NUMERO: 1090 DATA: 16/09/2014

A P P U N T I

STUDENTE: Di Pierro

MATERIA: Termodin. Applic. e Trasmis. del Calore

Prof. Borchiellini

Teorema dell'energia cinetica

II principio della dinamica:

$$\sum\left(\vec{F}_{es}^{\,s} + \vec{F}_{es}^{\,d}\right) = \frac{d\,\vec{Q}_M}{dt}$$ conservazione della quantità di moto

il teorema mette in relazione il lavoro delle forze che agiscono dall'esterno L_{es}, quello delle forze interne L_i, e ΔE_c

$$\rightarrow \boxed{L_{es} + L_i = \Delta E_c} = E_{c_2} - E_{c_1}$$

dato che $L_{es} = -L_{se}$, $\Leftrightarrow$ $\boxed{-L_{se} + L_i = \Delta E_c}$

in forma di potenza:

$$\boxed{W_{es} + W_i = \frac{dE_c}{dt}}$$

Processi e trasformazioni per gas ideali

- Isocora: $v = cost$

$$\begin{cases} q = c_v \Delta T \\ l_i = 0 \end{cases}$$

- Isobara: $p = cost$

$$\begin{cases} q = c_p \Delta T \\ l_i = \int p\,dv = p\Delta v \end{cases}$$

dall'eq. del calore per gas ideali:

$$q = \int \lambda_v dv + c_v dT, \text{ con } \lambda_v = p \longrightarrow pv = R^* T \longrightarrow p = \frac{R^* T}{v}$$

$$q = \int R^* T \cdot \frac{dv}{v} + c_v dT = \int p\,dv + c_v dT$$

definisco $n = \left(\frac{c-c_p}{c-c_v}\right) \longrightarrow n\frac{dv}{v} = -\frac{dp}{p} \longrightarrow \frac{dp}{p} = -n\frac{dv}{v}$ ②

integro: $\int\frac{dp}{p} = -n\int\frac{dv}{v} \longrightarrow \ln(p) = -n\ln(v) + \text{costante}$

$\longrightarrow \ln(p) + n\log(v) = \text{costante}$

$\longrightarrow \ln(p) + \log(v)^n = \text{cost}$

$\Longrightarrow \boxed{p\cdot v^n = \text{cost}}$ n: esponente caratteristico politropica

- ogni trasf. di gas ideale può essere visto come un caso ~~ideale~~ particolare della politropica -

da:

$n = \left(\frac{c-c_p}{c-c_v}\right)$; ricavo c: $(c-c_v)n = c-c_p$

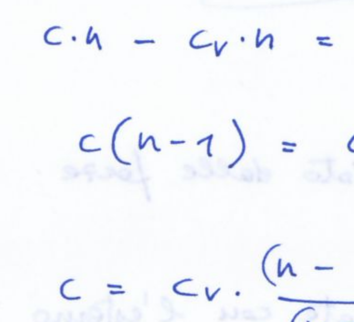
$c\cdot n - c_v\cdot n = c - c_p \longrightarrow c\cdot n - c = -c_p + c_v\cdot n$

$c(n-1) = c_v\cdot n - c_p \longrightarrow c = \frac{c_v\cdot n - c_p}{(n-1)}$

$c = c_v\cdot\frac{\left(n-\frac{c_p}{c_v}\right)}{(n-1)} = \boxed{c_v\cdot\frac{n-\gamma}{n-1}} = c$

Sistemi aperti a deflusso

Portata di massa in un condotto, G



$G(t) = \lim_{\Delta t\to 0}\left[\frac{M(\Delta t)}{\Delta t}\right] = \lim_{\Delta t\to 0}\left[\frac{M(\Delta t)}{\Delta x}\cdot v\right]$

con $M(\Delta t) = \rho(t)\cdot A(t)\cdot\vec{n}\cdot\vec{v}\cdot\Delta t$

$\Longrightarrow G = \cancel{\lim_{\Delta t\to 0}} = \pm\rho\cdot A\cdot v$ in base al versore $\vec{n}$

$$-W_t - W_{sp} + W_i = \left[\frac{dE_c}{dt} + \frac{dE_p}{dt}\right]_{vc}$$ → le riferisco al volume di controllo, assumono la forma canonica:

$$\begin{cases} E_c = \frac{1}{2} mv^2 \\ E_p = mgh \end{cases}$$

considero costante, lungo il condotto, la sezione, la velocità del fluido e la pressione

→ sistema OMOGENEO

$$W_t + W_{sp} - W_i + \left[\frac{dE_c}{dt} + \frac{dE_p}{dt}\right]_{vc} + \overbrace{\sum_{k=1}^{NC} \pm G_k \left(e_c + e_p\right)_k}^{\text{questo termine fa parte della derivata sostanziale}} = 0$$

forma canonica:

$$\boxed{l_t + l_e + \int_\gamma v\,dp + (\Delta e_c + \Delta e_p) = 0}$$

I PRINCIPIO della TERMODINAMICA

Quando un sistema termodinamico percorre un processo ciclico C, il calore netto complessivamente scambiato dal sistema con l'esterno è uguale al lavoro netto scambiato nello stesso intervallo di tempo.

$$\boxed{Q_n(C) = L_n(C)}$$

nello specifico: $\Delta E_c = 0$

→ $-L_{se} + L_i = 0$

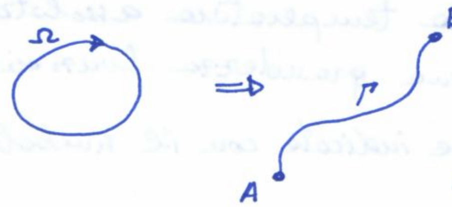
→ $\boxed{L_{se} = L_i} = L_n$

• lavoro e calore hanno la stessa natura fisica → ENERGIA

la loro differenza consiste solo nel modo in cui l'energia viene trasferita

OCCORRE GENERALIZZARE LE IMPLICAZIONI DEL 1° PRINCIPIO PER PROCESSI QUALUNQUE

• Teorema del potenziale



se il campo è conservativo:

$$a_\Omega = 0 \;;\quad a_\gamma = E(X_B) - E(X_A)$$

→ potenziale del campo $= \Delta E$

a: integrale della forma differenziale

$$\begin{cases} Q_n(C) = \oint_\Omega \tilde{Q} \\ L_n(C) = \oint_\Omega \tilde{L}_{se} \end{cases}$$

$$Q_n(C) - L_n(C) = \overbrace{\oint_\Omega \tilde{Q} - \tilde{L}_{se}}^{a} = 0$$

applico il teorema:

$$\boxed{Q_n - L_n = \int_\gamma \tilde{Q} - \tilde{L}_{se} = a_\gamma = \Delta E}$$ → energia totale!

significato del II PT:

in un processo adiabatico:

$\phi(t) = 0, \ \forall t$

$\rightarrow \dfrac{dS}{dt} \geq 0$ (= 0 se reversibile)

in generale: $\dfrac{dS}{dt} > 0 \rightarrow \boxed{\Delta S \geq 0}$ $\boxed{S_2 \geq S_1}$ l'entropia aumenta sempre, a meno che il processo non sia completamente reversibile.

Per definizione, l'universo è un sistema chiuso ($\rightarrow$ adiab.) e quindi è in CONTINUA ESPANSIONE o, al limite, può mantenere la propria entropia costante (solo nel caso in cui non ci fossero irreversibilità [MS1])

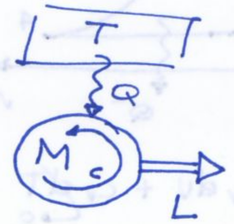
$\longrightarrow$ esiste quindi una linea del tempo!

II PT e macchine BITERMICHE

impossibilità di realizzare una macchina termica con 1 solo termostato

$\Delta S_{TOT} = \Delta S_T + \underbrace{\Delta S_{ciclo}}_{0}$ considero il termostato come un processo reversibile a T=cost e calore uscente

$\Delta S_T = \int \dfrac{\tilde{Q}}{T} + \underbrace{S_{irr}}_{0} = \dfrac{1}{T} \cdot (-Q) < 0$



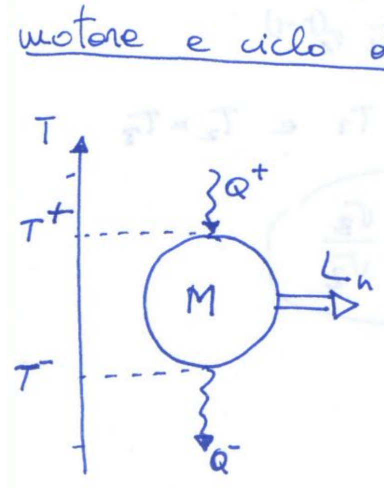
$\Rightarrow \Delta S_T = \boxed{\Delta S_{TOT} < 0}$ impossibile!

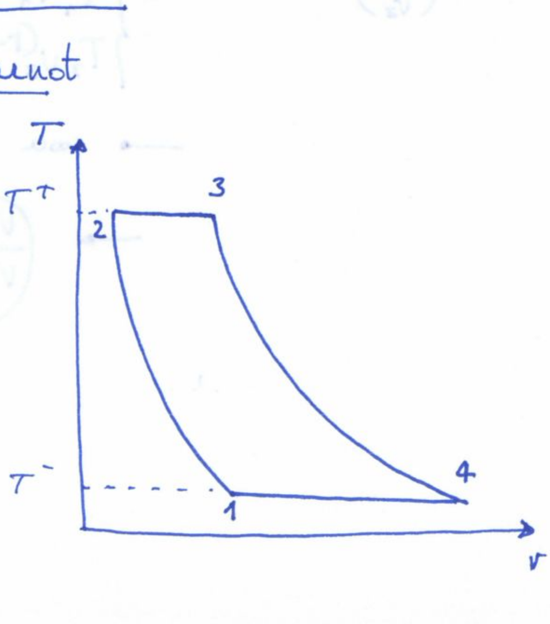
Carnot:

"Il rendimento di un motore reversibile che funziona secondo il ciclo di Carnot, è indipendente dal materiale che percorre il ciclo ed è funzione delle due temperature estreme"

$$\eta_c = \frac{L_n}{Q^+} = \boxed{1 - \frac{T^-}{T^+}}$$

motore e ciclo di Carnot





energia interna

$$u = u(v,T) \quad , \quad du = \left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T dv + \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_v dT$$

I PT:

$$du = \tilde{q} - \tilde{l}_i = \lambda_v dv + c_v dT - p dv = (\lambda_v - p) dv + c_v dT$$

(per un gas ideale: $\lambda_v = p \rightarrow du = c_v dT$)

$$\rightarrow \left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T = (\lambda_v - p) \quad , \quad \lambda_v = T\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v$$

$$\rightarrow \left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T = (\lambda_v - p) = T\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v - p \quad \Big\} \text{ e } \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_v = c_v$$

entalpia:

$$H = U + pV \rightarrow h = u + pv$$

$$h = h(p,T) \quad , \quad dh = \left(\frac{\partial h}{\partial p}\right)_T dp + \left(\frac{\partial h}{\partial T}\right)_p dT$$

I PT:

$$dh = \overbrace{\tilde{q} - \tilde{l}_i + d(pv)}^{\tilde{l}_t} = \lambda_p dp + c_p dT - \cancel{p dv} + \cancel{p dv} + v dp =$$

$$= \lambda_p dp + c_p dT + v dp = (\lambda_p + v) dp + c_p dT$$

$$\left(\frac{\partial h}{\partial p}\right)_T = \lambda_p + v = v - T\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p \quad \Big\} \text{ e } \left(\frac{\partial h}{\partial T}\right)_p = c_p$$

entropia

$$s = s(v,T) \quad , \quad ds = \left(\frac{\partial s}{\partial v}\right)_T dv + \left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_v dT$$

oppure

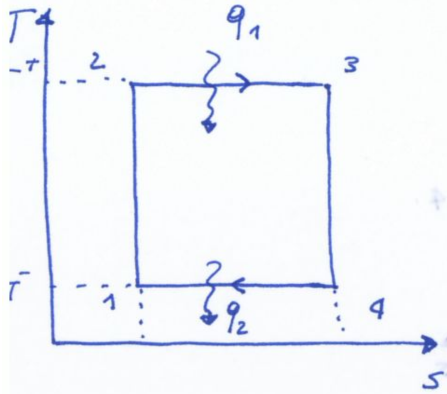
$$s = s(p,T) \quad , \quad ds = \left(\frac{\partial s}{\partial p}\right)_T dp + \left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_p dT$$

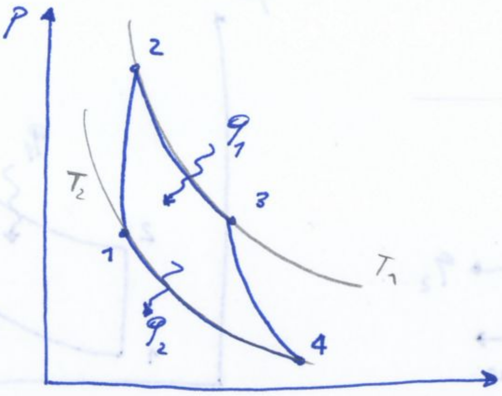
definizione di entropia:

$$ds = \frac{\tilde{q}}{T} = \begin{cases} \dfrac{\lambda_v dv}{T} + c_v \dfrac{dT}{T} \rightarrow \cancel{T}\left(\dfrac{\partial p}{\partial T}\right)_v \cdot \dfrac{1}{\cancel{T}} dv + \dfrac{c_v}{T} dT \\[2ex] \dfrac{\lambda_p dp}{T} + c_p \dfrac{dT}{T} \rightarrow -\cancel{T}\left(\dfrac{\partial v}{\partial T}\right)_p \cdot \dfrac{1}{\cancel{T}} dp + \dfrac{c_p}{T} dT \end{cases}$$

MOTORI TERMICI

Carnot : $\begin{cases} 2 \text{ ISOTERME} \\ 2 \text{ ADIABATICHE} \end{cases}$





$$\eta_c = 1 - \frac{Q^-}{Q^+} = 1 - \frac{T^-}{T^+}$$

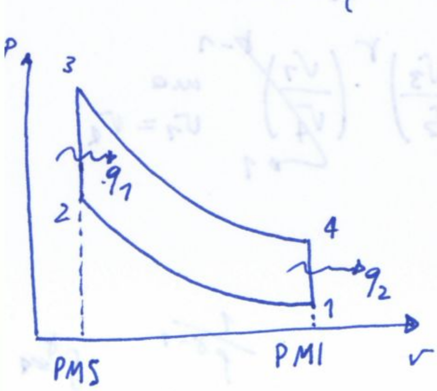
$$\rho = \frac{v_1}{v_2} = \frac{v_4}{v_3}$$

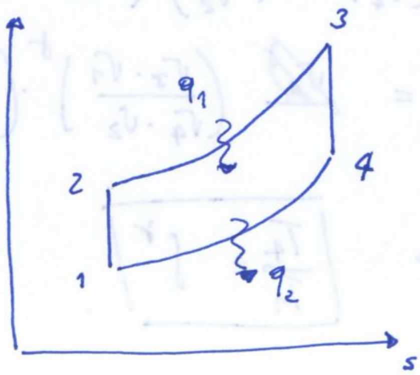
rapporto di compressione volumetrico

altre forme: $\dfrac{T_1}{T_2} = \left(\dfrac{v_2}{v_1}\right)^{\gamma-1}$, $\dfrac{T_4}{T_3} = \left(\dfrac{v_3}{v_4}\right)^{\gamma-1}$

$$\Rightarrow \boxed{\eta_c = 1 - \frac{1}{\rho^{\gamma-1}}}$$

Motore Otto : $\begin{cases} 2 \text{ ISOCORE} \\ 2 \text{ ADIABATICHE} \end{cases}$





$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{\gamma-1}$$

$q_1 = c_v (T_3 - T_2)$, $q_2 = c_v (T_1 - T_4)$, $\rho = \dfrac{v_1}{v_2} = \dfrac{v_4}{v_3}$

$$\eta = \frac{l_u}{q_1} = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1} = \boxed{1 - \frac{(T_4 - T_1)}{(T_3 - T_2)} = \eta}$$

in un altro modo:

4 politropiche: $T_1 T_3 = T_2 T_4$

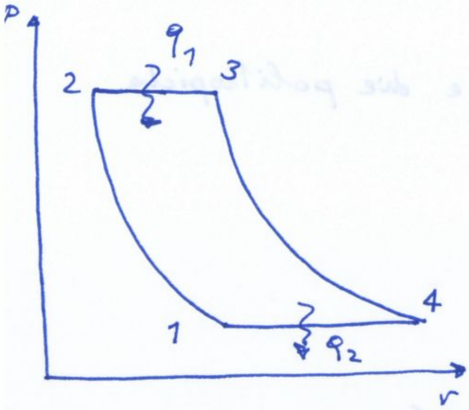
$$1 - \frac{1}{\rho^{\gamma-1}}$$

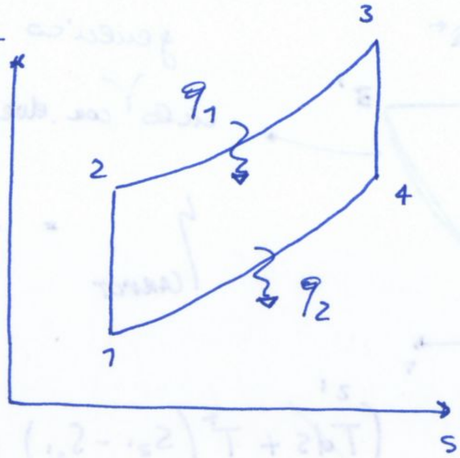
$$\Updownarrow$$

per teorema di Carnot

$$\rightarrow \eta = 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} = 1 - \frac{T_1}{T_2} \cdot \frac{T_4/T_1 - 1}{T_3/T_2 - 1} = \boxed{1 - \frac{T_1}{T_2}} = 1 - \frac{T^-}{T^+}$$

Motore Joule - Brayton $\begin{cases} 2 \text{ ISOBARE} \\ 2 \text{ ADIABATICHE} \end{cases}$





$q_1 = c_p (T_3 - T_2)$

$q_2 = c_p (T_4 - T_1)$

$\rho = \frac{v_1}{v_2}$ e come prima: $\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{\gamma-1} = \frac{1}{\rho^{\gamma-1}}$

inoltre:

$\beta = \frac{P_2}{P_1} = \frac{P_3}{P_4}$ e $\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{P_1}{P_2}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = \frac{1}{\beta^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}$

↳ rapporto manometrico di compressione

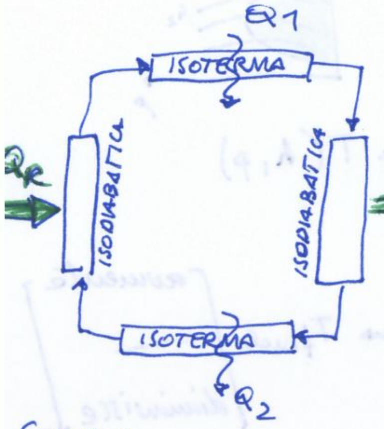
$$\eta_c = \frac{l_u}{q_1} = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{\cancel{c_p}(T_4 - T_1)}{\cancel{c_p}(T_3 - T_2)}$$

$$= 1 - \frac{T_1}{T_2} \cdot \frac{T_4/T_1 - 1}{T_3/T_2 - 1} = 1 - \frac{T_1}{T_2} = \boxed{\eta = 1 - \frac{1}{\beta^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}}$$

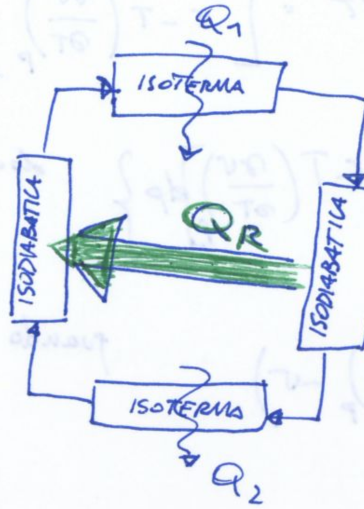
perché politropiche:

$$\left[\frac{T_4}{T_1} = \frac{T_3}{T_2}\right]$$

rigenerazione ideale



SENZA RIGENERAZIONE



CON RIGENERAZIONE

$$\eta_{SR} = \frac{l_u}{q_1+q_R} = \frac{(q_1+q_R)-(q_2+q_R)}{q_1+q_R} = 1 - \frac{q_2+q_R}{q_1+q_R}$$

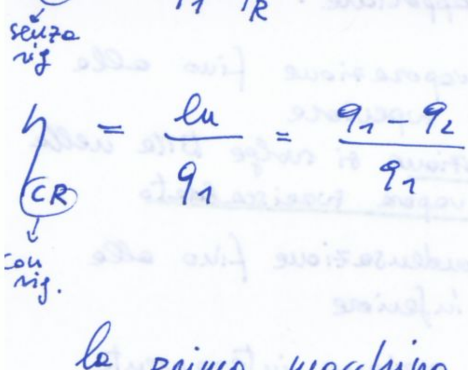
senza rig.

$$\eta_{CR} = \frac{l_u}{q_1} = \frac{q_1-q_2}{q_1} = 1-\frac{q_2}{q_1} = \boxed{1-\frac{T_2}{T_1} \equiv \eta_{CARNOT}}$$

con rig.

la prima macchina con rigenerazione che è stata inventata fu il Motore di Stirling (stessi rendimenti di sopra)

EFFETTO JOULE-THOMSON



fenomeno che si osserva quando un fluido viscoso attraversa un dispositivo nel quale diminuisce la sua pressione adiabaticamente e senza produrre lavoro esterno.

$$\Delta e_p = 0,\ \Delta e_c = 0,\ W_t = 0,\ \phi = 0$$

eq. energia cinetica:

$$\underbrace{l_t}_{0} + \int v\,dp + l_a + \underbrace{\Delta e_c}_{0} + \underbrace{\Delta e_p}_{0} = 0 \rightarrow \boxed{\int v\,dp + l_a = 0}$$

I PTSA:

$$\underbrace{q}_{0} - \underbrace{l_t}_{0} = \Delta h + \underbrace{\Delta e_c}_{0} + \underbrace{\Delta e_p}_{0} \rightarrow \Delta h = 0 \rightarrow \boxed{h_2 = h_1}$$

LAMINAZIONE ISOENTALPICA

II PTSA:

$$\Delta s = \int \underbrace{\frac{q}{T}}_{0} ds \rightarrow \Delta s = 0 \rightarrow \boxed{s_2 = s_1}$$

$$l_a = -\int v\,dp = -v(p_2 - p_1) > 0$$

$$\Rightarrow \boxed{p_2 < p_1}$$

PSICROMETRIA

la scienza applicata che studia la determinazione delle proprietà di un sistema gas-vapore

$P_s = P_s(T)$ pressione di saturazione: pressione parziale del vapore in condizioni di incipiente condensazione sulla curva limite superiore.

umidità relativa

$$\phi = \frac{M_v/V}{M_{vs}/V} = \frac{\rho_v}{\rho_s} = \frac{P_v/\cancel{R_v^* \cdot T}}{P_s/\cancel{R_v^* \cdot T}} = \boxed{\frac{P_v}{P_s}} \qquad \left[\text{con } \rho = \frac{1}{v} \text{ e } \frac{P}{\rho} = R^* T\right]$$

$$x = \frac{M_v/V}{M_A/V} = \frac{\rho_v}{\rho_A} = \frac{P_v/\cancel{R_v^* \cdot T}}{P_A/\cancel{R_A^* \cdot T}} = \frac{P_v}{P_A} \cdot \frac{287}{461{,}5} = \boxed{0{,}622 \cdot \frac{P_v}{P - P_v}} = 0{,}622 \cdot \frac{\phi \cdot P_s}{P - (\phi \cdot P_s)}$$

titolo dell'aria umida (umidità assoluta)

$$h = h_a + x \cdot h_v = c_{p_a} \cdot t + x\left(r_0 + c_{p_v} \cdot t\right) = x \cdot r_0 + \left(c_{p_a} + x c_{p_v}\right) t$$

con $r_0 = 2501 \left[\frac{KJ}{Kg}\right]$, $c_{p_a} = 1{,}009 \left[\frac{KJ}{Kg}\right]$ e $c_{p_v} = 1{,}854 \left[\frac{KJ}{Kg}\right]$

regola delle fasi di Gibbs:

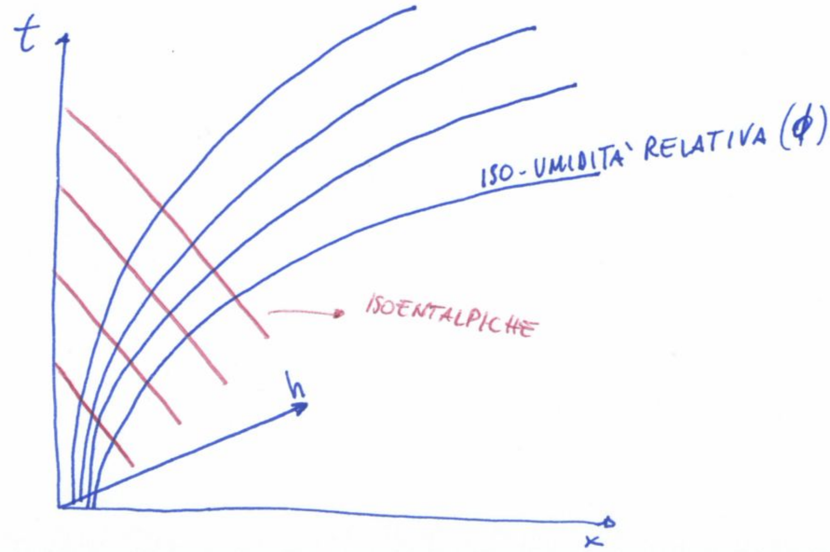
$$N_{CI} = 2 + C - F$$

N_{CI}: numero di COORDINATE INTENSIVE INDIPENDENTI

C: componenti chimici

F: fasi coesistenti

diagramma Mollier dell'aria umida:



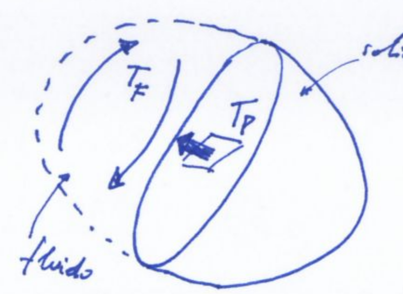
TRASMISSIONE DEL CALORE

CONDUZIONE trasferimento di energia termica senza movimento macroscopico di materia

se $T_1 > T_2$

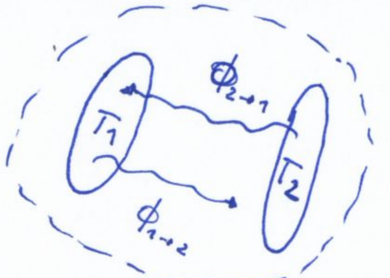
$$\boxed{\phi \propto A \cdot \frac{T_1 - T_2}{d}}$$

CONVEZIONE trasferimento di calore tra una parete solida e un fluido in moto che la lambisce



$$\boxed{\phi \propto A \cdot (T_P - T_f)}$$

IRRAGGIAMENTO Scambio mutuo di energia elettromagnetica tra le superfici di due corpi a temperatura diversa



$$\phi_n = (\phi_{1\to2} - \phi_{2\to1})$$

il flusso totale si muove dal corpo a T maggiore a quello a T minore

$$\boxed{\phi_n \propto A\left(T_1^{\,4} - T_2^{\,4}\right)}$$

Teoria dei corpi continui

I CORPI CONTINUI sono modelli matematici macroscopici dei corpi fisici reali nei quali, per quanto si prenda in considerazione un volume infinitesimo, all'interno c'è sempre materia.

$$\boxed{\rho = \lim_{\Delta V \to 0}\left(\frac{M}{\Delta V}\right) \neq 0}$$

per un corpo continuo si definisce anche: campo di proprietà:

- $z(x, y, z, t)$
- $\vec{\nabla} z = \frac{\partial z}{\partial x}\vec{i} + \frac{\partial z}{\partial y}\vec{j} + \frac{\partial z}{\partial z}\vec{k}$

casi particolari:

a partire da

$$-\vec{\nabla}\cdot \vec{q_s} + q_v = \rho \frac{du}{dt} \quad \text{con} \quad \vec{q_s} = -\Lambda \cdot \vec{\nabla T} \quad e \quad \frac{du}{dt} = c\frac{dT}{dt}$$

$$\Rightarrow \boxed{\nabla\cdot\left(\vec{\nabla T}\cdot\Lambda\right) + q_v = \rho\frac{du}{dt}} = \rho\cdot c\cdot\frac{dT}{dt} \qquad \nabla^2 T = \frac{d}{dx}\left(\frac{dT}{dx}\right)$$

eq. di Poisson: $\begin{cases}\lambda = cost\\ \partial T/\partial t = 0\end{cases} \rightarrow \boxed{\nabla^2 T + \frac{q_v}{\lambda} = 0}$

eq. di Laplace: $\begin{cases}\lambda = cost\\ \partial T/\partial t = 0\\ q_v = 0\end{cases} \rightarrow \boxed{\nabla^2 T = 0}$

diffusività termica

$$\frac{1}{a} \rightarrow a = \frac{\lambda}{\rho\cdot c}$$

eq. di Fourier: $\begin{cases}\lambda = cost\\ q_v = 0\end{cases} \rightarrow \boxed{\nabla^2 T = \left(\frac{\rho\cdot c}{\lambda}\right)\cdot\frac{dT}{dt}} = \frac{1}{a}\cdot\frac{dT}{dt}$

Convezione

- forzata: il movimento del fluido è determinato da cause che non sono connesse allo scambio termico.
- naturale: movimento indotto dall'azione di campi di forze di massa e dalle disomogeneità di densità dovute alle disomogeneità della temperatura.

Calcolo del coefficiente liminare

Teorema di Buckingham: se si usa un sistema di unità di misura con p grandezze fondamentali e si studia un'equazione dimensionalmente omogenea tra K grandezze fisiche, questa può essere ridotta ad un'altra equazione tra $(K-p)$ numeri adimensionali.

per il calcolo del coeff. liminare molto spesso usiamo l'analisi dimensionale

I numeri adimensionali più significativi:

$$Pr = \frac{c_p \cdot \mu}{\lambda} \quad \text{Prandtl}$$

$$Nu = \frac{\alpha \cdot l_c}{\lambda} \quad \text{Nusselt}$$

$$Re = \frac{w \cdot l_c}{\nu} = \frac{\rho\, w\, l_c}{\mu} \quad \text{perché} \quad \nu = \frac{\mu}{\rho}$$

transizione da regime laminare a turbolento: $Re \approx 2500$

$$Gr = \frac{g \cdot \beta\,(T_S - T_\infty)\, l_c^3}{\nu^2}$$

~~Convezione naturale, libera e confinata~~

Irraggiamento

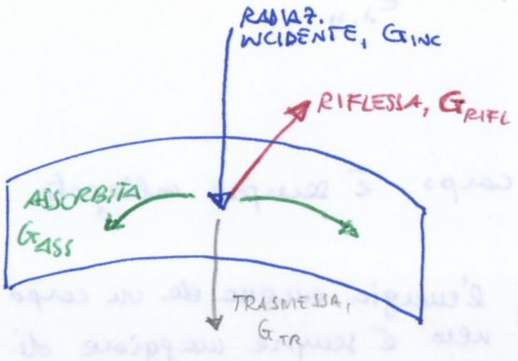
trasferimento di energia sotto forma di calore tramite Radiazione elettromagnetica

- In natura ogni corpo materiale ($T > 0[K]$) emette radiazione elettromagnetica!
- fenomeno ondulatorio generato dal campo elettrom. composto da quanti di energia.

$$\begin{cases} \cdot \text{ Radiosità spettrale, } J_\lambda = \int_0^{2\pi}\int_0^{\frac{\pi}{2}} i_\lambda \cdot \cos\beta \cdot \sin\beta \cdot d\beta \cdot d\phi \\ \cdot \text{ Radiosità totale, } J = \int_0^\infty J_\lambda \, d\lambda \end{cases}$$

per la radiazione emessa!

Interazione di una radiazione di un corpo



$$\boxed{a + r + t = 1}$$

coefficienti:

$$a = \frac{G_{ASS}}{G_{INC}} \quad \text{e} \quad a_\lambda = \frac{G_{\lambda ASS}}{G_{\lambda INC}}$$

$$r = \frac{G_{RIFL}}{G_{INC}}$$

$$t = \frac{G_{TR}}{G_{INC}}$$

assorbimento apparente

$$a' = \frac{G_{ASS} + G_{TR}}{G_{INC}}$$

Modello di corpo nero

CORPO IDEALE, che, quando emette radiazioni, emette il massimo flusso di radiazioni, assorbe completamente ogni radiazione che arrive

$$\Rightarrow \boxed{a = a_\lambda = 1}, \quad r = r_\lambda = 0, \quad t = t_\lambda = 0$$

per il corpo nero:

$$e_\lambda = \frac{C_1 \cdot \lambda^{-5}}{\exp(C_2/\lambda T) - 1} \qquad i_\lambda = \frac{e_\lambda}{\pi} = \frac{C_1 \cdot \lambda^{-5}}{\pi \cdot (\exp(C_2/\lambda \cdot T) - 1)}$$

con $C_1 = 2 \cdot \pi \cdot h \cdot c_0^2 = 3{,}742 \cdot 10^{-16} \, [W m^2]$, $h = 6{,}62 \cdot 10^{-34} \, [J \cdot s]$ → cost. di Plank

$C_2 = \frac{h \cdot c_0}{k} = 1{,}439 \cdot 10^{-2} \, [m K]$

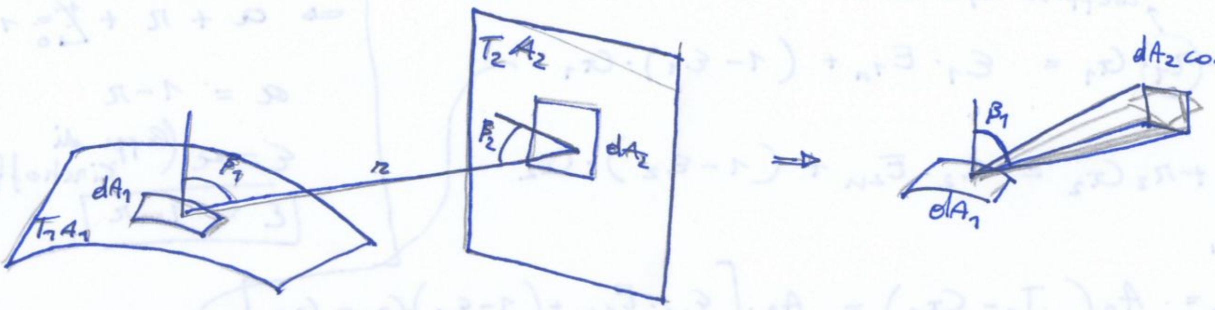
$k = 1{,}38 \cdot 10^{-23} \left[\frac{J}{K}\right]$ → costante di Boltzmann

legge di Boltzmann

$$E_n = \int_0^\infty e_\lambda \, d\lambda = \sigma T^4, \qquad I_{\gamma,n} = \frac{E_n}{\pi} = \frac{\sigma}{\pi} \cdot T^4$$

con $\sigma = 5{,}67 \cdot 10^{-8} \left[\frac{W}{m^2 K}\right]$

Scambio radiativo tra due superfici nere



il flusso radiante emesso da dA_1 che raggiunge dA_2:

$$\boxed{d\phi_{1\to2} = I_{1,\gamma,n}\cdot dA_1\cdot\cos\beta_1\cdot d\omega_1} = I_{1,\gamma,n}\cdot dA_1\cdot\cos\beta_1\cdot\frac{dA_2\cdot\cos\beta_2}{r^2}$$

e $I_{\gamma n} = \dfrac{E_n}{\pi}$

$$\Rightarrow \phi_{1\to2} = \frac{E_{n1}}{\pi}\int_{A_1}\int_{A_2}\frac{\cos\beta_1\cos\beta_2}{r^2}\cdot dA_1\, dA_2$$

$$\phi_{2\to1} = \frac{E_{n2}}{\pi}\int_{A_1}\int_{A_2}\frac{\cos\beta_1\cos\beta_2}{r^2}\, dA_1\cdot dA_2$$

$$\phi_n = \phi_{1\to2} - \phi_{2\to1} = \phi_{12} = \frac{E_{n1}-E_{n2}}{\pi}\iint_{A_1 A_2} \sim$$

Fattore di forma

$$F_{12} = \frac{\phi_{1\to2}}{\phi_1} = \frac{\phi_{1\to2}}{A_1\cdot E_{n1}} \quad e \quad F_{21} = \frac{\phi_{2\to1}}{\phi_2} = \frac{\phi_{2\to1}}{A_2\cdot E_{n2}}$$

analiticamente:

$$F_{12} = \frac{1}{A_1}\iint_{A_1 A_2}\frac{\cos\beta_1\cos\beta_2}{\pi r^2}\, dA_1\, dA_2 \quad e \quad F_{21} = \frac{1}{A_2}\int_{A_1}\int_{A_2}\frac{\cos\beta_1\cos\beta_2}{\pi r^2}\, dA_1\, dA_2$$

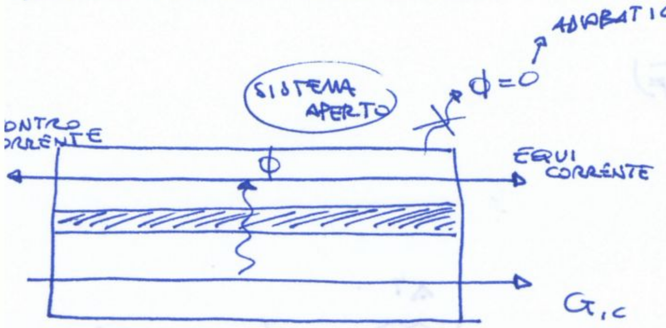
proprietà di simmetria: $\boxed{A_1 F_{12} = A_2 F_{21}}$

analogia elettrica

$$\phi_{12} = A_1\cdot F_{12}\cdot\Delta E_n \rightarrow \Delta E_n = \left(\frac{1}{A_1\cdot F_{12}}\right)\cdot\phi_{12} = R_{12}\cdot\phi_{12}$$

$\Rightarrow R_{12} = \dfrac{1}{A_1 F_{12}}$ come se fosse una resistenza elettrica!
(legge di Ohm: $\Delta V = R_e\cdot I$)
$\Delta E = R_{12}\cdot\phi_{12}$

Scambiatori di calore



I PTSA:

$$\underbrace{\phi}_{0 \text{ adiab.}} - \underbrace{W_t}_{0 \text{ non c'è lavoro}} = \underbrace{\left(\frac{dU}{dt}\right)_{VC}}_{0 \text{ regime staz.}} + \boxed{\sum_{k=1}^{NC} \pm G_k (h)_k}$$

BILANCIO ENTALPICO

~~conservazione della massa~~:

$\boxed{c: \text{caldo}, \; f: \text{freddo} \quad i = \text{ingresso}, \; u = \text{uscita}}$

$$G_c h_{cu} + G_f h_{fu} - G_c h_{ci} - G_f h_{fi} = 0$$

$$G_c (h_{ci} - h_{cu}) = G_f (h_{fi} - h_{fu}) \quad e \quad dh = c\,dT$$

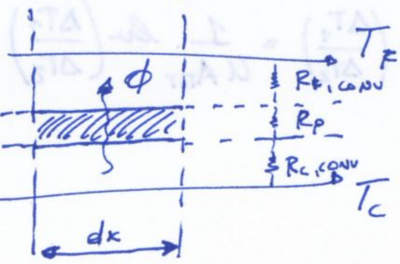
ipotesi di fluido semplice

$$\rightarrow \boxed{G_c \, c_c \, \Delta T_c = G_f \, c_f \, \Delta T_f}$$

definisco $G \cdot c = C$ capacità termica del fluido $\left[\frac{W}{K}\right]$

$$C_c \Delta T_c = C_f \Delta T_f = \phi_{c \to f}$$

coefficiente globale di scambio termico



$$R_{c,F,conv} = \frac{1}{\alpha_{c,F} A_{c,F}}$$

$$R_p = \frac{s}{\lambda A} \text{ se piano, se cilindro } = \frac{\ln\left(\frac{r_f}{r_c}\right)}{2\pi \lambda \, dx}$$

definisco: $U = (R_{TOT} \cdot A)^{-1}$

coeff. globale di scambio termico

$$d\phi = U dA (T_c - T_F) \longrightarrow \phi = \int U (T_c - T_F) \, dA \quad \text{con } U = \text{cost}$$

nel tratto dx:

- f. caldo: $-|d\phi| = C_c \, dT_c$
- f. freddo $\begin{cases} ① \text{ EQUIC. } |d\phi| = C_F \, dT \\ ② \text{ CONTROC. } |d\phi| = C_F (-dT) \end{cases}$

$$\Rightarrow |d\phi| = \pm C_F \, d T_F$$

$\rightarrow$