambiatore

T_4 e T_2 sono noti, fissato ϵ ($\approx 0,85$) ottengo T_5 e quindi \dot{q}_R

$$T_5 = -\epsilon(T_4 - T_2) + T_4$$

$$= T_2 + T_4(1 - \epsilon)$$

$$\dot{q}_R^a = \int_2^4 \dot{m}_a \cdot c_p^a \cdot dT = \text{calore recuperato in combustione} \Rightarrow \text{aumenta il rendimento}$$

$$= \dot{m}_a \cdot c_p^a \cdot (T_4 - T_2)$$

$$= \dot{q}_R^g$$

$$= \dot{m}_g \cdot c_p^g \cdot (T_4 - T_5)$$

$$\eta_R = \frac{\dot{q}_R}{\dot{q} - \dot{q}_R^a} = \text{dove } \dot{q}_R^a \geq 0 \Rightarrow \eta_R > \eta(\dot{q}_R^a = 0)$$

Nella rigenerazione non si aumenta il lavoro, ma solo il rendimento, ovvero si risparmia combustibile.

INTERREFRIGERAZIONE

$$l_{AB} = \Delta h = c_p (T_B - T_A)$$

$$\stackrel{!}{=} c_p (T_B - P_0)$$

$$\stackrel{!}{=} q_{CB}$$

In questo caso l'energia è aumentata il lavoro che risulta limitato tecnologicamente dalla T_{max} e della T_{min} .

Se non eragino dei frazionamenti:

$$l_{max} \text{ è per } \beta = \left(\frac{T_3}{T_1} \right)^{\frac{k}{2(k-1)}}$$

per cui fissato $\frac{T_3}{T_1}$ (e il fluido evolvente (aria in ecceso, $k \approx 1,4$))

$$\beta \approx 17,0 \text{ (vedi prima)}$$

$$\Rightarrow \eta_{ideale} = 1 - \frac{1}{\beta^{\frac{k-1}{k}}} \approx 0,55$$

$$l_R = l_{B''B} - l_{A'B'}$$

$$\stackrel{!}{=} c_p (T_B - T_{B''}) - c_p (T_{B'} - T_{A'})$$

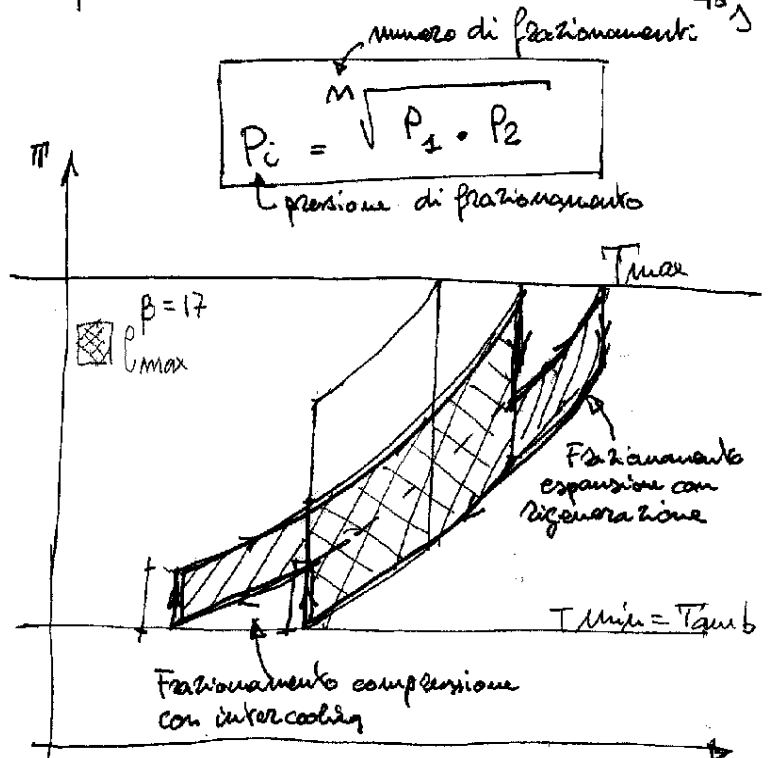
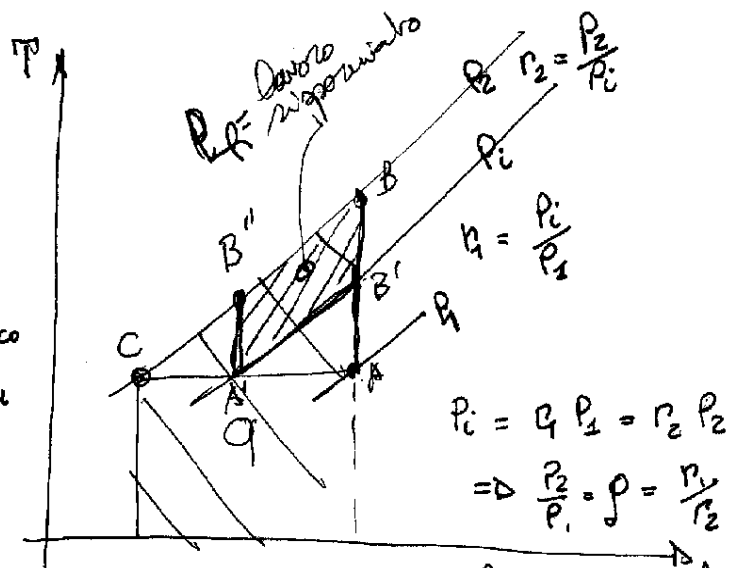
$$l_R^* = \frac{l_R}{c_p T_A} = \left(\frac{T_B}{T_A} \right) - \frac{T_{B''}}{T_A} - \frac{T_{B'}}{T_A} - 1$$

è indipendente

$$= \left(\frac{1}{\rho} \right)^x - \left(\frac{1}{\rho} r_1 \right)^x - \left(\frac{1}{\rho} r_2 \right)^x - 1$$

$$\left(\frac{1}{\rho} \right)^x - \left(\frac{1}{\rho} r_1 \right)^x - \left(\frac{1}{\rho} \frac{r_1}{\rho} \right)^x - 1$$

$$\frac{d l_R^*}{d r_1} = 0 = -\frac{x}{\rho^x} (r_1)^{x-1} - \frac{x}{\rho^{2x}} (r_1)^{x-1}$$

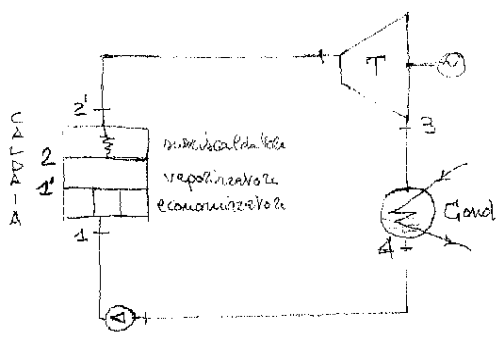


$$\frac{T_{B'}}{T_A} = \left(\frac{P_A}{P_{B'}} \right)^{\frac{1-k}{k}} = \left(\frac{1}{\rho} \cdot \rho \right)^{\frac{1-k}{k}} = \left(\rho \right)^{\frac{1-k}{k}}$$

$$\frac{T_{B''}}{T_A} = \left(\frac{P_A}{P_{B''}} \right)^{\frac{1-k}{k}} = \left(\frac{1}{\rho} \cdot \rho \right)^{\frac{1-k}{k}} = \left(\rho \right)^{\frac{1-k}{k}}$$

$$\frac{T_B}{T_A} = \left(\frac{P_A}{P_B} \right)^{\frac{1-k}{k}} = \left(\frac{1}{\rho} \right)^{\frac{1-k}{k}}$$

CICLO RANKINE



Il serpente scaldatore è sostanzialmente sempre in caldaia, per evitare l'attacco 23, in cui l'elemento viene dalla miscela mi crea problemi alla turbina.

Nel grafico è tratto 44 o compressore; in realtà $P_4 \approx P_2$, perché comprimiamo un liquido da P_3 a P_2 :

$$v_4 h = S_T = \delta l \Rightarrow v_4 dp \approx c dT \quad c \approx 4180 \frac{kJ}{kg \cdot K}$$

$$\approx \text{costante per incompressibilità} \quad v_4 \cdot (p_2 - p_4) = c \Delta T$$

Supponendo $\Delta P \approx 200 \text{ bar}$, con $p_4 = 0,1 \text{ kPa} \Rightarrow v_4 = v_f(0,1 \text{ kPa}) = 0,001043 \frac{m^3}{kg}$

$$\Rightarrow \Delta T_{14} \approx 5^\circ, \text{ mentre } \Delta T_{23'} \approx 500^\circ$$

È da notare quindi che il lavoro di compressione è sostanzialmente trascurabile rispetto al resto, infatti:

$$l_c \approx v_2 \cdot \Delta p \approx 20 \frac{kJ}{kg} \approx 3\%$$

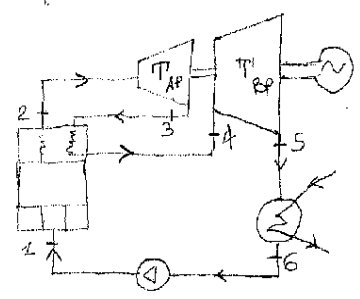
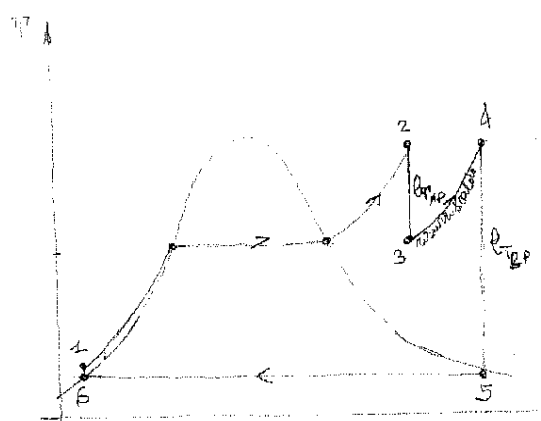
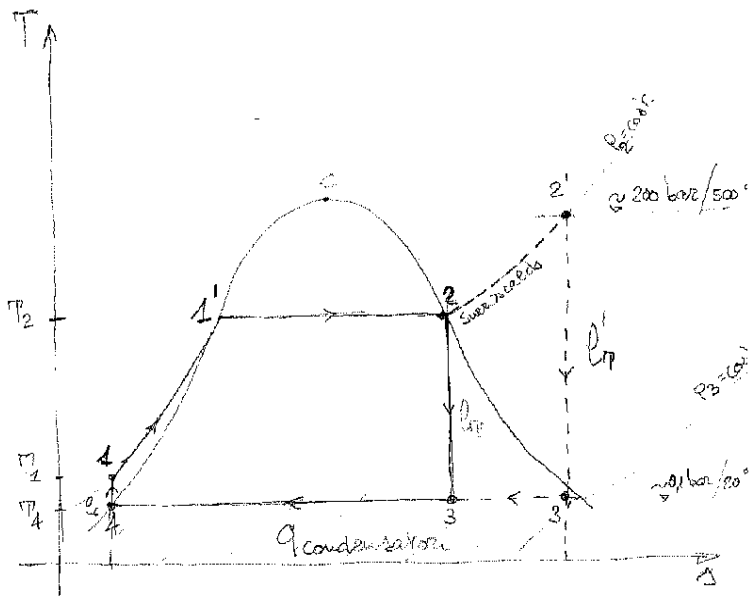
Vanno letti nelle tabelle perché non siamo nel campo dei gas perfetti:

$$l_T = h_2' - h_3' \approx 3400 - 2520 = 880 \frac{kJ}{kg}$$

$$\eta = \frac{|l_T| - |l_c|}{|q_{12}|} = 1 - \frac{|q_{34}|}{|q_{12}|} = \frac{(h_2' - h_3') - (h_2 - h_4)}{h_2' - h_2} < 1 - \frac{T_{3'}}{T_2} \quad (\text{Carnot})$$

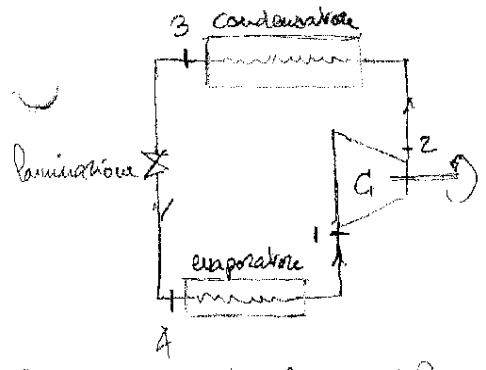
Per aumentare il rendimento:

- 1- Posso diminuire P_3 al condensatore, ma se mi allontano dalla C.L.S., ho in turbina i volti troppo bassi
- 2- Posso aumentare P_2 , se non sono già al limite tecnologico
- 3- Posso aumentare P_2 in caldaia, se non sono già al limite tecnologico
- 4- Riscaldare il vapore uscente dalla turbina e installare una nuova
- 5- Attuo spollamenti della turbina.

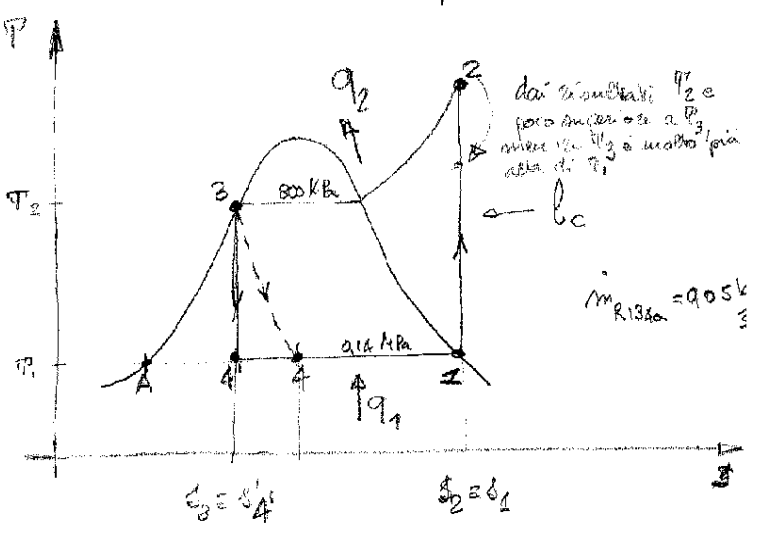


Ciclo a vapore (umerso)

R-134a



Questo motore è termodinamicamente perfetto con vapore saturato e non con gas perfetto.



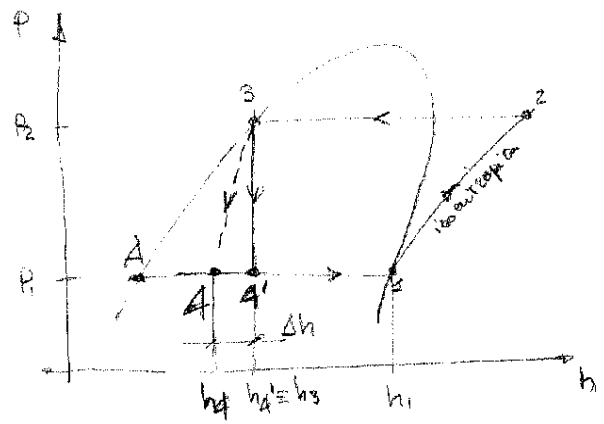
	T °C	h kJ/kg	s kJ/kg	P MPa	x
1	-18,8°	236,04	0,9322	0,14	1
2	+38,5	272,05	0,9322	0,80	-
3	+31,3	73,42	0,3459	0,80	0
4'	-18,8°	86,9	0,3459	0,14	0,291
4	-18,8	73,42	0,3799	0,14	0,322

$x = \frac{m_{v}}{m_{l}}$
 $z_{A'} = \Delta z = x_{A'} \cdot \Delta z_{ev}$
 $\Rightarrow x_{A'} = \frac{z_3 - \Delta z}{\Delta z_{ev}} = \frac{0,3459 - 0,1055}{0,9322 - 0,1055} = 0,291$
 $\Rightarrow h_{4'} = h_{3'} + x_{A'} \cdot h_{ev}$
 $= 25,77 + 0,291 \cdot 210,27 = 86,9 \text{ kJ/kg}$

Δh è il calore associato per viscosità, dovuto alle frizioni interne sulle valvole, in cui perde tutto il $\Delta P = (P_2 - P_1)$. È comunque piccolo.

$x_4 = x_{A'} + \frac{\Delta h}{h_{ev}} = 0,291 + \frac{93,12 - 86,9}{210,27} = 0,322$

$\Rightarrow z_4 = z_{A'} + \Delta z_{ev} \cdot x_4$
 $= 0,3459 + 0,1055 \cdot 0,322 = 0,38 \text{ kJ/kg}$



$l_c = h_2 - h_1 = 36,01 \text{ kJ/kg}$

$q_2 = h_2 - h_3 = 178,63$

$q_1 = h_1 - h_4 = 142,62$

$\Rightarrow COP = \frac{q_1}{l_c} = \frac{142,62}{36,01} = 3,96 \approx 4$

Unità di energia meccanica, emessa da unità di energia termica; quindi ne cede 5 all'ambiente compensivamente di energia termica!

Nota che $\frac{\Delta h}{h_3} \approx 7\%$; non è poi così poco!

Compressione lavoro refrigerata

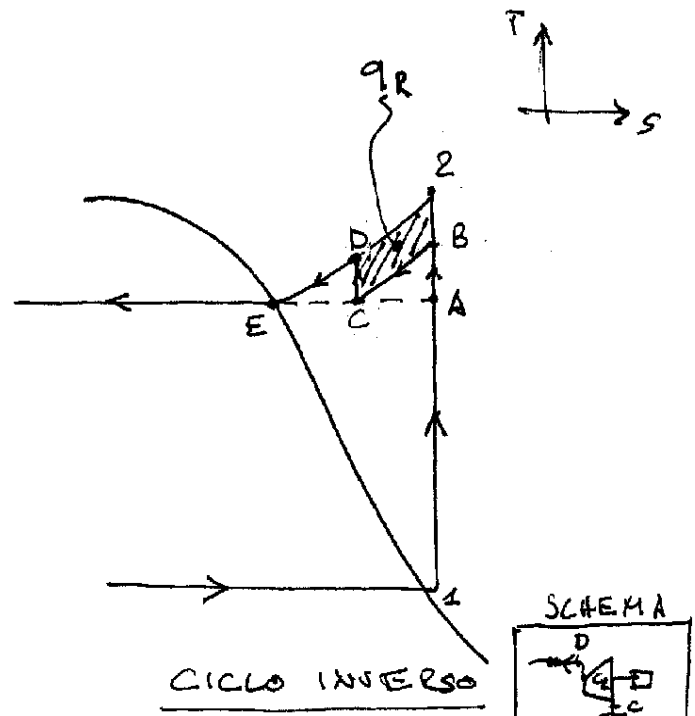
$$\Delta h_{AZE} = l_c^{AZ} - q$$

$$\Delta h_{BCDE} = l_c^{AB} + l_c^{CD} - q - q$$

$$\circ = l_c^{AZ} - q - l_c^{AB} - l_c^{CD} + q + q$$

$$\Rightarrow l_c^{AZ} = l_c^{AB} + l_c^{CD} + q_R$$

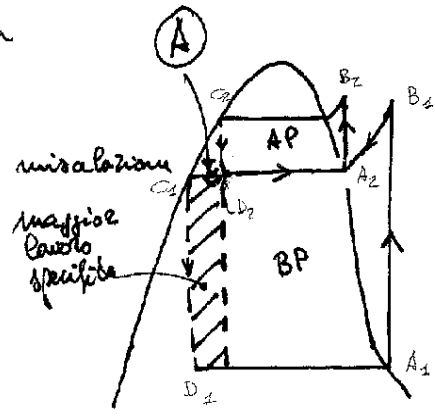
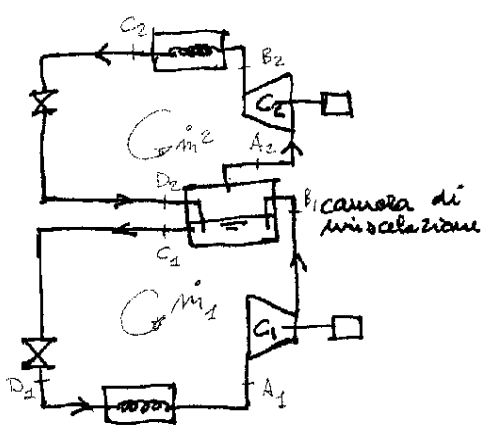
$$\text{ovvero } l_c^{AZ} > l_c^{AB} + l_c^{CD}$$



CICLO INVERSO

Il frazionamento della compressione, con interposto uno scambiatore, mi permette di limitare il lavoro di compressione, a parità di sorgenti. Lo svantaggio è legato alla presenza di un ulteriore compressore e dello scambiatore, che hanno rendimenti alt. ma inferiori a 1. Tale opzione vale quindi per impianti non piccoli.

Doppia compressione con miscelazione intermedia



$$q_{B1 \rightarrow C1} \cdot m_1 = q_{B2 \rightarrow A2} \cdot m_2$$

i due cicli lavorano con frequenze diverse

La differenza sta nella miscelazione al posto dello scambiatore tra i due circuiti. Questo serve in due cicli ad AP e BP, permettendo di avere un lavoro specifico complessivo maggiore a traverso (A).

Molto dipende dalla inclinazione delle curve limite. In ogni caso, l'aggiunta di due sistemi di laminazione non incide in modo significativo sui costi.

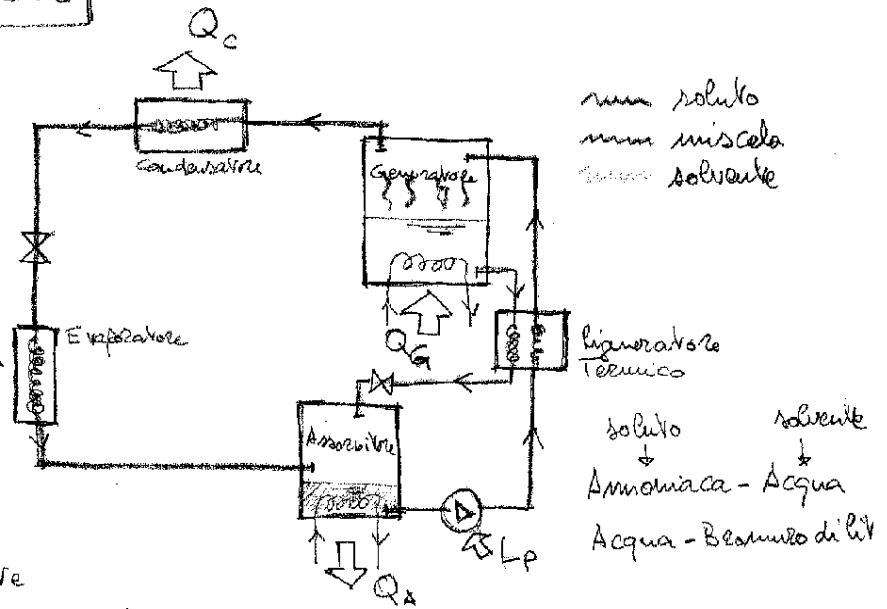
Ciclo frigorifero ad assorbimento

È interessante per cicli frigoriferi di questo tipo, nasce unicamente dalla disponibilità di una sorgente calda (Q_G), per esempio nell'ambito di una cogenerazione.

Il ciclo si basa sulla possibilità di impiegare una miscela come fluido lavorante, formata da un soluto alto fondente e da un solvente basso fondente. Nel generatore la sorgente calda determina la vaporizzazione del soluto, che attua poi il classico ciclo inverso a condensazione

fino all'assorbitore; qui soluto viene rimiscelato con il solvente e quindi pompato, come liquido, nuovamente al generatore. Per sfruttare il calore ceduto dalla sorgente calda alla miscela e quindi al solvente basso fondente, è interposto un evaporatore nel circuito di questo ultimo all'assorbitore; a valle dell'evaporatore è posta una valvola di laminazione, per rendere compatibili le pressioni nell'assorbitore tra soluto e solvente. Tale perdita energetica è del tutto trascurabile, perché risulta particolarmente elevato il risparmio energetico nella compressione di un liquido piuttosto che un aeriforme.

L'impianto è completato all'occorrenza con uno scambiatore nell'assorbitore, allorché la dissoluzione è esotermica.



$$COP = \frac{Q_E}{Q_G + L_p} \approx \frac{Q_E}{Q_G} \quad (L_p \text{ molto piccolo rispetto a } Q_G)$$

Supponendo l'intero ciclo come isentropico:

$$\frac{Q_E}{T_E} + \frac{Q_G}{T_G} = \frac{Q_C + Q_A}{T_{amb}} \quad \text{ma } Q_C + Q_A \stackrel{\text{1° principio}}{=} Q_G + Q_E$$

$$\Rightarrow \frac{1}{T_E} \frac{Q_E}{Q_G} + \frac{1}{T_G} = \frac{1}{T_{amb}} + \frac{Q_E}{Q_G} \cdot \frac{1}{T_{amb}}$$

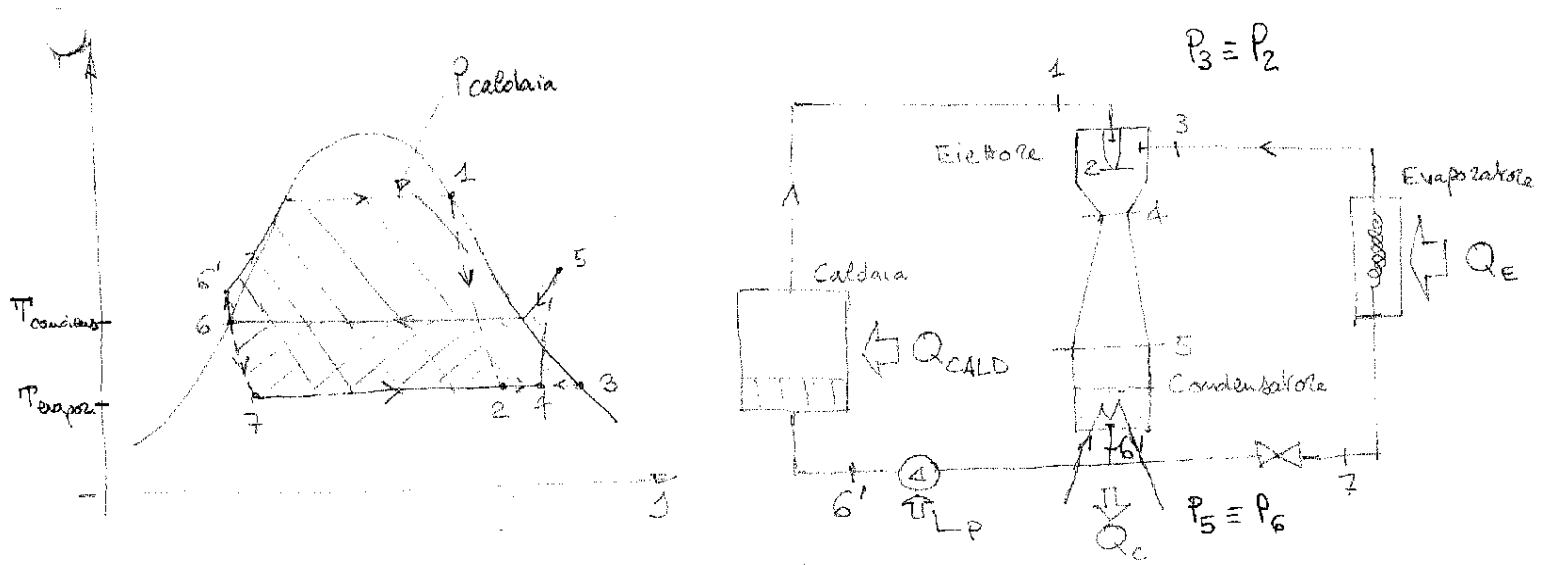
$$\text{quindi } \frac{Q_E}{Q_G} = \frac{\frac{1}{T_{amb}} - \frac{1}{T_G}}{\frac{1}{T_E} - \frac{1}{T_{amb}}} \approx COP$$

$$\text{Se } T_G \rightarrow \infty, \quad COP = \frac{\frac{1}{T_{amb}}}{\frac{1}{T_E} - \frac{1}{T_{amb}}} = COP \text{ carnot tra } T_{amb} \text{ e } T_E$$

Generalmente il COP è compreso tra 0,8 e 1,5, più basso dei cicli tradizionali.

Tuttavia, nell'ambito di una cogenerazione, il rendimento complessivo aumenta in modo significativo, soprattutto in termini energetici, dato che la sorgente termica impiegata è sostanzialmente di scarto (bassa entalpia).

Ciclo Refrigeratore a Terzo compressione



Sono impianti quasi solamente ad acqua e risultano funzionali quando la temperatura all'evaporatore non è inferiore ai 4-5°C e c'è una elevata volumetrica specifica di compressione (elevate portate volumetriche).

$$COP = \frac{Q_E}{Q_{CALD} + L_P} \approx \frac{Q_E}{Q_{caldaia}}$$

BRAYTON INVERSO

Puo essere considerato solo nel caso di disporre di aria compressa da altre applicazioni.

È un metodo infatti a basso COP ed elevate portate, poiché il calore specifico dell'aria è piccolo e perché in assenza di cambi di fase, dove lavorare con il solo calore sensibile, mentre di solito è con il calore latente che ottengo buoni rendimenti. Inoltre l'aria ha anche un basso coefficiente di conduzione.

Inoltre i salti termici sono piuttosto piccoli per vincoli ambientali, soprattutto in climatizzazione civile (aerei, auto, ...) e quindi il lavoro specifico di aria è molto ridotto ⇒ grandi portate.

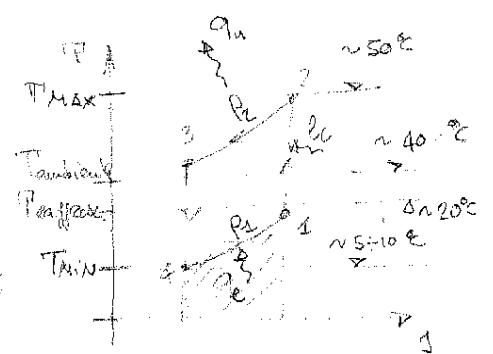
Se ad esempio necessita di 1 kW e dispongo di un salto termico di 20° (T_{raff} - T_{min})

$$q_e = c_p (T_{raff} - T_{min}) \approx 15 \frac{kJ}{kg}$$

$$\dot{Q} = q_e \cdot \dot{m} = 1 \text{ kW} = 1 \frac{kJ}{s} \Rightarrow \dot{m} = \frac{1}{15} = 0,067 \frac{kg}{s}$$

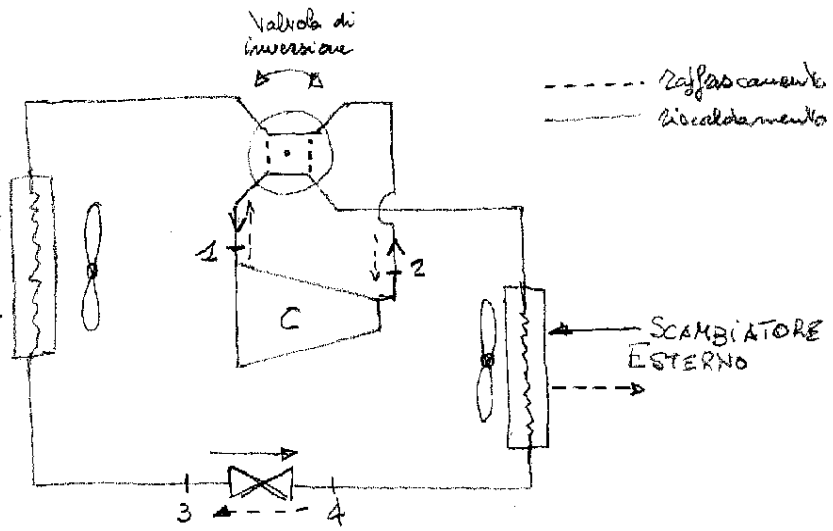
$$\text{Inoltre } \frac{T_{max}}{T_{raff}} = \frac{T_{amb}}{T_{min}} \Rightarrow T_{max} = T_{raff} \frac{T_{amb}}{T_{min}} \approx 50^\circ C$$

$$l_c = c_p \cdot (T_{max} - T_{raff}) \approx 30 \frac{kJ}{kg} \Rightarrow COP = \frac{q_e}{l_c} = \frac{15}{30} = 0,5 \text{ BASSO}$$



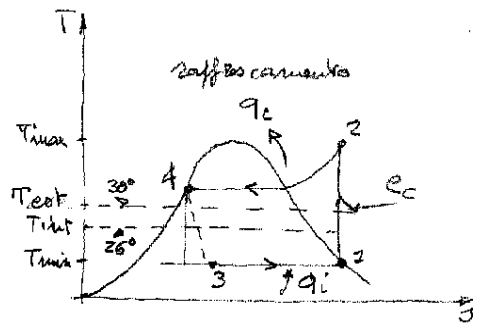
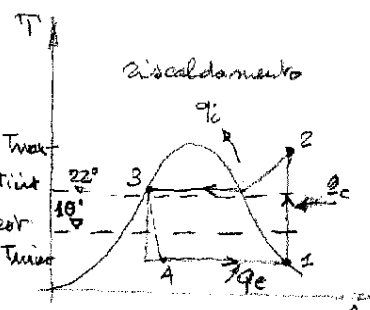
POMPE DI CALORE e cicli frigoriferi

Le pompe di calore sono indicate per zone con alto carico di raffrescamento e basso carico richiesto di riscaldamento. Durante il funzionamento invernale SCAMBIATORE INTERNO c'è il rischio di brina allo scambiatore esterno che ne compromette l'efficienza di scambio.



I punti di funzionamento sono vincolati dalle temperature in gioco:

- + l'aria uscente dallo scambiatore interno non può eccedere il range $10 \div 40^\circ\text{C}$ per esigenze di benessere
- + la temperatura della sorgente esterna (aria esterna) varia in range $-10 \div 50^\circ\text{C}$, che deve essere opportunamente ridotta per evitare nel funzionamento



$$COP_{invernale} = \frac{q_i}{q_c} = \frac{q_i}{q_i - q_e}$$

$$COP_{estivo} = \frac{q_e}{q_c} = \frac{q_e}{q_i - q_e}$$

$$\Rightarrow COP_i - COP_e = \frac{q_i}{q_i - q_e} - \frac{q_e}{q_i - q_e} \Rightarrow COP_i = 1 + COP_e$$

Se COP_e fosse al limite nullo, si osserva che COP_i vale comunque 1, cioè al limite in funzionamento invernale la PdC funziona come una resistenza, che converte integralmente il lavoro in calore; di meno c'è solo il rendimento del compressore ($\eta_c \geq 0,8$ mediamente).

Realizzando il fluido evolvente compresso su almeno due circuiti e disponendo di più scambiatori in serie, è possibile disporre nel medesimo ambiente di una sorgente calda e una fredda. Più

quindi anche attivata la deumidificazione anche nel funzionamento invernale, giacché in quello estivo già avviene.

	inverno	estate
q_i	$h_2 - h_3$	$h_1 - h_3$
q_e	$h_1 - h_4$	$h_2 - h_4$
q_c	$h_2 - h_1$	$h_2 - h_1$

Poiché non ci sono le condizioni per considerare il fluido come gas perfetto (condensazioni), le entalpie vanno lette su tabelle in base al refrigerante scelto. Di solito si fa l'ipotesi che $h_3 \approx h_4$.

Per scegliere il refrigerante deve considerarsi la temperatura di condensazione, che deve essere compatibile con i limiti di range, e che la pressione minima di lavoro dovrebbe comunque essere $> P_{atm}$.

Nota che:

- + il ciclo inverso di Carnot, che per definizione avrebbe il coeff. prestazionale massimo, non è nella pratica attuabile, perché dovrebbe rimanere tutto sotto la campana. Si troverebbe allora a comprimere una miscela liquido-vapore che mi stornerebbe il compressore. Inoltre l'espansione in turbina al posto della laminazione completa molto l'impianto ed ha gli stessi problemi del compressore. Infine, l'attuazione di trasformazioni motorie fuori campana è risultata impraticabile.

MISCELE ARIE e VAPORE D'ACQUA

①

Si considerano gas perfetti perché si lavora a 1 bar e 0/50°C
 ⇒ Elaria o l'acqua dal punto di vista
 ⇒ vapore è a bassissima pressione

$$P = P_a + P_v \quad (\text{DALTON})$$

$$P_v = \frac{R_v P}{V_{mvs}} \quad \text{et} \quad P_a = \frac{R_a P}{V_{ma}}$$

$$\frac{R_a}{R_v} = \frac{92830}{0,4615}$$

chiamo Y umidità assoluta = $\frac{m_v}{m_a} = 0,622 \frac{P_v}{P_a}$
 e titolo dell'aria umida

$$\Rightarrow P = P_a \left(1 + \frac{Y}{0,622} \right)$$

$$\text{ovvero } Y = 0,622 \cdot \frac{P - P_v}{P - P_v}$$

generalmente $P = T_{\text{barometrica}} = 101,325 \text{ kPa}$

$$UR = \frac{m_v}{m_s} = \frac{P_v}{P_s} \quad \text{ad temperatura } T$$

a volte x è chiamato Y
 UR " " " φ

esprimendo $UR = UR(x)$ e $Y = Y(UR)$

$$\frac{1}{x} \cdot \frac{P_a}{P_s} = \frac{1}{Y} \cdot \frac{P_v}{P_s} \cdot \frac{P_s}{P_a}$$

$$\frac{1}{x} \cdot 0,622 \cdot \frac{P_a}{P_s} = \frac{1}{Y} \cdot \frac{P_v}{P_s} \cdot \frac{P_s}{P_a}$$

$$\frac{1}{x} \cdot 0,622 = \frac{1}{Y} \cdot UR \cdot 0,622$$

$$\varphi = \frac{Y}{Y_s} = \text{grado psicrometrico}$$

$h_a = c_p^a T$ con $c_p^a = 1,005 \frac{\text{kJ}}{\text{kg} \cdot \text{K}}$ considerabili come gas perfetto nel range -10/50

$h_v = h_{v,sat}(T=0^\circ) + c_p^v \cdot T$ nel range -10/50, $h = h(T)$ gas perfetto alla
 basse pressioni! (Addiz. $h_{v,sat}(T) \cong h_{v,sat}(0^\circ)$)

$$H = m_v \cdot h_v + m_a \cdot h_a$$

$$J = \frac{H}{m_a} = h_a + Y \cdot h_v$$

si pone $J = \frac{H}{m_a} = \text{entalpia } T^\circ \text{ aria secca}$
 riferita all'unità di
 aria secca

$$J = h_a + Y \cdot h_v$$

Questa posizione è fatta perché nei condizionamenti tecnici non si modifica la portata d'aria.

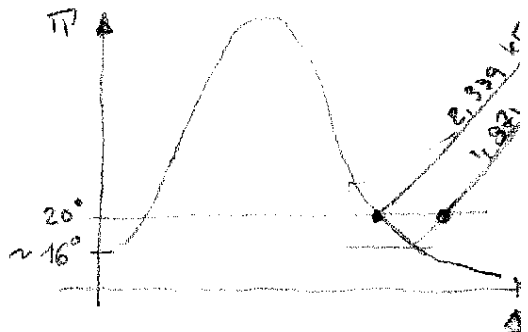
→ Nota che P_v è sempre molto bassa rispetto a P_a

$$P = 100 \text{ kPa}, \quad T = 20^\circ, \quad UR = 80\%$$

$$P_s(T=20^\circ) = 2,339 \text{ kPa}$$

$$P_v = 0,80 \cdot P_s = 1,871 \text{ kPa}$$

$$P_a = P - P_v = 98,13 \text{ kPa}$$

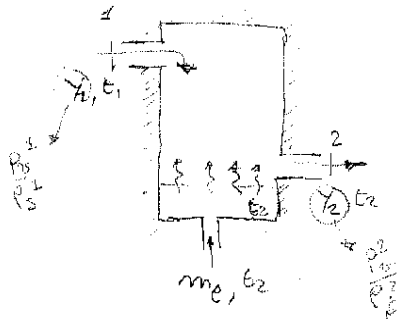


Se $UR \downarrow$, $P_v \downarrow \Rightarrow T_R \downarrow (\cong T_s)$

ad esempio $UR = 40\% \Rightarrow P_v = 0,9356 \text{ kPa} \rightarrow T_R = T_s \cong 6^\circ$

SATURAZIONE ADIABATICA di una miscela aria-vapore d'acqua

$P = const = P_{atm} \Rightarrow P_1 = P_2$



$h_2 - h_1 = q$ Sistema aperto

Bilancio di massa: $m_2 + m_e = m_1$ dove

$m_2 = m_2^a + m_2^v$
 $m_1 = m_1^a + m_1^v = m_1^a + m_1^v + m_e$

cioè $m_e = m_2^v - m_1^v$
 $\downarrow m_2^v \cdot \gamma_2 - m_1^v \cdot \gamma_1 = m_e \cdot (\gamma_2 - \gamma_1)$

Bilancio energetico:

$m_2 h_2 - m_1 h_1 = m_e \cdot h_e$

oppure esprimendo le entalpie all'unità di aria secca ($m_2^a = m_1^a$)

$J_2 = \frac{H_2}{m_2^a} = h_a^2 + \gamma_2 h_{v2}$

$J_1 = \frac{H_1}{m_1^a} = h_a^1 + \gamma_1 h_{v1}$

$m_2^a J_2 - m_1^a J_1 = m_e \cdot q_e$

ma $m_2^a = m_1^a$; $m_e = m_a (\gamma_2 - \gamma_1)$

$\Rightarrow h_a^2 + \gamma_2 h_{v2} - h_a^1 - \gamma_1 h_{v1} = h_e (\gamma_2 - \gamma_1)$

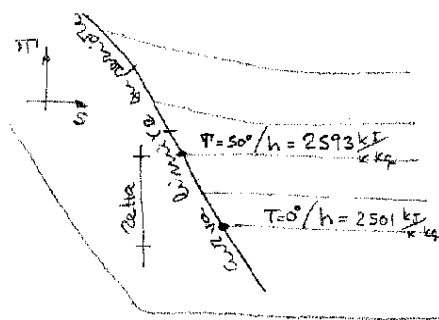
$\gamma_2 (h_{v2} - h_e) = h_a^2 - h_a^1 + \gamma_1 (h_{v1} - h_e)$

è piccolo perché c_p vale poco

$\gamma_2 = \frac{c_p (T_2 - T_1) + \gamma_1 (h_{v1} - h_e)}{h_{v2} - h_e}$

è di un ordine di grandezza vale molto

N.B. essendo in condizioni di base primarie l'entalpia del vapore è sostanzialmente quella del vapore saturo a uguale temperatura.



Se il miscelina è tale che in uscita siamo a saturazione $\Rightarrow \gamma$ diventa noto e quindi note le due temperature, rimane definito il valore della miscela in ingresso.

In questo caso T_2 viene chiamata TEMPERATURA DI SATURAZIONE ADIABATICA

A) Notare che, se $T_1 = T_2$: $h_e = h_e^1 \Rightarrow h_{v1} - h_e = h_{v1}^1 - h_e^1 = h_{v1}^2 - h_e^2$

$\Rightarrow \gamma_1 = \gamma_2$ il titolo della miscela non cambia

B) Notare che al denominatore:

$0,02 \leq h_e^2 \leq 2501$ se $0 \leq T_2 \leq 100^\circ C$
 $h_{v1}^1 \approx 2501$ sempre

$h_{v1}^1 - h_e^2 > 0$ se $0 \leq T_2 \leq 99^\circ C$

noi lavoriamo in un campo più ristretto $0 \div 50$

DIAGRAMMA PSICROMETRICO

Curve a $J = \text{costante}$

- Bando $c_m = c_p^a + \gamma \cdot c_p^v$
 \downarrow calore specifico della miscela
- Osservo che $c_m \approx c_p^a$ per $\gamma = 0.03 \frac{\text{kg v}}{\text{kg a}}$
- Ipotesi in prima approssimazione $c_m = \text{costante}$
- Il calore ceduto dall'aria all'acqua per vaporizzare una massa infinitesima di acqua (dm_w), vale:

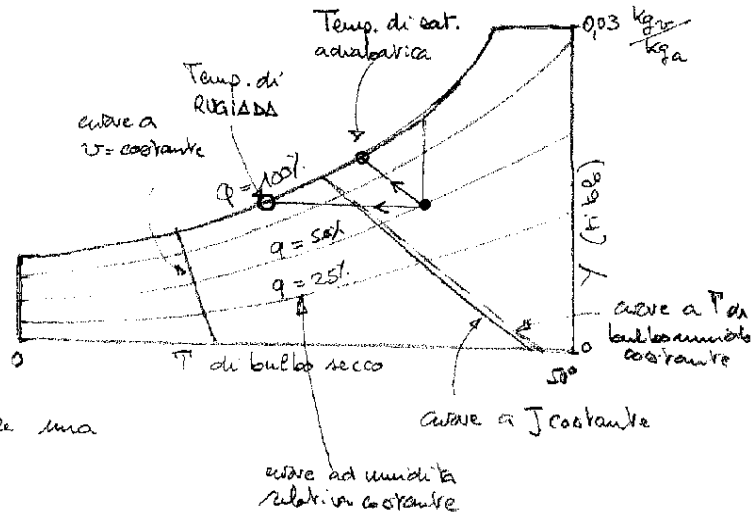
$$\delta q = - c_m dt$$

ma

$$\delta q = m \cdot dy$$

$$\Rightarrow \frac{dy}{dt} = - \frac{c_m}{p} \approx \text{costante} \Rightarrow \text{retta con pendenza negativa in } y-t$$

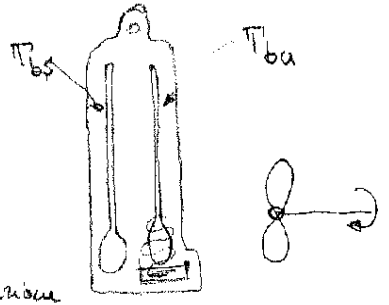
$\frac{dm_w}{dm_a}$ con $m_a = \text{cost.}$



Temperatura di bulbo umido

La gamba avvolta sul termometro di termina in presenza di convezione forzata la lettura T_{bu} , che differisce da T_{bs} letta sull'altro termometro.

$T_{bu} \neq T_{sat. adiab.}$ perché di mezzo non c'è solo il fenomeno evaporativo della saturazione adiabatica, ma anche convezione - convezione del distanza gamba - bulbo.



$$\dot{Q} = \dot{m}_{bulbo} \cdot h \cdot (t_{bs} - t_{bu}) = \text{calore scambiato nell'unità di tempo conseguente al gradiente termico}$$

$$= \dot{m}_w \cdot n \propto \dot{m}_{bulbo} (\gamma_s - \gamma) \cdot n$$

acqua di vapore della gamba

sul bulbo secco a valle del bulbo umido

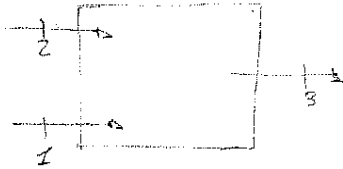
$$\Rightarrow \cancel{\dot{m}_{bulbo}} \cdot h \cdot (t_{bs} - t_{bu}) \propto \cancel{\dot{m}_{bulbo}} (\gamma_s - \gamma) \cdot n$$

$$\frac{\gamma_s - \gamma}{t_{bs} - t_{bu}} \propto \frac{h}{n}$$

Considerando γ e t_{bu} le variabili, la precedente equazione individua l'andamento $\gamma(t_{bu})$. Se n si considera sostanzialmente costante ($n(0^\circ) = 2501 \frac{\text{kg}}{\text{kg} \cdot \text{K}}$; $n(50^\circ) = 2380$), si trae l'equazione di una retta, il cui coeff. angolare è praticamente uguale all'andamento delle curve a J costante. È per questo che alcuni diagrammi ne riportano solo un tipo.

1 - 3100 $\frac{m^3}{h}$ $q = 40\%$ 25°
 2 - 1500 $\frac{m^3}{h}$ $q = 60\%$ 15°

MISCELAZIONE DI DUE CORRENTI



$M_1 + M_2 = M_3$ bilancio massa aria
 $M_1 y_1 + M_2 y_2 = M_3 y_3$ bilancio massa vapore
 $J_1 M_1 + J_2 M_2 = J_3 M_3$ bilancio entalpico

Stato 1

$P_5^1 = 3,169 \text{ kPa}$
 $y_1 = 0,622 \cdot \frac{0,4 \cdot 3,169}{101,325 - 0,4 \cdot 3,169} = 0,0079 \frac{\text{kg v}}{\text{kg a}}$ $\Rightarrow P_{ov}^1 = 0,40 \cdot P_5^1 = 1,2676 \text{ kPa}$
 $P_{a1}^1 = P_{tot} - P_{ov}^1 = 100,06 \text{ kPa}$
 $P_a^1 \cdot \frac{V^1}{m_a^1} = R_a \cdot P_1^1 \Rightarrow \dot{m}_a^1 = \frac{P_a^1 \cdot V^1}{R_a \cdot P_1^1} = 3625 \frac{\text{kg a}}{\text{h}}$ $\Rightarrow \dot{m}_v^1 = y_1 \cdot \dot{m}_a^1 = 28,6 \frac{\text{kg v}}{\text{h}}$
 $J_1 = h_a^1 + y_1 h_v^1$
 $J_1 = c_p T_1 + y_1 (h_{ov}^0 + c_p^v T_1) = 1,005 \cdot 25 + 0,0079 (2501 + 1,86 \cdot 25) = 45,25 \frac{\text{kJ}}{\text{kg aria} \cdot \text{kg}}$

Stato 2

$P_5^2 = 1,7051 \text{ kPa}$ $P_{ov}^2 = 1,023 \text{ kPa}$ $\dot{m}_a^2 = 1819 \frac{\text{kg a}}{\text{h}}$
 $y_2 = 0,0063 \frac{\text{kg v}}{\text{kg a}}$ $P_{a2}^2 = 100,3 \text{ kPa}$ $\dot{m}_v^2 = 11,5 \frac{\text{kg v}}{\text{h}}$ $J_2 = 31,0 \frac{\text{kJ}}{\text{kg a}}$

Stato 3

$\dot{m}_a^3 = \dot{m}_a^1 + \dot{m}_a^2 = 5444 \frac{\text{kg a}}{\text{h}}$
 $\dot{m}_v^3 = \dot{m}_v^1 + \dot{m}_v^2 = 40,1 \frac{\text{kg v}}{\text{h}}$
 $\dot{m}_3 = 5484,1 \frac{\text{kg}}{\text{h}}$
 $J_3 = \frac{45,25 \cdot 3625 + 31,0 \cdot 1819}{5444} = 40,5 \frac{\text{kJ}}{\text{kg aria}}$

Oggetto:

Subject:

Partecipanti:

Participants:

Data:

Date:



Make things happen. HOBAS

①

Un impianto di climatizzazione necessita di un sistema per la generazione di caldo e di freddo ed di un sistema per la minima dispersione.
Il sistema per la generazione del freddo serve per il raffrescamento e il sistema per la generazione di caldo serve per il riscaldamento.
La generazione di caldo può avvenire anche come funzionamento a Brutto di Calore del ciclo inverso per il raffreddamento, ma in questo caso non è possibile demandare fucine contemporaneamente.

La generazione del freddo può avvenire in più modi:

- + Ciclo inverso a condensazione
- + Refrigerazione termoelettrica (Peltier 1834, Seebeck 1821), poco efficiente
- + Ciclo ad assorbimento (trigenerazione)

La generazione del caldo può avvenire:

- + Termoelettrici (Effetto Joule)
- + Ciclo inverso in funzionamento a POC
- + Caldaia termica a combustione.
- + Cogenerazione

Un impianto di climatizzazione può essere:

- 1) AUTONOMO, o ad espansione diretta, quando è il fluido evolvente a scambiare calore con gli ambienti (interno/esterno)
- 2) A TUTT'ARIA, quando tra le batterie caldo/freddo e l'ambiente da trattare è interposto un circuito in cui il fluido vettore è l'aria. In questo caso, l'aria esterna, eventualmente miscelata in parte con quella interna per il recupero energetico, è trattata in UTA e quindi mandata agli ambienti.
- 3) A TUTT'ACQUA, quando il fluido vettore è acqua da riscaldare in una rete dedicata. Questa modalità può essere comoda con l'obbligo di Fan Coil dedicati al riscaldamento in periodo invernale anche con caldaia termica. Hanno però il problema di necessitare di una primaria, perché agiscono unicamente sull'aria già presente; sono inoltre più complessi e delicati. A loro favore, i pregi conseguenti all'elevato c_p dell'acqua.

TRASMISSIONE DEL CALORE

Il calore è una forma di energia che si esplica tra due sistemi a differente temperatura.
 Il calore è una energia trasmessa tra due corpi a differente temperatura (gradienti termico).

Il "calorico" di A. Lavoisier 1789 era una sostanza che passava da un corpo ad un altro.

[Q] = Joule

\dot{Q} = potenza termica = $\frac{dQ}{dt}$ si misura in Watt

1 Watt = $\frac{1 \text{ Joule}}{1 \text{ s}}$

1 kWh = $\frac{1 \text{ kJ}}{5} \cdot 3600 \text{ s} = 3600 \text{ kJ}$

$Q = \int_1^2 \dot{Q} dt$ se $\dot{Q} = \dot{Q}(t)$

$Q = \dot{Q} \cdot \Delta t$ se $\dot{Q} = \text{costante nel tempo}$

CONDUZIONE

Nei solidi avviene per vibrazione attorno alle posizioni di equilibrio (componente strutturale) e per trasmissione di elettroni (componente elettronica).

Più un materiale è un conduttore elettrico, più la conducibilità termica dipende dalla componente elettronica.
 Più un materiale è un isolante elettrico, più la conducibilità termica dipende dalla componente strutturale.

Il diamante, che è non metallico, conduce 30 volte più del ferro, perché non un ordinamento strutturale più esagerato

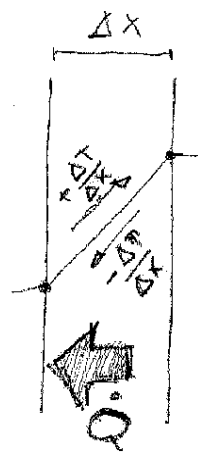
$\dot{Q} = -\lambda A \cdot \frac{\Delta T}{\Delta x}$

$\frac{dT}{dx}$

LEGGE DI FOURIER

gradiente termico

Conducibilità termica



aria	0,026	$\frac{W}{m \cdot K}$
acqua	0,613	
ferro	80,2	
diamante	2300	

Convezione

La convezione è una trasmissione di calore tra due sistemi, uno solido e uno fluido (gasoso o liquido), che si opera attraverso la conduzione e il trasporto di massa.

La sola conduzione può quindi essere vista come parte della convezione, allorché il gradiente di temperatura non è sufficiente a innescare un flusso di massa nel fluido.

$$\dot{Q} = h A (T_s - T_f)$$

LEGGE DI NEWTON

coefficiente di scambio termico convettivo
 $(2 \div 10000 \frac{W}{m^2 \cdot K})$

Temperatura del solido o di parete

Temperatura del fluido a distanza infinita

Superficie di scambio termico

In presenza di un flusso di massa anche parzialmente attivato mediante sistemi meccanici o comunque esterni, la convezione si definisce di tipo forzato; in caso contrario si definisce di tipo naturale.

"h" è stimato per via sperimentale ^{o numerica} e dipende dal fluido, dalla geometria del sistema e dalla velocità in gioco.

IRRAGGIAMENTO

È una trasmissione di energia che avviene attraverso l'emissione/assorbimento di fotoni a livello atomico, attivato da un qualunque corpo a temperatura $T > 0 K$.

Fotoni e onde elettromagnetiche sono espressioni equivalenti, quindi l'irraggiamento è l'unica trasmissione di energia che non necessita di un mezzo per la propagazione.

LEGGE DI STEFAN - BOLTZMANN

$$\dot{Q}_{emiss} = \epsilon \sigma A T^4$$

emissività della superficie

costante di Stefan - Boltzmann
 $5,67 \times 10^{-8} \frac{W}{m^2 K^4}$

Superficie e Temperatura della sorgente emittente

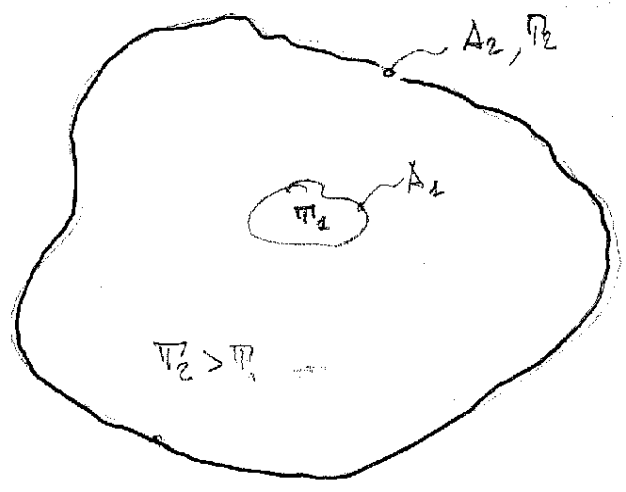
Potenza volumica emessa per irraggiamento, inteso come emissione di radiazione termica (raggi X, microonde, ...)

$0 \leq \epsilon \leq 1$
Corpo nero

è lo spettro di frequenza planco

La legge di Kirchhoff esprime che il coefficiente di assorbimento della radiazione termica è uguale all'emissività a parità di lunghezza d'onda e temperatura.
 Nel campo ingegneristico si considera vale a prescindere dalla lunghezza d'onda e dalla temperatura.

$$\dot{Q}_{assorbita} = \alpha \cdot \dot{Q}_{incidente}$$



Se considero il bilancio energetico per il solo fenomeno di irraggiamento per il corpo di superficie A_1 :

$$\dot{Q}_{emessa} = \epsilon_1 \sigma A_1 T_1^4$$

$$\dot{Q}_{assorbita} = \alpha_1 \sigma A_2 T_2^4$$

$\alpha_1 \approx \epsilon_1$, $A_1 \ll A_2$, T_2 piccolo

$$\Rightarrow \dot{Q}_{netta} = \epsilon \sigma A_1 \cdot (T_2^4 - T_1^4)$$

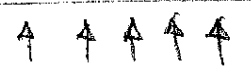
pongo $T_2 = k \cdot T_1$

$$\Rightarrow \dot{Q}_{netta} = \epsilon \sigma A_1 \cdot (k^4 T_1^4 - T_1^4)$$

$$= \frac{\epsilon \sigma A_1 T_1^4}{\dot{Q}_{emessa}} (k^4 - 1)$$

k	$\frac{\dot{Q}_{netta}}{\dot{Q}_{emessa}}$
1	0
1,1	0,5
2	15
10	9999

Per le temperature devono sempre intendersi quelle di superficie



VISCOSITÀ / FLUIDI REALI

$\tau = -\mu \frac{dw}{dz}$ Legge di NEWTON

se $\mu \neq \mu(w) \Rightarrow$ Fluido Newtoniano

$\mu = -\frac{\tau}{\frac{dw}{dz}} =$ VISCOSITÀ DINAMICA

μ dipende per un newtoniano solo da temperatura e pressione. Per un liquido la dipendenza dalla pressione è spesso trascurabile.

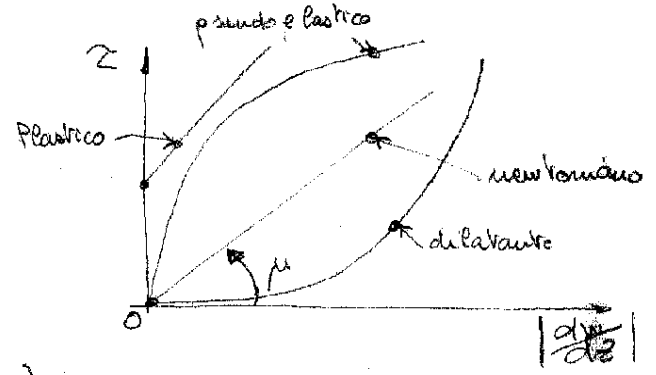
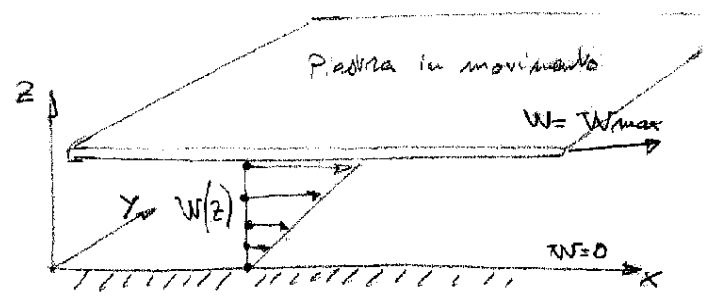
$[\mu] = M \cdot L^{-1} \cdot P^{-1}$

Si misura in POISE = $\frac{1g}{cm \cdot s}$ ($= 10^{-1} \frac{kg}{m \cdot s}$)

Centi POISE = $\frac{1}{100}$ POISE ($= 10^{-3} \frac{kg}{m \cdot s}$)

A 20°, l'acqua ha una viscosità dinamica di 1 C Poise
0,018 C Poise
l'aria

VISCOSITÀ CINEMATICA = $\nu = \frac{\mu}{\rho} \rightarrow [\nu] = L^2 \cdot P^{-1}$



MOTO LAMINARE IN REGIME STAZIONARIO

(1)

① $P_1 \cdot S_1 - P_2 \cdot S_2 - P = F_v$ all'equilibrio

②+③ $F_v = -\mu dx \cdot 2\pi y \cdot \frac{dw}{dy}$

④ $P = \pi y^2 \cdot dx \cdot \rho g \cdot \sin \alpha$

$S_1 = S_2 = \pi y^2$

$\pi y^2 (P_1 - P_2) - \pi y^2 dx \rho g \sin \alpha + \mu dx 2\pi y \frac{dw}{dy} = 0$

$\frac{dw}{dy} = \frac{y^2 (dx \rho g \sin \alpha - (P_1 - P_2))}{2\pi \mu dx}$

① $\frac{dw}{dy} = \frac{y^2 (\rho g dx \sin \alpha - (P_1 - P_2))}{2\mu dx} \Rightarrow w(y) = \frac{y^2(\cdot)}{4\mu dx} + C$

$w(y=R) = 0 \Rightarrow 0 = \frac{R^2(\cdot)}{4\mu dx} + C \Rightarrow C = -\frac{R^2(\cdot)}{4\mu dx}$

$\Rightarrow w(y) = \frac{y^2(\cdot)}{4\mu dx} - \frac{R^2(\cdot)}{4\mu dx}$

$k \left(\frac{y^2}{R^2} - 1 \right)$ è una parabola con valore massimo k per $y=0$
 Se $P_2 > P_1 \Rightarrow W$ è nelle x negative

Stimo la velocità media: $\bar{w} = \frac{\int_S w ds}{S}$

$S = \pi y^2$
 $ds = 2\pi y \cdot dy$
 $\frac{ds}{dy} = 2\pi y$

$= \frac{\int_0^R w(y) \cdot 2\pi y \cdot dy}{\pi R^2}$

$= \frac{1}{R^2} \int_0^R 2y \cdot k \cdot \left(\frac{y^2}{R^2} - 1 \right) dy$

$= \int_0^R \frac{2k}{R^2} \cdot \left(\frac{y^3}{R^2} - y \right) dy$

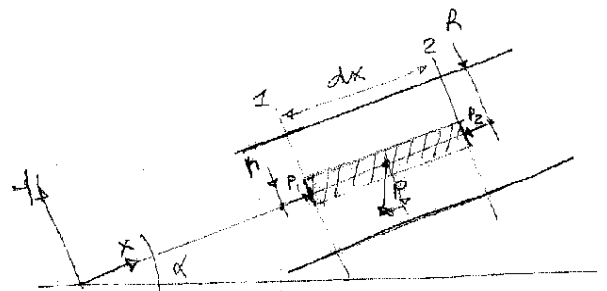
$= \frac{2k}{R^2} \left(\frac{1}{4} \frac{y^4}{R^2} - \frac{1}{2} y^2 \right) \Big|_0^R$

$= -\frac{k}{2} = \text{metà del valore massimo}$

se $\alpha = 0$, il moto del fluido è unicamente dovuto ad un $\Delta P = P_2 - P_1$ che equivale alle forze viscose. Ragionando in termini medi:

$\bar{w} = -\frac{k}{2} = -\frac{1}{2} R^2 \cdot \frac{P_2 - P_1}{4\mu dx} \Rightarrow P_2 - P_1 = -\frac{32\mu dx \cdot \bar{w}}{D^2}$

Se suppongo di ragionare sempre nella direzione del flusso, ovvero nelle P decrescenti posso specializzare la precedente in $\Delta P = \frac{32\mu dx \cdot \bar{w}}{D^2}$



- ① MOTO LAMINARE
- ② MOTO UNIFORME
- ③ FLUIDO NEWTONIANO
- ④ FLUIDO INCOMPRESSIBILE

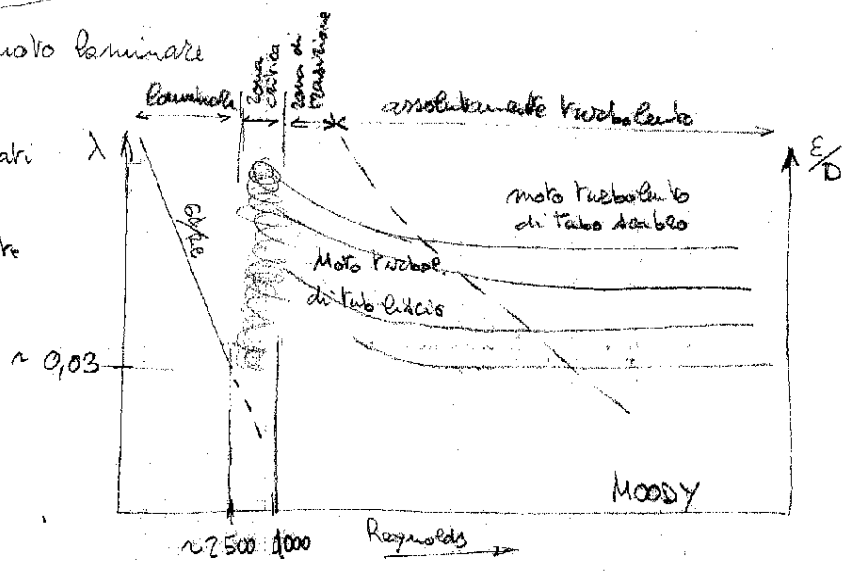
Faccio la seguente posizione: $\frac{\Delta P}{\rho} = \frac{\Delta}{D} \frac{V^2}{2} dx$ dove λ rappresenta il fattore d'attrito

$$\Rightarrow \frac{32 \mu dx V}{\rho D^2} = \frac{\lambda}{D} \frac{V^2}{2} dx$$

$$\lambda = \frac{64 \mu V}{\rho V D} \rightarrow 1/Re = \text{numero di Reynolds}$$

nell'ipotesi di moto laminare

Il diagramma di Moody riporta i risultati sperimentali di prove su condotti circolari testati a diverse scaberezze, queste ultime ottenute con sabbia a varia granulometria da cui $\frac{\epsilon}{D}$



Supponiamo di avere un condotto di 0,5 cm di diametro in condizioni laminari limite:

$$Re \approx 2300 \Rightarrow u = \frac{Re \cdot \mu}{\rho D} = 46 \text{ m/s} \text{ con } \lambda = \frac{64}{Re}$$

$$\Delta H = \frac{\lambda}{D} \frac{u^2}{2g} \cdot L \Rightarrow i = \frac{\Delta H}{L} = \frac{64 \mu}{\rho u D} \cdot \frac{1}{2g} \frac{u^2}{D^2} = \frac{32 \mu}{\rho g} \cdot \frac{u}{D^2}$$

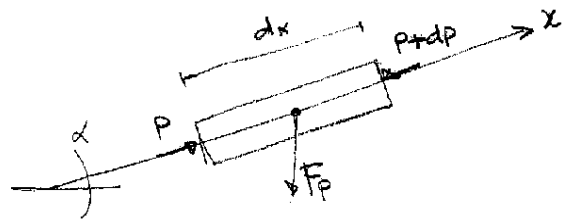
$$= \frac{32 \cdot 0,01}{1 \cdot 981} \cdot \frac{46}{0,5^2}$$

$$= 0,06 \text{ m/m}$$

BERNOULLI GENERALIZZATO

ipotesi:

- fluido perfetto $\Rightarrow \mu = 0$
- incomprimibilità $\Rightarrow \rho = \text{cost}$
- moto stazionario $\Rightarrow \frac{\partial w}{\partial t} = 0$
- campo di forze conservative



Esprimere l'equilibrio meccanico per il volume $S \cdot dx$ di un tubo di flusso:

$$(P - P - dp) \cdot S - F_p \cdot \sin \alpha = \rho \cdot S dx \cdot \frac{dw}{dt}$$

dove $F_p = \rho \cdot g \cdot S \cdot dx$

$$dw = \frac{\partial w}{\partial t} \Big|_x dx + \frac{\partial w}{\partial x} \Big|_t dx \Rightarrow dw = \frac{\partial w}{\partial x} dx \Rightarrow \frac{dw}{dt} = \frac{\partial w}{\partial x} \cdot \frac{dx}{dt} = w$$

$$\Rightarrow -dp \cdot S - \rho g S dx \cdot \sin \alpha = \rho S dx \frac{\partial w}{\partial x} \cdot w$$

$$-dp - \rho g dz - \rho w dw = 0$$

$$\frac{dp}{\rho} + g dz + w dw = 0$$

in forma infinitesimale

$$\int_1^2 \frac{dp}{\rho} + \int_1^2 g dz + \int_1^2 w dw = 0$$

Bilancio dell'energia meccanica dell'unità di massa

$\frac{p_2 - p_1}{\rho}$	$+ g(z_2 - z_1)$	$+ \frac{1}{2}(w_2^2 - w_1^2) = 0$
--------------------------	------------------	------------------------------------

in forma finita

L'equazione a ρ è del fluido ideale, per quelli reali dov'è invece apprezzabile anche l'energia dissipata, esprimibile come:

$\frac{\lambda}{D} \frac{w^2}{2}$	+	$\sum \beta_i \frac{w^2}{2}$
distribuita		concentrata

Potere calorifico

Da Wikipedia, l'enciclopedia libera.

Il **potere calorifico** o **calore di combustione** esprime la quantità di massima di calore che si può ricavare dalla combustione completa di 1 kg di sostanza combustibile (o 1 m³ di gas a 0 °C e 1 Atm).

Si misura in Joule su chilogrammo (J/kg) o, in forma ormai obsoleta, in kilocalorie su chilogrammo (kcal/kg)

Indice

- Unità di misura
- Potere calorifico superiore
- Potere calorifico inferiore
- Alcuni valori
- Voci correlate

Unità di misura

Trattandosi di una misura di energia specifica, per indicarla secondo il Sistema Internazionale di misura si deve usare il Joule: trattandosi di energia termica, è ancora invalso l'uso di utilizzare al suo posto la kilocaloria, con la corrispondenza di 4,186 kJ per ogni kcal.

Usualmente, per i combustibili gassosi, invece che al kg di massa, si fa riferimento al metro cubo in condizioni *normali* cioè alla massa di gas combustibile secco contenuta in 1 m³ quando la sua temperatura sia 0 °C e la pressione sia 760 mmHg (1.013 bar).

Nelle transazioni commerciali si fa, invece, riferimento ad un m³ *standard*, che considera la pressione *normale* e la temperatura di riferimento di 20 °C.

Generalmente si distingue tra:

- Potere calorifico superiore (H_s)
- Potere calorifico inferiore (H_i).

Potere calorifico superiore

Il **potere calorifico superiore** (H_s) è la quantità di calore che si rende disponibile per effetto della combustione completa a pressione costante della massa unitaria del combustibile, quando i prodotti della combustione siano riportati alla temperatura iniziale del combustibile e del comburente.

http://it.wikipedia.org/wiki/Potere_calorifico
Potere calorifico - Wikipedia

16/11/2009
Pagina 3 di 5

Nelle moderne caldaie a condensazione si riesce a recuperare parte del calore latente del vapor d'acqua. Questo fatto permette di ricavare, da un kg di combustibile, una quantità di calore maggiore del potere calorifico inferiore, quindi, con rendimento nominale uguale al 100%, anche se una parte del calore (teoricamente disponibile (potere calorifico superiore) continua ad essere dispersa coi fumi.

Per determinare il potere calorifico inferiore mediante l'analisi elementare bisogna prima determinare il potere calorifico superiore e poi sottrarre da questo 2500 kJ per ogni kg di vapor d'acqua contenuto nei fumi. Il vapor d'acqua nei fumi sarà dovuto alla combustione dell'idrogeno e all'umidità presente inizialmente nel combustibile

Esempio (trascurando i termini meno importanti):

Un kg di carbonio sviluppa nella combustione 33 000 kJ
Un kg di idrogeno sviluppa nella combustione 143 000 kJ

Avendo un olio combustibile con un tenore di

carbonio in massa dell'85,5% (0,855) kg C/kg_{comb}
idrogeno in massa dell'12% (0,12) kg H₂/kg_{comb}
umidità = 1% (0,01) kgH₂O/kg_{comb}

sapendo che:

Vapore prodotto da un kg di idrogeno = 9 kg
Calore assorbito da un kg di vapore = 2 500 kJ

si ha:

H_s = kg C/kg_{comb} × J/ kg C + kg H₂/kg_{comb} × J/ kg H₂ = J/kg_{comb}
H_s = (0,855 × 33 000 kJ/kg) + (0,12 × 143 000 kJ/kg) = 45 375 kJ/kg
H_i = H_s - (kg H₂/kg_{comb} × 9 + kg H₂O) × 2 500
H_i = 45 375 kJ/kg - (0,12 × 9 + 0,01) × 2 500 kJ/kg = 42 650 kJ/kg

In altre parole, il potere calorifico inferiore è uguale al potere calorifico superiore meno il tenore di idrogeno nel combustibile, moltiplicato per 9 e per 2 500, meno il tenore di umidità presente nel combustibile, moltiplicato per 2 500.

Alcuni valori

Il potere calorifico dei combustibili commerciali è molto variabile e dipende dall'origine del materiale e dai trattamenti successivamente subiti. Perciò, i valori in

http://it.wikipedia.org/wiki/Potere_calorifico

16/11/2009

La determinazione del potere calorifico si può ottenere approssimativamente col calcolo, in base all'analisi elementare del combustibile, oppure direttamente mediante l'uso di appositi strumenti calorimetrici.

Nel primo caso si determina la massa degli elementi combustibili, carbonio (C), idrogeno (H), zolfo (S) contenuta in un chilogrammo di combustibile mediante l'analisi chimica elementare, quindi si valuta l'apporto di calore fornito da ciascuno di essi e si sommano i risultati. Il calcolo fornisce un valore approssimato perché la quantità di calore ottenuto dipende anche dalla forza dei legami chimici nelle molecole del combustibile di partenza. Ad esempio, considerando che 1 kg di carbonio sviluppa nella combustione circa 33.000 kJ e che 1 kg di idrogeno sviluppa circa 143.000 kJ e avendo un olio combustibile con un tenore di carbonio dell'85,5% e di idrogeno dell'11,5% in massa (cioè 0,855 kg_C di carbonio e 0,115 kg_{H2} di idrogeno per 1 kg_{comb} di olio), col rimanente 3% costituito da materia inerte, il suo potere calorifico superiore sarebbe:

$$H_s = 0,855 \text{ kg}_C/\text{kg}_{comb} \cdot 33000 \text{ kJ/kg}_C + 0,115 \text{ kg}_{H2}/\text{kg}_{comb} \cdot 143000 \text{ kJ/kg}_{H2} = 44660 \text{ kJ/kg}_{comb}$$

Il potere calorifico superiore si determina invece direttamente mediante la bomba calorimetrica di Mahler o apparecchi simili, in cui si fa avvenire una reazione stechiometrica completa tra un quantità ben determinata di combustibile e l'ossigeno. Il calore prodotto dalla reazione viene assorbito da una massa nota di acqua (o di altro liquido), di cui si misura l'aumento della temperatura. Di qui si risale alla quantità di calore scambiata.

Potere calorifico inferiore

Tipicamente, nelle combustioni normali i prodotti della combustione sono rilasciati a temperatura più alta di quella di riferimento del combustibile. Così, una parte del calore (teoricamente disponibile si 'disperde' per il riscaldamento dei fumi e, soprattutto, per la vaporizzazione dell'acqua prodotta dalla combustione. Si tenga conto che, per ogni grado di aumento della temperatura dei fumi, servono circa 1 kJ/kg di fumi e che per ogni kg di vapore d'acqua nei fumi servono circa 2500 kJ per calore latente di vaporizzazione a 0 °C.

Convenzionalmente si definisce **potere calorifico inferiore** (H_i, oppure indicato con LHV (lower heating value)) "il potere calorifico superiore diminuito del calore di condensazione del vapore d'acqua durante la combustione".

Questo è il valore a cui si fa usualmente riferimento quando si parla di potere calorifico di un combustibile e di rendimento di una macchina termica.

http://it.wikipedia.org/wiki/Potere_calorifico
Potere calorifico - Wikipedia

16/11/2009
Pagina 4 di 5

tabella, sono puramente indicativi.

Potere calorifico di alcuni combustibili

Potere calorifico Combustibile	superiore		inferiore	
	MJ/kg	kcal/kg	MJ/kg	kcal/kg
Carbonio (grafite)	32,65	7800	-	-
Legna secca (umidità <15%)	-	-	15,9	3800
Carbone	-	-	31,4	7500
Gasolio	44,00	10499	41,0	9799
Benzina	46,00	10986	42,0	10031
Alcool etilico	30,00	7184	27,1	6479
Propano	49,40	11800	49,4	11796
Butano	46,15	11025	46,1	10984
Trementina	45,40	10850	45,4	10762

Potere calorifico di alcuni combustibili gassosi, riferito al normal metro cubo:

Potere calorifico Combustibile	superiore		inferiore	
	MJ/Nm ³	kcal/Nm ³	MJ/Nm ³	kcal/Nm ³
Idrogeno	12,742	3044	11,109	2654
Metano	35,16	8400	31,65	7560

La norma UNI 10389 fissa per convenzione i poteri calorifici di alcuni combustibili come da tabella seguente:

Gas naturale	8250 kcal/m ³ (a press. atm. a 15 °C)
Gas di petrolio liquefatti GPL	27000 kcal/m ³ (a press. atm. a 15 °C)
Gasolio	10210 kcal/kg
Olio combustibile	9870 kcal/kg

Voci correlate

- Combustione
- Entalpia standard di formazione
- Entalpia di legame
- Temperatura d'ignizione

Categoria: Combustione

http://it.wikipedia.org/wiki/Potere_calorifico

16/11/2009

[mol] = mole o grammomole

FASSA BORTOLO

QUALITÀ PER L'EDILIZIA

circa 2⁷⁹

$$N = 6,022045 \times 10^{23} \text{ molecole/mol} \quad \text{NUMERO DI AVOGADRO}$$

Una mole di un composto è la quantità in massa pari al peso molecolare di quel composto, ogni mole contiene per definizione lo stesso numero di molecole.

In condizioni standard (1 atm, 0°), ogni mole occupa lo stesso volume di ~22,414 l, quindi

La massa molecolare o massa molele o peso molecolare è la somma dei pesi atomici di tutti gli atomi costituenti l'unità molecolare. Ad esempio:

PESI ATOMICI

H	1	cioè 1 g/mol ovvero 1 kg/kmol
O	16	
C	12	
He	4	
Cl	35,5	
S	32,1	
N	14	

$$O_2 = 2 \times 16 = 32 \text{ g/mol}$$

$$CH_4 = 12 + 4 \times 1 = 16$$

$$N_2 = 2 \times 14 = 28$$

L'aria è composta dal
71% di N₂
28% di O₂
1% di Argon e altri gas

$$1 \text{ kmole di aria ha una massa di } 0,71 \cdot 28 + 0,28 \cdot 32 = 28,84 \text{ kg}$$

$$\Rightarrow 1 \text{ m}^3 \text{ di aria, in condizioni standard, ha una massa pari a } \frac{28,84 \text{ kg}}{22,414 \text{ m}^3} \text{ cioè pari a } 1,29 \text{ kg/m}^3$$

In generale per una miscela ideale, ovvero dove i singoli componenti non interagiscono chimicamente:

$$y_i = \text{frazione molare dell' } i\text{-esimo componente} = \frac{N_i}{\sum N_i} \quad (k \text{ componenti})$$

$$m_i = \text{frazione ponderale} = \frac{N_i \cdot A_i}{\sum N_i \cdot A_i} \quad \text{con } A_i \text{ massa molele}$$

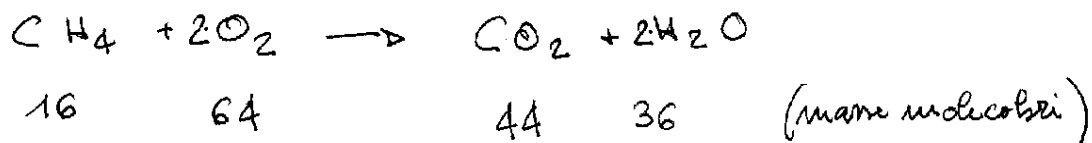
$$M = \text{massa molele della miscela} = \frac{\sum N_i \cdot A_i}{\sum N_i}$$

Se si tratta di una miscela gassosa:

$$R_{\text{miscela}} = \frac{R_u}{M}$$

(N = numero di moli)

Vediamo la combustione di metano:



1 mole di aria contiene solo il 21% di O_2 e dai conti precedenti vale $28,9 \text{ kg/kmol}$. Per bruciare una kmol di CH_4 mi servono quindi due kmol di O_2 e quindi:

$$2 \frac{\text{kmol}}{\text{kmol}} \cdot \frac{1}{0,21} \cdot 28,9 \frac{\text{kg aria}}{\text{kmol}} = 27,5 \text{ kg di aria}$$

ovvero $9,5 \text{ kmol di aria}$

Parlando in kg:

1 kg di CH_4 , mi servono 4 kg di O_2 , ovvero 17,2 kg di aria

Vediamo i fumi:

1 kg. di CH_4 , fanno $\frac{44}{16} \text{ kg di CO}_2$, pari a 2,8 kg

$\frac{36}{16} \text{ kg di H}_2\text{O}$ 2,3 kg

è l'azoto presente nell'aria
 supposto inerte in combustione $\rightarrow 0,78 \times 17,2 \text{ kg di N}_2$, 13,4 kg

$$R_{\text{fumi}} = \frac{R_u}{\frac{\sum m_i M_i}{\sum m_i}} = \frac{\sum P_i R_i}{\sum P_i}$$

massa molecolare
media

$$R_{\text{N}_2} = \frac{R_u}{28} = 0,2970 \frac{\text{kJ}}{\text{kg K}}$$

$$R_{\text{CO}_2} = \frac{R_u}{44} = 0,1890$$

$$R_{\text{H}_2\text{O}} = \frac{R_u}{18} = 0,4619$$

$$R_{\text{fumi}} = \frac{2,8 \cdot 0,189 + 2,3 \cdot 0,4619 + 13,4 \cdot 0,297}{2,8 + 2,3 + 13,4}$$

$$= 0,301 \frac{\text{kJ}}{\text{kg K}}$$

$$R_{\text{fumi}} \approx R_{\text{N}_2} \approx R_{\text{aria}}$$

0,301
0,297
0,287

Condizioni Standard

STP Standard Temperature & Pressure

TPPS Temperatura e pressione standard

$$0^{\circ} / 1 \text{ bar}$$

$$273,15 \text{ }^{\circ}\text{K} ; 1 \text{ bar}$$

$$(273,15 \text{ }^{\circ}\text{K} ; 1 \text{ atm}) \leftarrow \text{prima del 1982}$$

Condizioni Normali

$$293,15 \text{ }^{\circ}\text{K} ; 1 \text{ atm}$$

(20°C)

è più italiana come
convenzione

$$20^{\circ} / 1 \text{ atm}$$

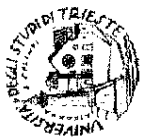
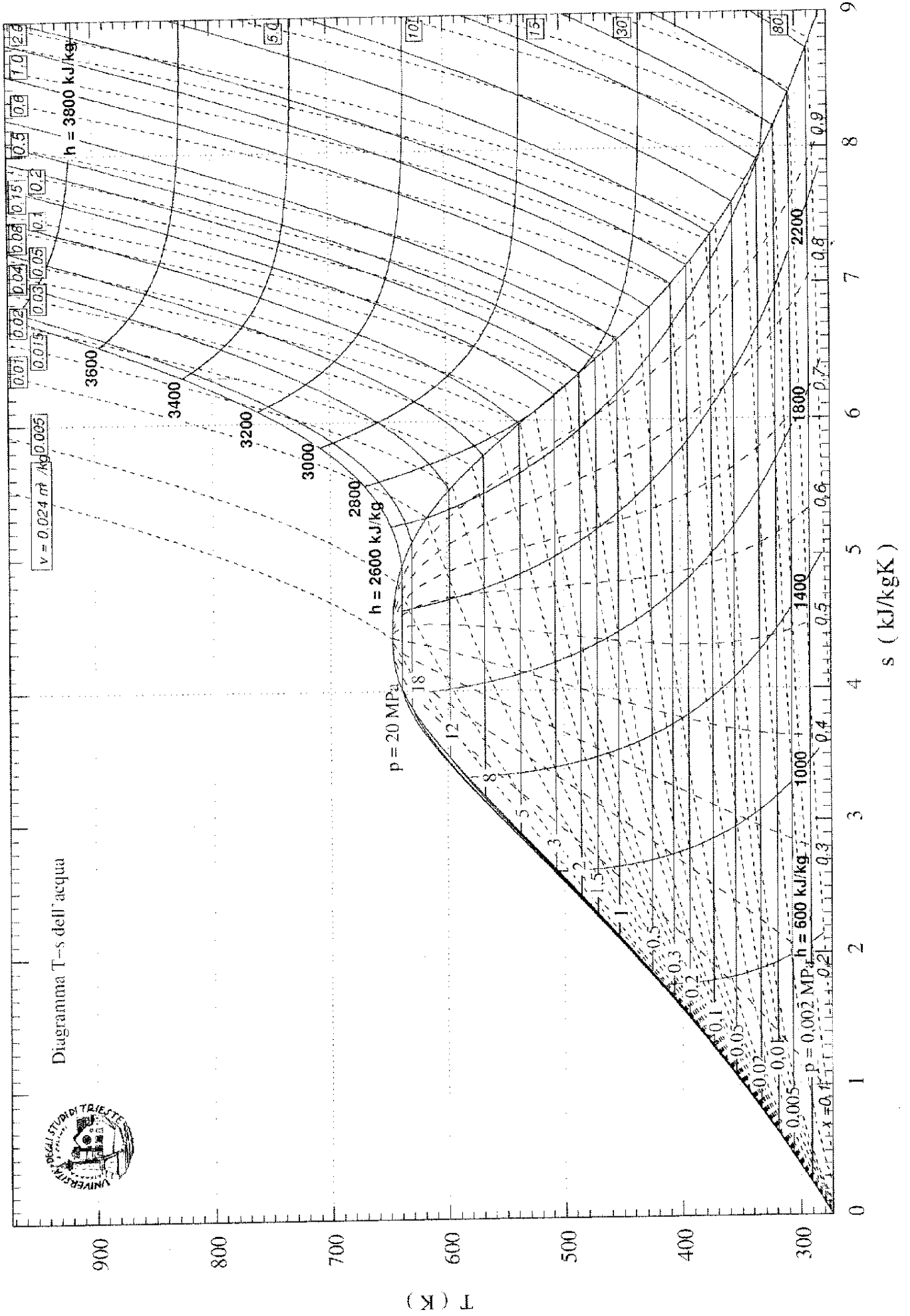
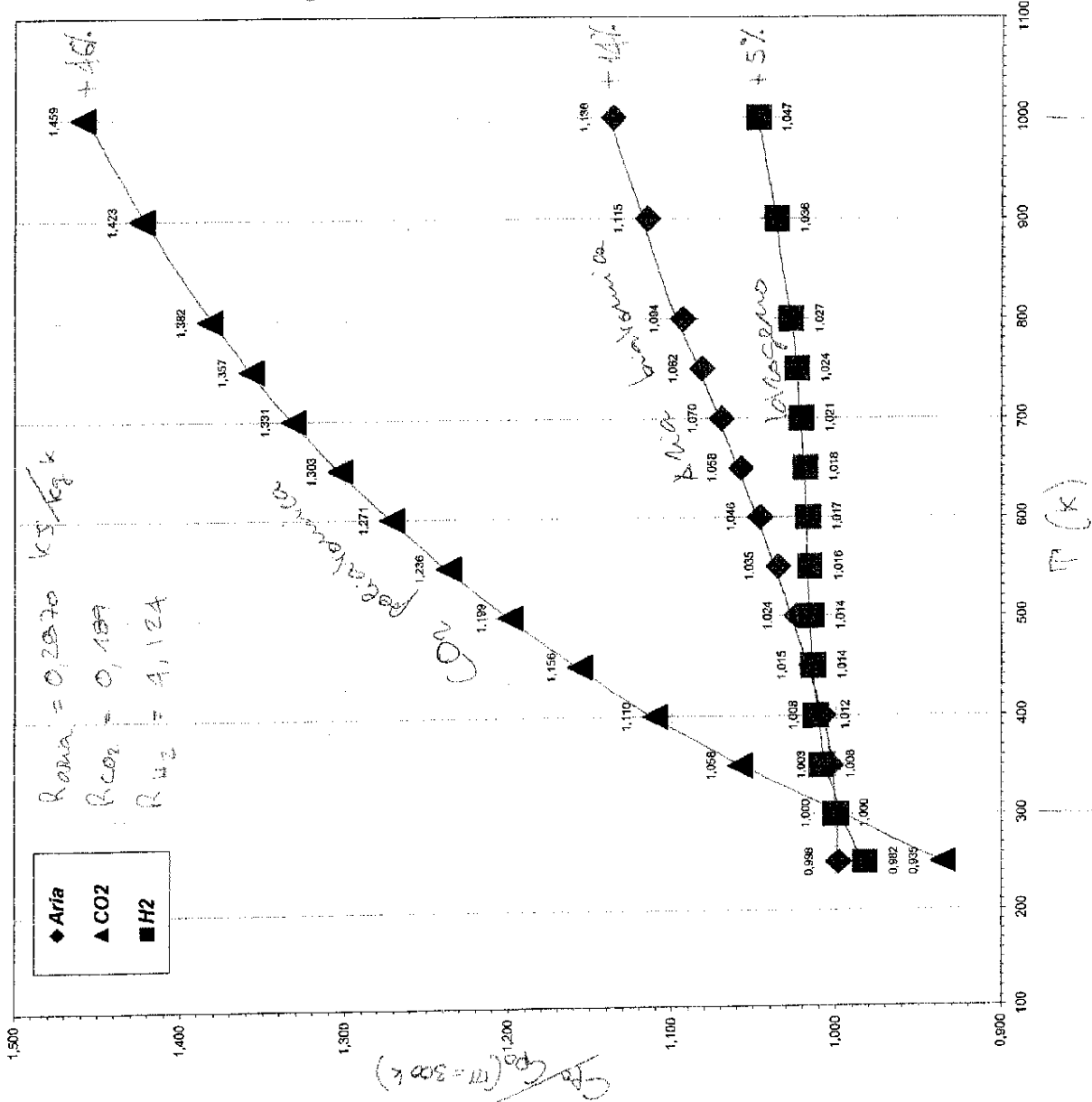


Diagramma T-s dell'acqua



Andamento adimensionale dei calori specifici
a bassa pressione (Dati pari da Geniec, Tab. A26)



Più aumenta la massa molecolare, più aumenta la costante di Cp a parità di grado termico

η_c	R_c	η_c	R_c
Aria	132,5 K	3,77 NR	0,0883 MJ/kmol
CO2	304,2	7,39	0,1883
H2	53,3	4,30	0,0629

(

)

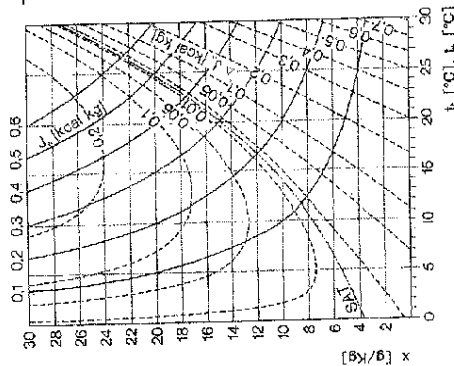
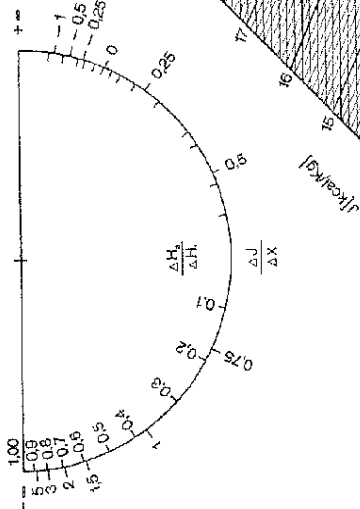
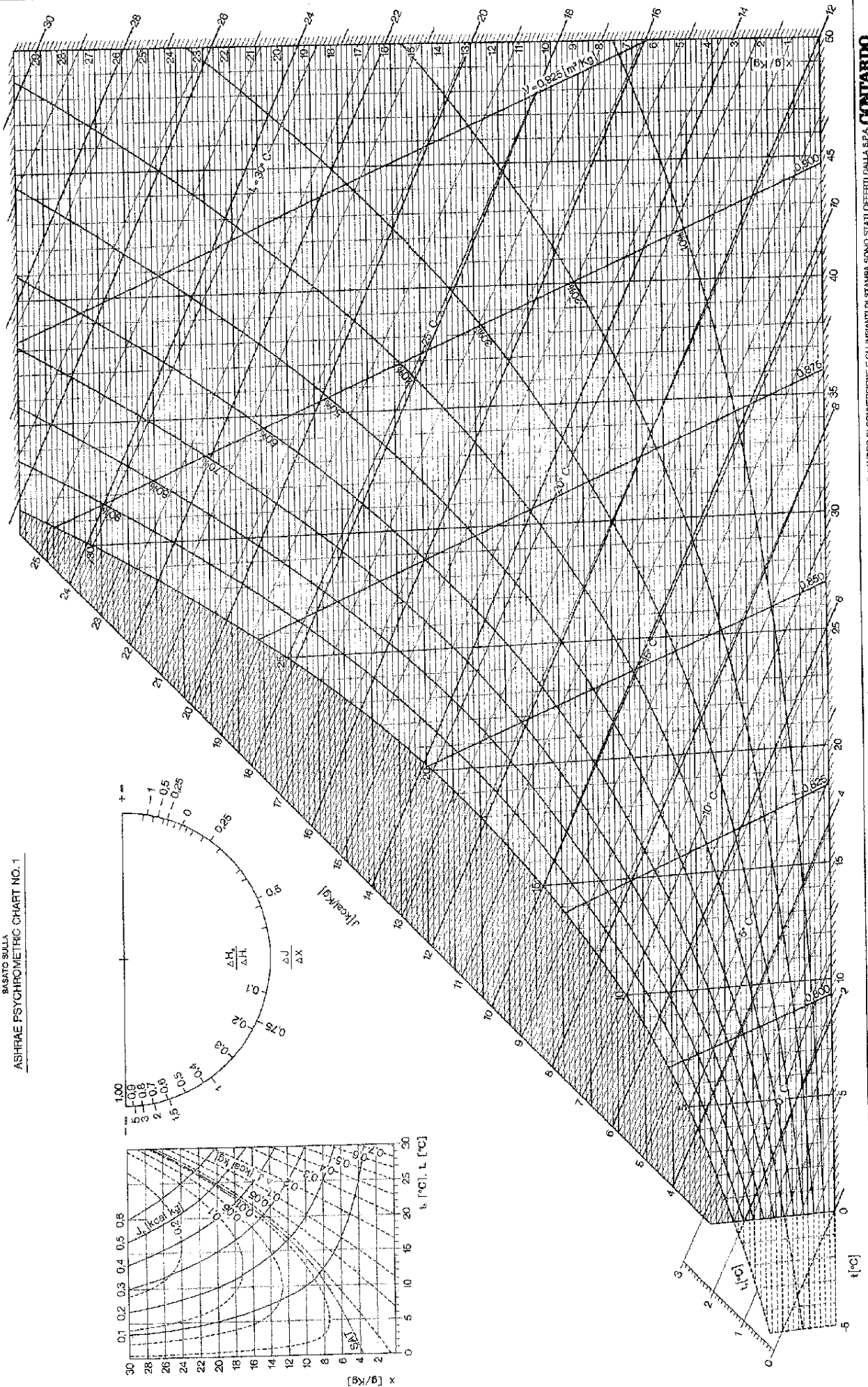


GRUPPO ITALIANO CARRÈ

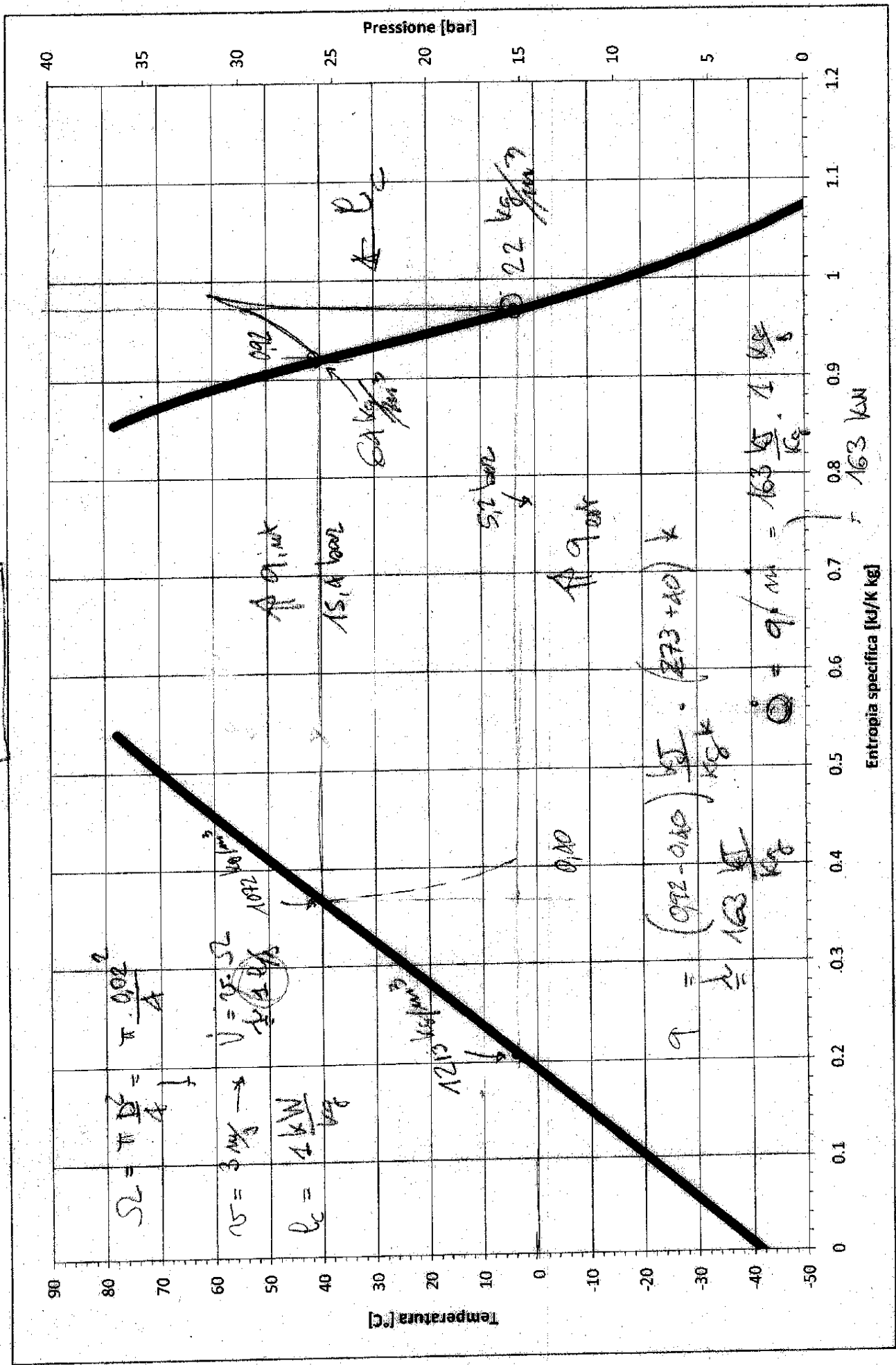
DIAGRAMMA PSICROMETRICO

TEMPERATURA NORMALE - PRESSIONE BAROMETRICA 760 mm Hg

BASETO SULLA
ASHRAE PSYCHROMETRIC CHART NO. 1



RAMB



Tubo di Pitot

Da Wikipedia, l'enciclopedia libera.

Il tubo di Pitot è uno strumento utilizzato per misurare la velocità di un fluido (tipicamente un gas). Fu inventato nel 1732 dallo scienziato francese Henri Pitot.

Funzionamento e taratura

Il tubo di Pitot basa il suo funzionamento sulla definizione di pressione totale.

Un tubo di Pitot è infatti fornito di due prese di pressione, una all'estremità anteriore disposta perpendicolarmente alla corrente (*presa totale*) e una sul corpo del tubo disposta tangenzialmente al fluido (*presa statica*). Come da definizione, la differenza tra queste due pressioni (la pressione dinamica, ottenibile con l'utilizzo di un manometro differenziale opportunamente collegato alle due prese) risulta proporzionale al quadrato del modulo della velocità del fluido, quindi:

$$P_{tot} = P_{st} + \frac{1}{2} \rho |v|^2$$

$$v = \sqrt{\frac{2(P_{tot} - P_{st})}{\rho}}$$

Il fatto che le prese di pressione siano due e separate sembrerebbe rendere inutilizzabile il Pitot (infatti la definizione di pressione totale richiede che le pressioni statica, dinamica e totale siano misurate nello stesso punto nello stesso istante di tempo).

Affinché il tubo di Pitot non fornisca quindi una misura approssimata, la pressione totale dovrebbe mantenersi costante nel campo di moto del fluido (cioè dovrebbe valere il Teorema di Bernoulli nel suo primo o almeno secondo enunciato). Siccome generalmente i tubi di Pitot sono costruiti in modo da non perturbare eccessivamente il campo di moto intorno a loro, questa approssimazione è accettabile. Può essere però evitata se si provvede al tracciamento di una curva di taratura per il Pitot utilizzato.

La taratura del Pitot si effettua immerdendo il tubo in una corrente di fluido di cui siano perfettamente note le proprietà del fluido stesso e la velocità. Per un numero sufficiente di valori di velocità si andranno a registrare le corrispondenti differenze di pressione tra le due prese del Pitot, ottenendo una successione di punti che rappresentano la funzione di trasferimento dello strumento. Durante l'utilizzo quindi, invece della formula derivante dalla definizione di pressione totale si potrà utilizzare questa funzione di trasferimento (al giorno d'oggi, peraltro, facilmente implementabile in un codice di calcolo che interpoli la curva di taratura) per assegnare ad ogni valore di p la velocità corretta.

In particolari situazioni potrebbe succedere che il campo di moto del fluido in cui è immerso il Pitot presenti gradienti di velocità talmente elevati da determinare una grande differenza di velocità del fluido tra le due prese. In questo caso la lettura della velocità andrà riferita al fluido che passa sulla presa statica.

Utilizzi

Il tubo di Pitot è utilizzato su tutti gli aeroplani e in automobilismo (tipicamente Formula Uno) come sensore per la determinazione della velocità rispetto all'aria e nelle gallerie del vento per la misurazione della velocità della corrente d'aria. Viene inoltre utilizzato nell'impiantistica delle bonifiche ambientali, in particolare per impianti tipo SVE (Soil Vapour Extraction), per monitorare le depressioni indotte dalle pompe di aspirazione

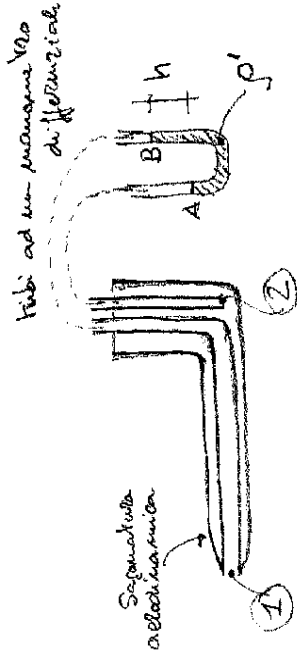
Tubo di Pitot - Wikipedia nel terreno oggetto della brev. ca.

Altri progetti

- Wikimedia Commons contiene file multimediali su **Tubo di Pitot**

Categorie: Strumenti di misura | Componenti dei velivoli | [altre]
 Categoria nascosta: Voci di qualità su de.wiki

- Ultima modifica per la pagina: 01:14, 18 dic 2007.
- Tutti i testi sono disponibili nel rispetto dei termini della GNU Free Documentation License.



$$P_A = P_B / P_B = P_2 \text{ con } \rho'gh = P_A - P_B$$

$$P_1 = P_{statica} + \rho \frac{v^2}{2} \quad P_1 - P_2 = \rho \frac{v^2}{2} = P_A - P_B = \rho'gh$$

$$P_2 = P_{statica} \quad \Rightarrow v = \sqrt{2 \frac{\rho'}{\rho} gh}$$

È un buon strumento per elevata velocità ma in gas che in liquida viene perfezionato in questo modo da Prandtl.

È un classico in aeronautica.

La separazione deve impedire il distacco della linea di corrente, che devono rimanere parallele.

Continuità: $\dot{M}_1 = \dot{M}_2$

Moto: $\frac{1}{2}(W_2^2 - W_1^2) + g(z_2 - z_1) + \frac{P_2 - P_1}{\rho} = 0$

sulle ipotesi che: $\rho = \text{costante}$

- + perdite trascurabili
- + condotti circolari
- + diametri piccoli rispetto agli sviluppi

$\Rightarrow \rho W_1 \cdot \frac{\pi D_1^2}{4} = \rho W_2 \cdot \frac{\pi D_2^2}{4}$

$W_1 = W_2 \cdot \frac{D_2^2}{D_1^2}$

Essendo $D_2 < D_1 \Rightarrow W_2 > W_1$

$\frac{1}{2} \left(\frac{D_1^4}{D_2^4} - 1 \right) \cdot W_1^2 + g(z_2 - z_1) + \frac{P_2 - P_1}{\rho} = 0$

$\Rightarrow W_1 = \sqrt{\frac{2}{\rho} \cdot \frac{\rho g(z_2 - z_1) + (P_2 - P_1)}{\frac{D_1^4}{D_2^4} - 1}}$

Valutando le pressioni al manometro: $P_A = P_2 + \rho g(z_1 - z_A)$

$P_B = P_2 + \rho g(z_2 - z_B)$

$\Rightarrow P_A - P_B = P_2 - P_2 + \rho g(z_1 - z_2) - \rho g(z_A - z_B)$

ma $P_A - P_B = \Delta h \rho' g$

$\Rightarrow P_2 - P_2 = \Delta h \rho' g - \rho g(z_1 - z_2) - \rho g \Delta h$

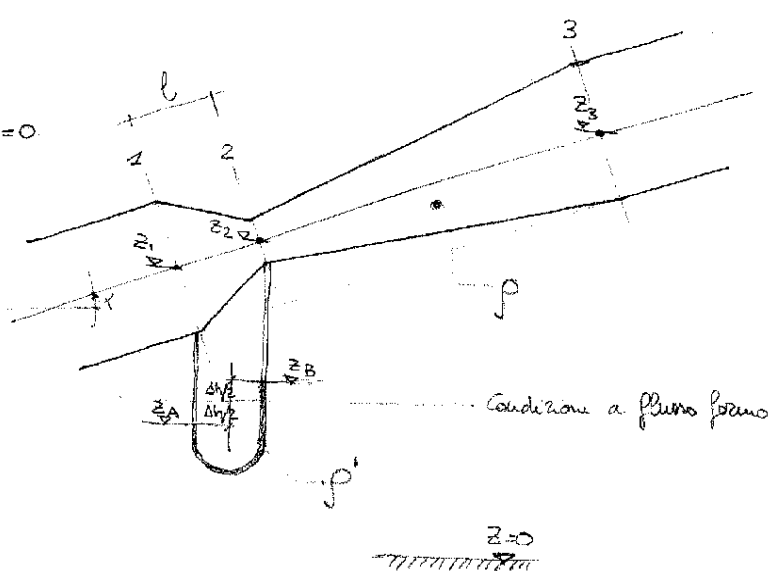
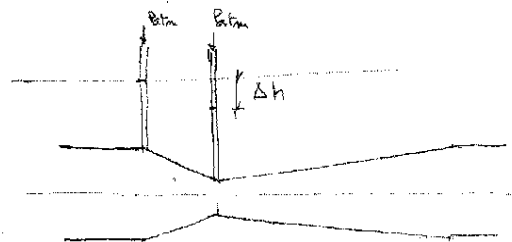
$\Delta h (\rho' g - \rho g) - \rho g(z_1 - z_2)$

$\Rightarrow W_1 = \sqrt{\frac{2}{\rho} \cdot \frac{\rho g(z_2 - z_1) + \Delta h (\rho' g - \rho g) - \rho g(z_1 - z_2)}{\frac{D_1^4}{D_2^4} - 1}}$

$\sqrt{\frac{2 \Delta h g (\frac{\rho'}{\rho} - 1)}{\frac{D_1^4}{D_2^4} - 1}}$

il rapporto $\frac{\rho'}{\rho}$ permette di esaltare la misura al manometro.

Nel più semplice caso orizzontale e aperto

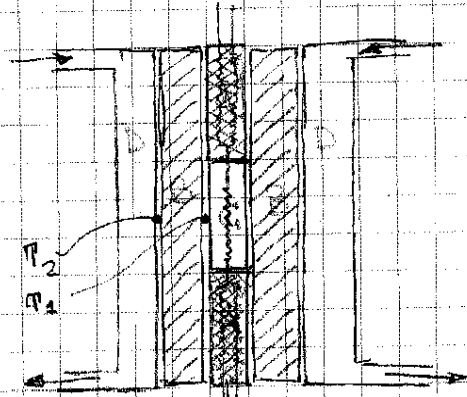


METODO DOPPIA LASTRA AD ANELLO DI GUARDIA (UNI 7745)

La valutazione della conducibilità termica dei provini è eseguita riscaldando mediante una resistenza elettrica il materiale inserito in un sistema termicamente controllato. L'apparato è numerato.

$$\dot{Q} = Ri^2 = \frac{\lambda}{2L} (T_1 - T_2) \cdot A$$

Nota: λ è un metro, 2 campioni. Nota: è un circuito elettrico, e misurare la resistenza mediante due termocoppie, calcolo λ



La paraffina può essere messa all'interno di un contenitore ultraligmente termoisolato, a garanzia della misura. Inoltre tutte le parti sono ben isolate compresse per limitare quanto possibile la resistenza termica in parete.

- a anello di guardia, riscaldato a T_1
- b provino ($\approx 50 \times 50 \times 2$ cm)
- c resistenza a T_1
- d bagno termostatico a T_2

La precisione è elevata, soprattutto perché avviene in laboratorio e sono controllati gli effetti borda

TERMOFLUSSIMETRO (UNI 7851)

È una termocoppia "di Steinhilber" in cui su di una lastra idrogenua di superficie nota (A), sono avvolte una resistenza di altissima di precisione rame - costantina (faccia a) e costantina - rame (faccia b). La gomma serve a garantire una piccola differenza di temperatura tra le due facce di uno stesso flussimetro, in modo da ottenere una differenza di potenziale per effetto Seebeck.

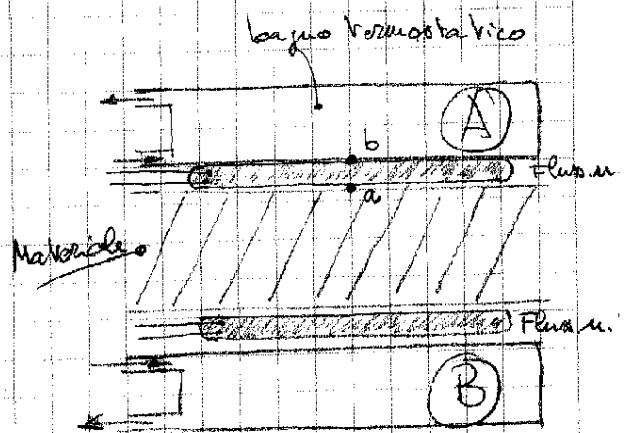
Nella disposizione in figura con o senza i bagni termostatici, i due flussimetri misurano due differenti temperature, ognuna determinata da:

$$\dot{Q} = Ri^2 = \frac{\lambda_{parato}}{S_{parato}} \cdot A_{flusso} \cdot (\Delta T) \rightarrow \Delta T = \frac{Ri^2 \cdot S}{\lambda \cdot A}$$

Nota T_b (dal bagno termostatico, dalla lettura in parete, ...) determinato T_a . Analogamente per la parete (B); rimane quindi determinato il problema:

$$\dot{Q} = Ri^2 = \frac{\lambda_{parato}}{S_{parato}} \cdot A_{flusso} \cdot (T_b - T_a)$$

da cui si calcola λ_{parato} con una approssimazione di "campo". Ho parato gli effetti di Borda.



Caratteristiche del flussimetro