



Appunti universitari

Tesi di laurea

Cartoleria e cancelleria

Stampa file e fotocopie

Print on demand

Rilegature

NUMERO: 2300A

ANNO: 2018

A P P U N T I

STUDENTE: Zarrelli Mattia

**MATERIA: Termodinamica Applicata e Trasmissione del Calore -
Prof Torchio**

Il presente lavoro nasce dall'impegno dell'autore ed è distribuito in accordo con il Centro Appunti.

Tutti i diritti sono riservati. È vietata qualsiasi riproduzione, copia totale o parziale, dei contenuti inseriti nel presente volume, ivi inclusa la memorizzazione, rielaborazione, diffusione o distribuzione dei contenuti stessi mediante qualunque supporto magnetico o cartaceo, piattaforma tecnologica o rete telematica, senza previa autorizzazione scritta dell'autore.

**ATTENZIONE: QUESTI APPUNTI SONO FATTI DA STUDENTIE NON SONO STATI VISIONATI DAL DOCENTE.
IL NOME DEL PROFESSORE, SERVE SOLO PER IDENTIFICARE IL CORSO.**

TERMODINAMICA → Scienza che si occupa di Energia

1

- Trasferimenti di Energia
- Trasformazioni di Energia
- Effetti sui corpi

Sistema TERMODINAMICO

= porzione di spazio che può contenere materia con un certo CONFINÈ.
CONFINÈ → superficie di controllo

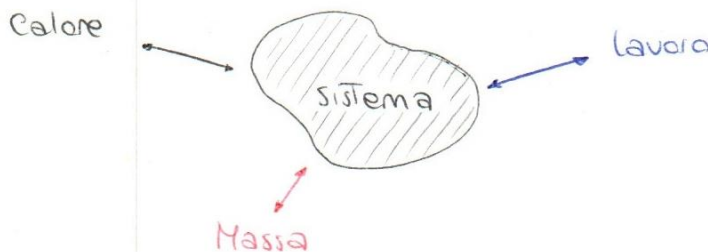
Fuori dal sistema = ambiente esterno

Universo = Ambiente esterno + sistema Termodinamico

Sistema e Energia

Energia è proprietà caratteristica del sistema.

In base a come interagiscono a livello energetico ...



... avrò Tipi diversi di sistemi in base allo scambio energetico:

- aperto o chiuso (in base allo scambio di massa)
 - adiabatici o diabattici (in base allo scambio di calore)
 - Rigidi o deformabili (in base allo scambio di lavoro)
 - ISOLATO (Ne' calore, ne' lavoro, ne' massa)
- non scambia calore ←

Esempi di Sistemi

• Thermos chiuso (vaso Dewar)

Non scambia con l'esterno → ISOLATO

• Caldara a gas coibentata

- sistema che ha sicuro due ingressi e un'uscita → aperto

- tecnicamente di solito non scambia lavoro

- Come scambi di calore: il calore dei gas deve scaldare solo l'acqua all'interno senza scambi con l'esterno

→ APERTO, RIGIDO, ADIABATICO

• Sistema cilindro-pistone

- Trattato come sistema chiuso anche se può essere aperto con valvole

- sistema adiabattico

- Nessun dubbio sul fatto che scambi lavoro → confine mobile

→ sicuramente DEFORMABILE, dipendono le altre

Tali equazioni di stato = ASSIOMI COSTITUTIVI

(3)

- assiomi poiché prese senza dimostrazioni
- costitutivi in quanto legate al MATERIALE

IPOTESI di BASE

(1) ipotesi di OMOGENEITA' TERMODINAMICA

(2) ipotesi di SEMPlicità → quando un sistema può essere descritto attraverso solo 2 coordinate termodinamiche. Le 2 coordinate

temi possono determinare tutte le altre

$$y = f(x_1, z)$$

Equazioni di stato per FLUIDI OMOGENEI SEMPLICI

$$y = f(x, z)$$

$$P = f(V, T)$$

- PRESSIONE
- $P > 0$ (a livello assoluto è sempre così, se assumo scale relative posso avere valori negativi)
 - $V > 0$ (a volume = 0 non ci sarebbe nemmeno il sistema)
 - $T > 0$ (con scala kelvin)

Condizione di STABILITA'

$$\left(\frac{\partial P}{\partial V} \right)_T < 0$$

tenendo fissa T

come varia la pressione in funzione del volume

- Se aumento pressione → diminuisce il volume ⇒ segno < 0
- Se diminuisco pressione → aumento il volume ⇒

Principali equazioni di stato per i GAS

Premessa: definizione di punto critico di una sostanza pura.
 = rappresenta lo stato termodinamico alla massima pressione e massima temperatura a cui possono coesistere le fasi liquide e le fasi vapore.

esempio: ACQUA

T_{cr} [°C]	P_{cr} [bar]
373,9	220,6

Se porto H₂O oltre 373,9 non vedo più cambiamento di stato, come accadrebbe per pressioni > di 220,6.

ARIA

T_{cr} [°C]	P_{cr} [bar]
-139	37,7

Se vado a T + bassa di -139 vedrei passaggio di stato dell'aria da gassoso a liquido.
 (A temperatura ambiente infatti non c'è passaggio di stato)

EQUAZIONI di STATO per LIQUIDI e SOLIDI

Premessa: introduciamo 2 coefficienti termodinamici

Dobbiamo ricordare che siamo sempre in un sistema omogeneo semplice

Coefficiente di DILATAZIONE cubica: $\beta = \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p$ $\left[\frac{1}{K} \right]$

Sarebbe la variazione di volume sul volume stesso. Ci dice quanto varia in modo PERCENTUALE. Se conosco β conosco di quanto si dilata il volume alla variazione di T.

Coefficiente di COMPRESSIVITÀ ISOTERMA: $\kappa = -\frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial p} \right)_T$

Come prima è cambiamento percentuale del volume rispetto alla variazione della pressione. Mantengo quindi la temperatura costante. $\left[\frac{1}{Pa} \right]$
 $\left[\frac{1}{Bar} \right]$

Il segno \ominus tiene conto del fatto che quando la pressione aumenta il volume diminuisce. Mi serve quindi per equilibrare la variazione negativa e avere coefficiente \oplus

EQUAZIONE GENERALIZZATA di STATO in forma differenziale

sapevamo che potevo esprimere ad esempio (Volume rispetto a Temp. e press)

$V = V(T, p)$ SOMMA delle derivate parziali

sapendo che: (da Analisi) $dV = \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p dT + \left(\frac{\partial V}{\partial p} \right)_T dp =$

$= \beta \cdot V \cdot dT + [-\kappa \cdot V] dp =$

$\frac{dV}{V} = \beta dT - \kappa dp$

possiamo mettere in evidenza le altre componenti:

$dp = \frac{\beta}{\kappa} dT - \frac{1}{\kappa V} dV$ ← $p = p(V, T)$
 $dT = \frac{1}{\beta V} dV + \frac{\kappa}{\beta} dp$ ← $T = T(p, V)$

con calcoli rigorosi si può notare che per i materiali anche il punto di partenza dello stato è importante e che quindi anche i coefficienti variano in funzione delle variabili → $\beta = \beta(p, T)$
 $\kappa = \kappa(p, T)$

con calcoli approssimativi invece tali coefficienti sono:

$\left. \begin{matrix} \beta \approx \beta(T) \\ \kappa \approx \kappa(T) \end{matrix} \right\}$ Dipendenza da sola Temperatura

(7)

Passando dall'equazione possiamo ricavare β, κ per un gas ideale

$$\beta = \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P$$

$$= \frac{1}{V} \cdot \frac{mR^*}{P} = \frac{1}{T}$$

$$\kappa = -\frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial P} \right)_T$$

$$= -\frac{1}{V} \left(-\frac{mR^*T}{P^2} \right)$$

$$= \frac{P}{P^2} = \frac{1}{P}$$

per i gas ideali sapevo: $P \frac{V}{m} = R^* T$

$$V = \frac{mR^*T}{P}$$

$$\left[\frac{\partial V}{\partial T} = \frac{mR^*}{P} \right]$$

$$\left[\frac{\partial V}{\partial P} = mR^*T \cdot \frac{\partial(1/P)}{\partial P} = -\frac{mR^*T}{P^2} \right]$$

PROCESSO e GRANDEZZE di SCAMBIO

Processo: l'evoluzione dello stato Termodinamico nel Tempo

Dal punto di vista matematico per definirlo dobbiamo conoscere come inizia, come si sviluppa e come finisce.

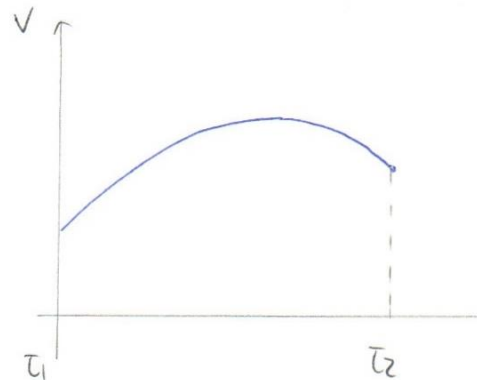
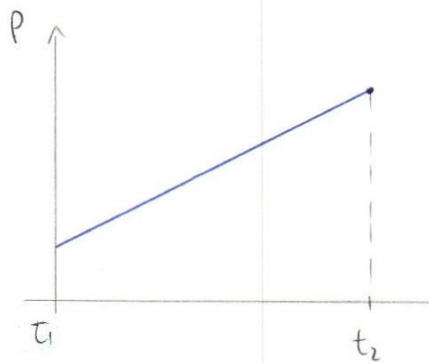
PER
DEFINIRE
UN
PROCESSO

Dobbiamo fornire le coordinate in funzione del Tempo

$$\begin{cases} x = x(t) \\ y = y(t) \\ z = z(t) \\ \dots \end{cases}$$

$$t_1 \leq t \leq t_2$$

Dobbiamo poter dire come si sono comportate le coordinate nel nostro intervallo.



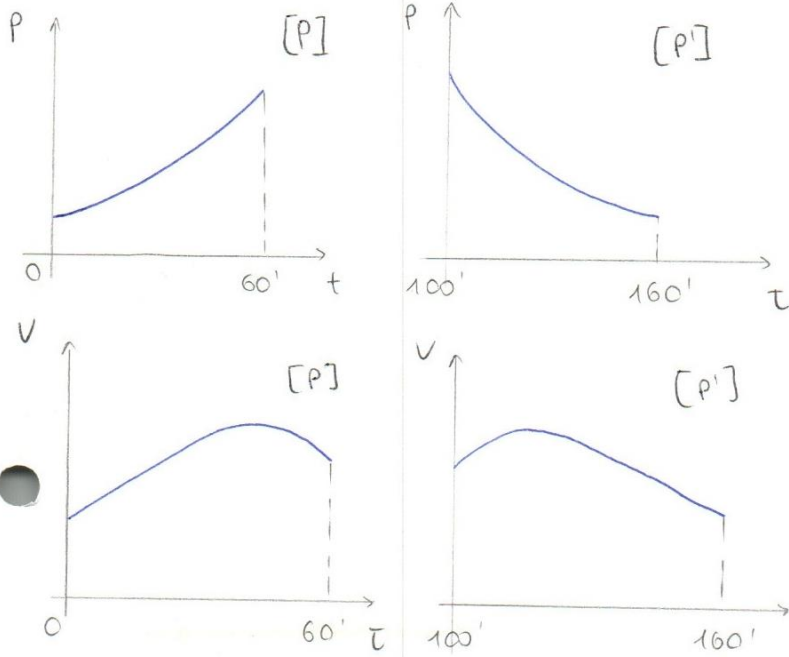
Esprimere in base al Tempo o completo, ma può essere più utile come si comportano l'una rispetto all'altra.

SPAZIO TERMODINAMICO

PROCESSO INVERSO

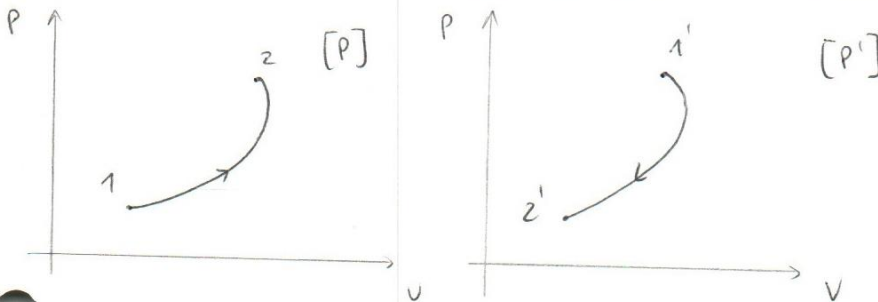
Un processo inverso P' (diretto = P) deve avere determinate condizioni

A livello grafico:



$\Delta t' = \Delta t$
 Stato iniziale di P' coincide con stato finale di P
 $(x', y')_{INIZ} = (x, y)_{FIN}$
 $(x', y')_{FIN} = (x, y)_{INIZ}$
 ogni stato termodinamico intermedio di P a partire dallo stato iniziale verso quello finale coincide con uno stato di P' percorso dallo stato finale verso lo stato iniziale.

se invece confrontiamo la linea di trasformazione



AZIONI: GRANDEZZE di SCAMBIO

Azione = operatore matematico a cui diamo un processo e ci fornisce un valore numerico come risultato.
 serve per rappresentare scambi di ENERGIA.

Interessano in particolare 2 azioni:

LAVORO
CALORE

Lavoro è sempre caratteristica di una evoluzione nel tempo del sistema.
È una grandezza di scambio e c'è solo se c'è un processo!

→ è una funzione del Processo

Stessa cosa per il calore, unica differenza è che non riguarda più scambi meccanici, ma scambi termici.

$a(P) = a(P_1, P_2, P_3, \dots, P_N)$ Spero il processo.

godono della addittività per cui posso valutare l'azione complessiva come:

$a(P) = a(P_1) + a(P_2) + a(P_3) + \dots + a(P_N) = \sum_i a(P_i)$

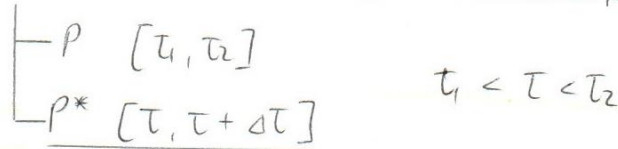
(Somma di tutte le azioni dei sottoprocessi!)

Definizione discorsiva : I processi reversibili sono quelli che possono essere percorsi in senso inverso riportando l'universo nelle medesime condizioni iniziali. (11)

CALORE e FLUSSO TERMICO

Variazioni di Temperatura \Rightarrow CALORE

Flusso Termico = funzione del tempo. Dato un generico processo P posso individuare un sottoprocesso P* più breve:



Definisco il calore del processo P* = Q(P*)

\rightarrow FLUSSO TERMICO = $\phi(t) = \lim_{\Delta T \rightarrow 0} \frac{Q(P^*)}{\Delta T} \quad \frac{dQ}{dt} = \phi(t)$

calore scambiato in un certo Δt quando esso diventa molto piccolo.

\rightarrow Posso quindi tornare al calore Totale del processo.

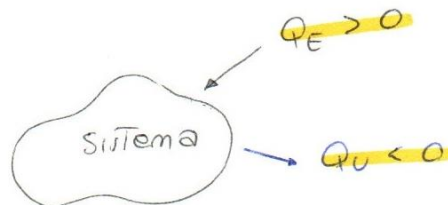
calore quindi può essere calcolato come:

$Q(P) = \int_{T_1}^{T_2} \phi(t) dt$

$\left\{ \begin{array}{l} \text{somma di TUTTI i calori} \\ \text{singoli del processo.} \\ \text{Integrale nel tempo del flusso Termico} \end{array} \right.$

$Q(P) = Q_{1 \rightarrow 2} = \int_{1 \rightarrow 2} dQ$

Convenzionalmente :



Dobbiamo legare il calore alle altre grandezze. Le legheremo attraverso delle leggi costitutive (che riguardano il materiale)

EQUAZIONI COSTITUTIVE del CALORE per fluidi omogenei semplici

\rightarrow coordinate T, V

$dQ = c_v dT + \Lambda_v dV$

$Q(P) = Q_{1 \rightarrow 2} = \int_{1 \rightarrow 2} dQ = \int_{1 \rightarrow 2} c_v dT + \Lambda_v dV$

$\left\{ \begin{array}{l} c_v = \text{capacità Termica a volume costante} \\ \Lambda_v = \text{calore latente n.spetto al volume} \end{array} \right.$

considerazioni generali su c_p e c_v :

$$c_p = \left(\frac{dq}{dT} \right)_p$$

$$c_v = \left(\frac{dq}{dT} \right)_v$$

1) segno : $\begin{cases} c_p > 0 \\ c_v > 0 \end{cases}$

2) Sono funzioni dello stato a cui sto lavorando $\begin{cases} c_p = c_p(p, T) \\ c_v = c_v(p, T) \end{cases}$

3) Relazione Tra c_v e c_p : $c_p - c_v = -T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p^2 \left(\frac{\partial p}{\partial v} \right)_T \Rightarrow > 0$

$\begin{matrix} \downarrow & \downarrow & \downarrow \\ > 0 & > 0 & < 0 \end{matrix}$

di conseguenza $c_p > c_v$

Non è possibile ricavare il valore di calore specifico direttamente dall'equazione di stato. La loro differenza però è legata all'equazione di stato. Ho bisogno quindi di un'altra condizione sperimentale.

4) considerazione per gas ideale

$$p v = R^* T \quad \rightarrow \quad v = \frac{R^* T}{p}$$

$$\left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p = \frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{R^* T}{p} \right)_p = \frac{R^*}{p}$$

$$\left(\frac{\partial p}{\partial v} \right)_T = \frac{\partial}{\partial v} \left(\frac{R^* T}{v} \right)_T = R^* T \left(-\frac{1}{v^2} \right)$$

Riprendo la relazione generale del punto 3)

→ vado a sostituire → $c_p - c_v = +T \left(\frac{R^*}{p} \right)^2 \cdot R^* T \left(+\frac{1}{v^2} \right) =$

$$= T \frac{R^{*2}}{p^2} \cdot R^* \cdot T \cdot \frac{1}{v^2} =$$

$$= \frac{R^{*2}}{p^2} \cdot \cancel{R^*} \cdot \frac{T^2}{v^2} \rightarrow \frac{1}{\cancel{R^*}}$$

→ $c_p - c_v = R^*$

$$\mathcal{L}_p = \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p \cdot (-T)$$

$$\left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p = \frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{mR^*T}{p} \right) = \frac{mR^*}{p} \frac{\partial T}{\partial T} \rightarrow 1$$

(17)

$$\mathcal{L}_p = -T \frac{mR^*}{p} = -V$$

contigato $\mathcal{L}_p = -\sigma$

Riassumendo:

$$\begin{cases} dQ = c_v dT + \mathcal{L}_v dV \\ dQ = c_p dT + \mathcal{L}_p dp \end{cases}$$

LAVORO e POTENZA MECCANICA

Per un processo $P [t_1, t_2]$ posso individuare un sottoprocesso $[t, t+dt]$

Definisco la potenza meccanica:

(P^* = sottoprocesso)

$$W(+)= \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\mathcal{L}(P^*)}{\Delta t}$$

Posso quindi scrivere il lavoro come:

- passaggio attraverso la Potenza
- attraverso somma dei singoli lavori

$$\mathcal{L}(P) = \int_{t_1}^{t_2} W(+)\ dt$$

$$\mathcal{L}(P) = \int_{t_1}^{t_2} d\mathcal{L} = \mathcal{L}_{t_1 t_2}$$

Convenzione per il segno:

$\mathcal{L} < 0$
Lavoro subito dal sistema. Fatto dall'esterno.



$\mathcal{L} > 0$
Lavoro compiuto dal sistema sull'esterno.

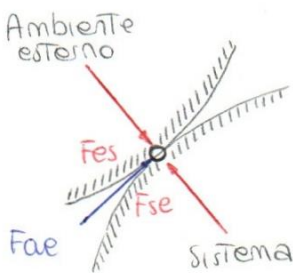
LAVORO delle FORZE ESTERNE

Effetti delle forze esterne

- 1) modificare lo stato di moto
- 2) modificare stato termodinamico
- 3) scambio di massa tra sistema e esterno (sistema aperto)

Forze esterne possono essere suddivise in:

(1) Forze esterne di SUPERFICIE



"di superficie"

$$\mathcal{L}_{es}^s(P) + \mathcal{L}_{se}^s(P) + \mathcal{L}_{ae}(P) = 0$$

esterno - sistema componente di sistema
sistema - esterno

$$\mathcal{L}_{se}^s(P) = \mathcal{L}_t + \mathcal{L}_0$$

\mathcal{L}_t = lavoro tecnico
 \mathcal{L}_0 = lavoro sull'atmosfera

(Succederà lo stesso per la porzione di sopra)

Definiamo così il LAVORO delle FORZE INTERNE

$$L_i(P) = L_i^{lin}(P) - L_{ai}(P)$$

\downarrow di quota lineare \rightarrow attriti interni $L_{ai} \geq 0$

Ho una perdita a causa degli attriti interni e della viscosità della materia.

(Attriti = causa di irreversibilità)

EQUAZIONE COSTITUTIVA del LAVORO per fluidi omogenei semplici

definiamo $F_i^{lin} = p_i A$ \rightarrow sezione

$$L_i^{lin}(P) = \int_{\pi r^2} F_i^{lin} dx = \int_{\pi r^2} (p_i A) dx = \int_{\pi r^2} p_i dV$$

$$\Rightarrow dL_i^{lin} = p_i dV$$

TEOREMA dell'ENERGIA CINETICA

Mette in relazione tutte le forze in gioco con il cambio dell'energia cinetica dall'esterno sul sistema

$$L_{es}(P) + L_i(P) = \Delta E_c$$

Sapevamo che :

$$L_{es} = L_{es}^s + L_{es}^d = \text{(di superficie + distanza)}$$

$$= [-L_{se}^s - L_{ae}] + [-L_{se}^d] =$$

$$= [-L_{se}^s - L_{ae}] + [-\Delta E_p]$$

Lavoro esterno

Lavoro interno

$$L_i = L_i^{lin} - L_{ai}$$

Sostituiamo nell'equazione iniziale:

$$[-L_{se}^s - L_{ae} - \Delta E_p] + [L_i^{lin} - L_{ai}] = \Delta E_c$$

$$L_{se}^s + L_{ae} + \Delta E_p + \Delta E_c - L_i^{lin} + L_{ai} = 0$$

$$L_{se}^s + L_a + \Delta E_p + \Delta E_c - L_i^{lin} = 0$$

metto insieme gli attriti

$$\rightarrow [L^s = L_t + L_o] \rightarrow L_t + L_o + L_a + \Delta E_p + \Delta E_c - L_i^{lin} = 0 \quad [5]$$

spero lavoro di superficie

$$\rightarrow \text{posso passare alla potenza} \quad W_t(t) + W_o(t) + W_a(t) + \frac{dE_p}{dt} + \frac{dE_c}{dt} - W_i^{lin}(t) = 0$$

Consideriamo gas ideale (1b)

$\frac{T}{V} = \text{costante}$

$\left[V_A = \frac{mR^*T_A}{P}, V_B = \frac{mR^*T_B}{P} \right]$

(25)

$L_i^{lin} = p(V_B - V_A) = mR^*(T_B - T_A)$

Se considero che c_p sia costante: $Q = mc_p(T_B - T_A)$

$\rightarrow \left| \begin{matrix} pV = mR^*T \\ T = \frac{pV}{mR^*} \end{matrix} \right| \rightarrow Q = mc_p \left(\frac{pV_B}{mR^*} - \frac{pV_A}{mR^*} \right) = \frac{c_p}{R^*} (pV_B - pV_A)$

$Q = \frac{c_p}{R^*} \cdot p(V_B - V_A)$

2) ISOCORA

$V(+) = \text{costante} \quad \forall T$
 $V_B = V_A \quad dV = 0$

2a) Fluidi omogenei semplici

$L_i^{lin} = \int_{A \rightarrow B} p dV = 0$ ← Se non ho variazione di volume il lavoro compiuto è = 0

$Q = \int_{A \rightarrow B} c_v dT = m \int_{A \rightarrow B} c_v dT$

2b) Gas ideale

$\frac{T}{P} = \text{costante}$

$L_i^{lin} = 0$ (come per fluidi omogenei semplici)

se $c_v = \text{costante}$: $Q = mc_v(T_B - T_A)$

$\rightarrow T = \frac{pV}{mR^*} \rightarrow Q = mc_v \left(\frac{p_B V}{mR^*} - \frac{p_A V}{mR^*} \right) = \frac{c_v}{R^*} V (p_B - p_A)$

3) ISOTERMA

$T(+) = \text{costante} \quad \forall T$
 $T_A = T_B \quad dT = 0$

3a) Fluidi omogenei semplici

$Q = \int_{A \rightarrow B} \mathcal{L}_V dV = \int_{A \rightarrow B} \mathcal{L}_P dp$

posso usare sia \mathcal{L}_p che \mathcal{L}_V

(Lavoro con formulazione classica)

3b) Gas ideale

$pV = \text{costante}$

calcolati rispettivamente come $\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V \cdot T$ e $\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p \cdot (-T)$

$\left. \begin{matrix} \mathcal{L}_V = p \\ \mathcal{L}_P = -V \end{matrix} \right\} \rightarrow$

$Q = \int_{A \rightarrow B} p dV = - \int_{A \rightarrow B} V dp$

$L_i^{lin} = \int_{A \rightarrow B} p dV$ (coincidono Q e L)

→ costante = $\ln(pv^\gamma) \Rightarrow \boxed{pv^\gamma = \text{costante}}$

considereremo ora un caso (5) che racchiude tutte le trasformazioni:

5) TRASFORMAZIONE POLITROPICA

il calore specifico è costante → $c = \text{costante}$

$c_x = \left(\frac{dq}{dT}\right)_x \rightarrow dq = c_x dT \rightarrow q = \int_A^B c_x dT = c(T_B - T_A)$

5a) Fluido omogeneo semplice

→ $\boxed{Q = m \cdot c (T_B - T_A)}$

5b) Gas ideale

$\begin{cases} dq = c dT \\ dq = c_p dT + \lambda p dp = \\ = c_p dT - \gamma dp \end{cases} \quad \left| \begin{array}{l} c_p, c_v = \text{costante} \\ \lambda p = -\gamma \end{array} \right.$

$c dT = c_p dT - \gamma dp$

$dT(c - c_p) = -\gamma dp$

$(c - c_p) \frac{pdv + \gamma dp}{R^*} = -\gamma dp$

$\frac{(c - c_p)}{R^*} pdv + \frac{(c - c_p)}{R^*} \gamma dp + \gamma dp = 0$

$\frac{(c - c_p)}{R^*} pdv + \frac{(c - c_p)}{R^*} \gamma dp + \frac{R^* \gamma dp}{R^*} = 0$

$(c - c_p) pdv + (c - c_p + R^*) \gamma dp = 0$

$(c - c_p) pdv + (c - c_v) \gamma dp = 0$

$\left(\frac{c - c_p}{c - c_v}\right) pdv + \gamma dp = 0$

↓
chiamano n
= coefficiente
creato da
costanti

→ $n pdv + \gamma dp = 0$

$\int n \frac{dv}{v} = \int -\frac{dp}{p}$

$n \ln v = -\ln p + \text{costante}$

$\ln v^n + \ln p = \text{costante}$

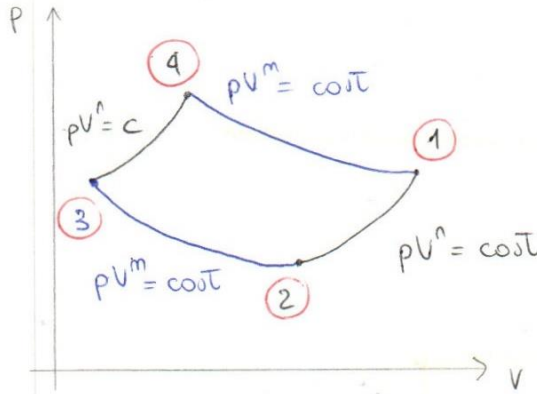
$\ln(pv^n) = \text{costante} \rightarrow$

$\boxed{pv^n = \text{costante}}$
 $\boxed{pv^\gamma = \text{costante}}$

con la
massa

Proprietà di cicli a gas ideale di 4 politropiche che a 2 a 2 opposte hanno lo stesso esponente:

vale la regola dei prodotti in croce delle coordinate p, V, T



$$T_1 T_3 = T_2 T_4$$

$$p_1 p_3 = p_2 p_4$$

$$V_1 V_3 = V_2 V_4$$

Dimostrazione:

$$\begin{cases} p_1 V_1^n = p_2 V_2^n \\ p_2 V_2^m = p_3 V_3^m \\ p_3 V_3^n = p_4 V_4^n \\ p_4 V_4^m = p_1 V_1^m \end{cases} \rightarrow \begin{aligned} & p_1 p_2 p_3 p_4 V_1^n V_2^m V_3^n V_4^m = \\ & = p_2 p_3 p_4 p_1 V_2^n V_3^m V_4^n V_1^m \\ & (V_1 V_3)^n (V_2 V_4)^m = \\ & = (V_1 V_3)^m (V_2 V_4)^n \\ & (V_1 V_3)^{n-m} = (V_2 V_4)^{n-m} \\ & \rightarrow V_1 V_3 = V_2 V_4 \end{aligned}$$

Considerazione generale = SISTEMI CHIUSI

1° PRINCIPIO della TERMODINAMICA (per sistemi chiusi)

(chiamato anche della conservazione dell'energia)
Definizione assiomatica

Assioma che viene dato per i processi ciclici

1° PRINCIPIO TD per processi ciclici

$$Q(c) = \mathcal{L}_{se}(c)$$

$c \equiv$ processo ciclico

↓
scambiato complessivamente con l'esterno

su percorso $\int_{\gamma} dQ = \int_{\gamma} d\mathcal{L}_{se}$ } Altre notazioni

su percorso chiuso $\oint dQ = \oint d\mathcal{L}_{se}$

Possiamo rivedere primo principio :

← scompongo ΔE_{tot}

31

$$Q(P) - L_{se}(P) = \Delta U + \Delta E_c \quad (2)$$

A primo membro dipendono dal percorso
A secondo " " dagli estremi

↳ Cerco di separare nei due membri
ciò che dipende dal percorso (Q, L)
da ciò che dipende solo dagli
estremi della trasformazione.

$$L_{se} = L_{se}^s + L_{se}^d = L_{se}^s + \Delta E_p$$

$$Q(P) - [L_{se}^s(P) + \Delta E_p] = \Delta U + \Delta E_c$$

$$Q - L_{se}^s = \Delta U + \Delta E_c + \Delta E_p \quad (3)$$

con L_{se}^s
altra formulazione del 1° principio

↳ In tal modo se conosciamo gli estremi conosciamo anche la differenza tra calore e lavoro!

estremi della trasformazione

↳ altra formulazione
esplicitando L_i

$$L_{se}^s + L_a + \Delta E_p + \Delta E_c - L_i^{ln} = 0$$

↳ Formula del lavoro presa in precedenza

$$L_{se}^s = L_i^{ln} - L_a - \Delta E_p - \Delta E_c$$

sostituisco nel primo principio

$$Q - [L_i^{ln} - L_a - \Delta E_p - \Delta E_c] = \Delta U + \Delta E_c + \Delta E_p$$

$$Q - L_i^{ln} - L_a = \Delta U \quad (5)$$

chiamo tutto L_i → $Q - L_i = \Delta U \quad (4)$

Potrei sempre rivedere tutto come potenza:

(3) $\phi - W_{se}^s = \frac{dU}{dt} + \frac{dE_c}{dt} + \frac{dE_p}{dt}$

(5) $\phi - [W_i^{ln} - W_a] = \frac{dU}{dt}$

(4) $\phi - W_i = \frac{dU}{dt}$

Calcolo di U per un gas ideale

$$dq - de_i = du \quad (1^o \text{ principio})$$

$$\left\{ \begin{aligned} dq &= c_v dT + \lambda dv = c_v dT + p dv \\ de_i &= p dv \end{aligned} \right. \quad (\text{eq. cost. del calore})$$

$$c_v dT + \lambda dv - p dv = du$$

$$c_v dT + \cancel{\lambda dv} - \cancel{p dv} = du \rightarrow \boxed{du = c_v dT}$$

Vale su quanto è la variazione di calore. Posso usare tale formula non deve essere applicata solo con volumi costanti. Vale in generale per ogni gas ideale.

Dipendenza solo dalla temperat.

poiché per gas ideale vale $U = U(T)$, $u = u(T)$ di conseguenza anche c_v deve essere funzione della temperatura.

$u = u(T) \Rightarrow c_v = c_v(T)$

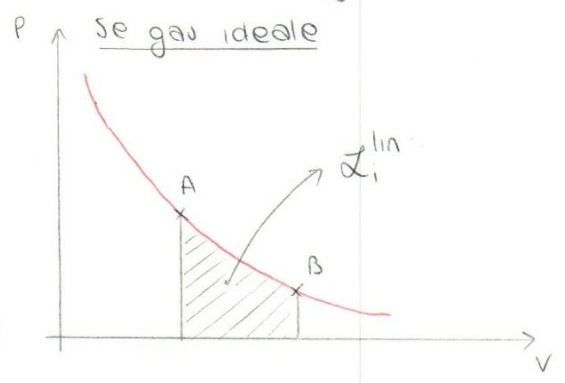
$\Delta u = u_2 - u_1 = \int_1^2 c_v dT$

Si può usare approssimazione:

se c_v praticamente costante con la temperatura $\rightarrow c_v \cong c_v(T) = \bar{c}$
(Prendiamo un valore medio di c)

$u_2 - u_1 = c_v (T_2 - T_1)$

osservazione sul diagramma PV



Area ciclo = $\oint p dV = \mathcal{L}(c)$
 $Q(c) = \mathcal{L}(c)$
 Area ciclo $\cong Q(c)$

$Q = \mathcal{L}_i^{ln} = \Delta U = 0$
 se $T = \text{costante}$ (isoterma)

$Q = \mathcal{L}_i^{ln} = \int p dV$

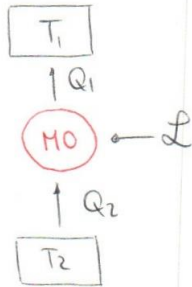
Ritorno al secondo principio della TD.

IRREVERSIBILITÀ

- cause di irreversibilità
 - squilibrio (termico ad es.), non riesco a prendere calore e trasformarlo.
 - effetti dissipativi (es. attrito, resistività elettrica)
- Collocazione delle irreversibilità
 - Interna (ad es. salto di T)
 - Esterna (anche qui può esserci salto di temperatura)

macchine motrici cicliche producono $L > 0$, macchine a
 Percorrono il ciclo in senso ORARIO $\rightarrow L > 0 \rightarrow$ CICLI DIRETTI

(b) Macchine OPERATRICI



Macchina che prende calore da T_2 (+bassa) e cede calore a T_1 . Per funzionare richiede del lavoro negativo. In natura non può avvenire poiché il calore andrebbe al contrario (da T_1 a T_2)

Posso avere 2 scopi:

(1) Macchine FRIGORIFERE

con efficienza

$$\epsilon_f = \frac{|Q_2|}{|L|}$$

UTILE
 cio' CHE SPENDO

$Q_2 \rightarrow$ è utile cio' che preleva
 $Q_1 \rightarrow$ è utile cio' che porto a T_1

UTILE = ci serve per scaldare qualcosa e non per prelevare calore da T_2 come nei frigoriferi

(2) Pompe di calore

con efficienza

$$\epsilon_{pc} = \frac{|Q_1|}{|L|}$$

Tali macchine devono sempre rispettare conservazione dell'Energia.

$$Q(c) = L(c)$$

$$-|Q_1| + |Q_2| = -|L|$$

$$|L| = |Q_1| - |Q_2|$$

$$\epsilon_f = \frac{|Q_2|}{|Q_1| - |Q_2|}$$

\rightarrow Non posso stabilire a priori

$$\epsilon_{pc} = \frac{|Q_1|}{|Q_1| - |Q_2|}$$

$\rightarrow \epsilon_{pc} > 1$

Scopro che le 2 efficienze sono correlate tra loro.

$$\epsilon_{pc} = \epsilon_f + 1$$

$$\epsilon_{pc} = \frac{|Q_1| - |Q_2| + |Q_2|}{|Q_1| - |Q_2|} = \frac{|Q_1| - |Q_2|}{|Q_1| - |Q_2|} + \frac{|Q_2|}{|Q_1| - |Q_2|} = 1 + \epsilon_f$$

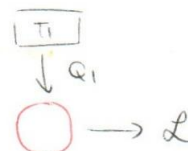
Macchine OPERATRICI hanno sempre ciclo percorso in senso ANTIORARIO

\rightarrow macchine a CICLI INVERSI

Ricevono lavoro negativo $L < 0$ per poter funzionare.

3 Domande relative alle Macc. Termiche

1) Mac. motrice MONOTERMICA?
 (Trasforma TUTTO Q in L)

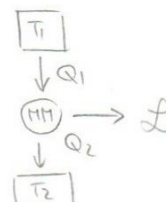


Posso quindi realizzare il Teorema di Carnot come un ciclo!

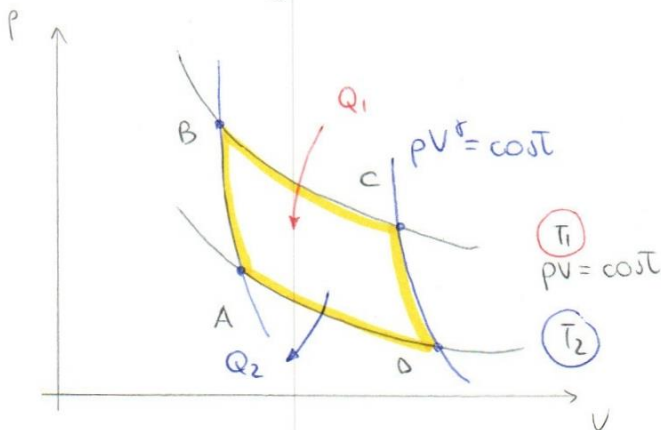
↳ CICLO DI CARNOT

vincoli legati alla irreversibilità

- scambi di calore → ISOTERMI (non devo avere squilibri termici)
- le variazioni di T del fluido devono avvenire in trasformazioni ADIABATICHE (rispettare la reversibilità)



→ utilizziamo gas ideale



isoterme saranno iperboli mentre le adiabatiche avranno andamento più accentuato.

— isoterme
— adiabatiche

Cerchiamo ora il rendimento

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

$$Q - L_i^{lin} = \Delta U \quad (\text{primo principio continua a valere})$$

↓ se Reversibile

$$Q - L_i^{lin} = \Delta U$$

→ se gas ideale → $\Delta U(T) = 0$

$$Q = L_i^{lin} = \int p dV = \int \frac{mR^*T}{V} dV = mR^*T \cdot \ln \frac{V_{fin}}{V_{in}}$$

Calcoliamo TUTTO nel ciclo

$$Q_1 = L_{BC} = mR^*T_1 \ln \frac{V_C}{V_B} \rightarrow Q_1 > 0 \quad (\text{verso volumi } >)$$

$$Q_2 = L_{DA} = mR^*T_2 \ln \frac{V_A}{V_D} \rightarrow Q_2 < 0$$

$$\rightarrow |Q_2| = mR^*T_2 \ln \frac{V_D}{V_A}$$

$$\eta = 1 - \frac{|Q_2|}{|Q_1|} = 1 - \frac{mR^*T_2 \ln \frac{V_D}{V_A}}{mR^*T_1 \ln \frac{V_C}{V_B}}$$

So che Carnot è unico di 4 processi politropici con coefficienti 1 o r all'esponente
↳ vale quindi la regola dei prodotti in croce.

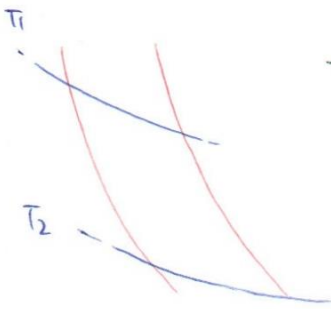
$$V_A \cdot V_C = V_B \cdot V_D$$

$$\eta = 1 - \frac{T_2}{T_1} = \text{Rendimento di Carnot}$$

dS = grandezza estensiva
 valore puntuale non definito \rightarrow Definita la variazione

Formulaz. mat. 2° principio per ciclo IRREVERSIBILE (3)

$\eta_{reale} = 1 - \frac{|Q_2|}{|Q_1|} \rightarrow \eta_{reale} < \eta_{Carnot}$
 $\eta_{Carnot} = 1 - \frac{T_2}{T_1}$



$-\frac{|Q_2|}{|Q_1|} < -\frac{T_2}{T_1} \rightarrow -\frac{|Q_2|}{T_2} < -\frac{|Q_1|}{T_1}$

Devo notare per tutti i cicli

$\frac{|Q_1|}{T_1} - \frac{|Q_2|}{T_2} < 0 \quad \frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} < 0$

Ho fatto medesimi passaggi del ciclo reversibile sapendo però che non sono più = ma $\eta_R < \eta_C$
 Considero sempre tutti i cicli di prima.
 (Ho < 0 invece che $= 0$)

$\rightarrow \sum_{i=1}^8 \frac{Q_i}{T_i} < 0$

$\rightarrow \oint_{IRR} \frac{dQ}{T} < 0$

Disuguaglianza di Clausius

Formulaz. mat. 2° principio per PROCESSI NON CICLICI (4)

$\oint_{IRR} \frac{dQ}{T} < 0 \Rightarrow \oint_{IRR} \frac{dQ}{T} + \delta_{IRR} = 0$

Dobbiamo sempre ricordarlo (usiamo per compensare la disuguaglianza)

$\oint_{IRR} \frac{dQ}{T} + \delta_{IRR} = \oint_{IRR} dS$

grandezza di stato che integrata su percorso chiuso = 0

Per una Trasformazione Infinitesima:

$\frac{dQ}{T} + d\delta_{IRR} = dS$
 > 0

Per una Trasformazione finita:

Principio dovrà valere anche per un pezzo di processo, una Tra.it. finita)

$\int_{A \rightarrow B} \frac{dQ}{T} + \int_{A \rightarrow B} d\delta_{IRR} = S_B - S_A$
 > 0

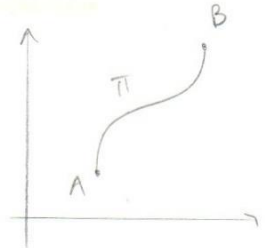
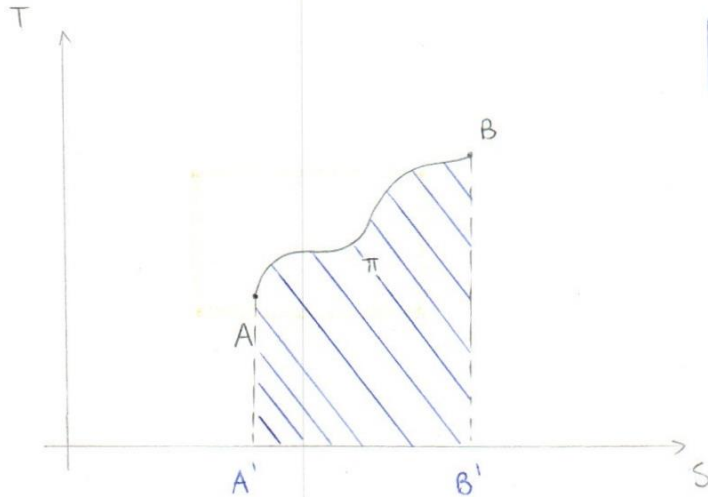


DIAGRAMMA di GIBBS (Diagramma T-S)



Area = $\int T ds$

$\frac{dQ}{T} + dS_{irr} = dS$
 $\rightarrow = 0$ se Reversibile

$dQ = T dS$
 evidenzio meglio i calori

Se ho un ciclo Reversibile :

Area ciclo = $\oint T dS = Q(c)$

corrisponde al calore netto scambiato
 siccome vale anche primo principio:

$Q(c) = L(c)$

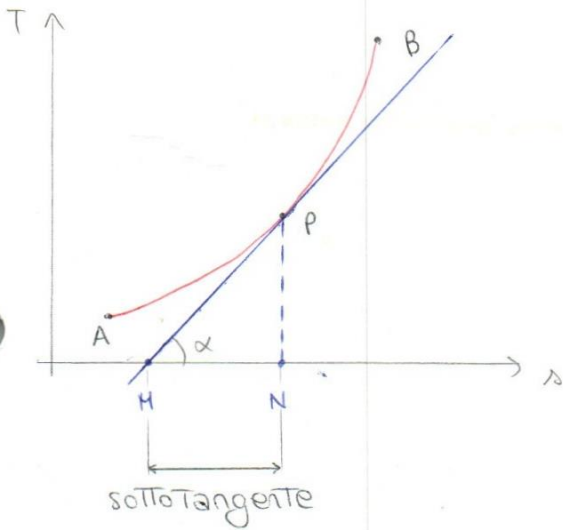
si deducono quindi anche i lavori.

Tale diagramma mi permette anche di fare osservazioni sui calori specifici:

Regola della SOTTOTANGENTE

(Misura GRAFICA del calore specifico in un processo)

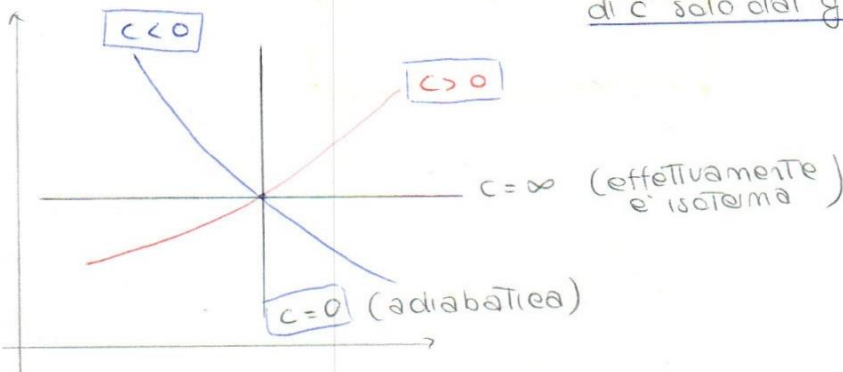
(s = entropia specifica = S/m)
 - generica trasformazione



$PN = MN \cdot \text{Tg} \alpha$ (PN corrisponde a T nel punto P)
 $\frac{PN}{MN} = \frac{TP}{\text{Tg} \alpha} = \frac{TP}{dT/ds} =$ Per 2° principio
 $= \frac{TP \cdot ds}{dT} = \frac{dQ}{dT} = c$

La sottotangente mi dà quindi il valore del calore specifico.

In generale posso determinare il SEGNO di c solo dal grafico del processo.



In altro modo avrei potuto dare le formulazioni con diverse dipendenze:

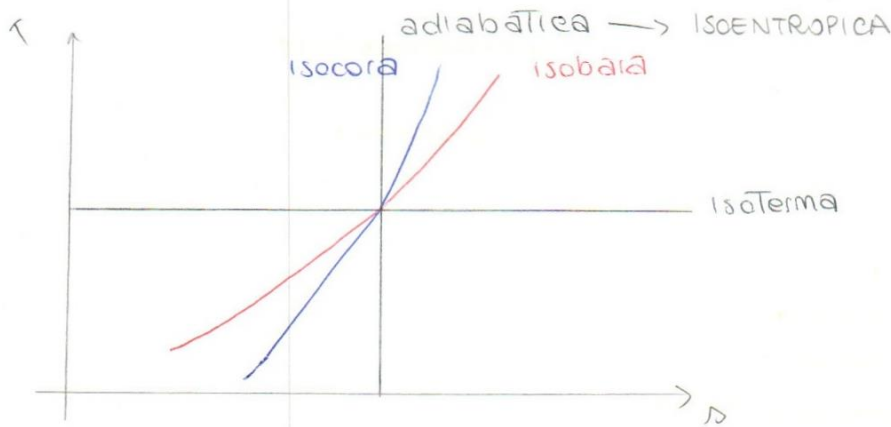
$$\left\{ \begin{array}{l} s = g(p, T) \\ s = k(v, p) \end{array} \right. \rightarrow \boxed{\begin{array}{l} ds = c_p \frac{dT}{T} - R^* \frac{dp}{p} \\ ds = \frac{dv}{v} \cdot c_v + c_v \frac{dp}{p} \end{array}}$$

In base a cosa decidiamo di eliminare sostituendo $p v = R^* T$ esplicitato per ciò che voglio togliere dall'eq.

Abbiamo legato ora le 5 coordinate:

- ① $ds = R^* \frac{dv}{v} + c_v \frac{dT}{T}$
- ② $du = c_v dT$
- ③ $p v = R^* T$

Rappresentazione Trasm. Reversibili NOTEVOLI su diagramma T-s



Siccome Reversibili $\rightarrow \frac{dq}{T} + ds_{irr} = ds$
 \rightarrow isobara $c = c_p$

$$ds = \frac{c_p dT}{T} \rightarrow \Delta s = \int c_p \frac{dT}{T} \rightarrow c_p = \text{cost}$$

$$\Delta s = c_p \ln \frac{T_B}{T_A}$$

\rightarrow isocora $c = c_v$

$$ds = \frac{c_v dT}{T} \rightarrow c_v = \text{cost} \rightarrow \Delta s = c_v \ln \frac{T_B}{T_A}$$

$c_p > c_v$

Isocora dovrà avere la sottota + piccola e quindi sarà + inclinata (isobara con sottota + grande \rightarrow meno inclinata)

SISTEMI APERTI

Sistema in cui uno o + fluidi vengono trasferiti attraverso il mio contorno (superficie di controllo)

(1) Descrizione LAGRANGIANA (punto di vista sostanziale)

consiste nel prendere in esame una porzione di materia e seguire cosa le succede mano a mano che avvengono le trasformazioni. Osservo la materia che si sta spostando.

Approccio utile se voglio capire dove va a finire la sostanza.

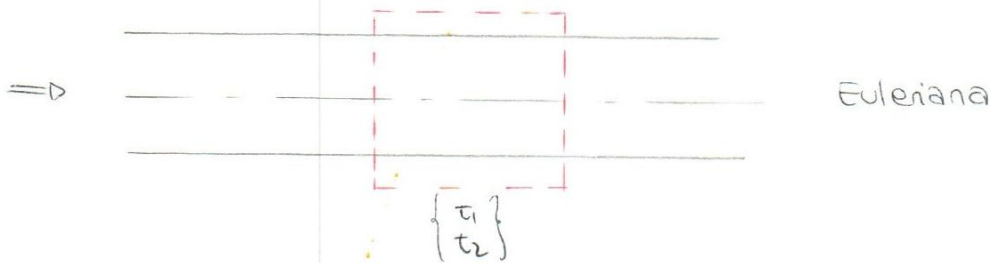
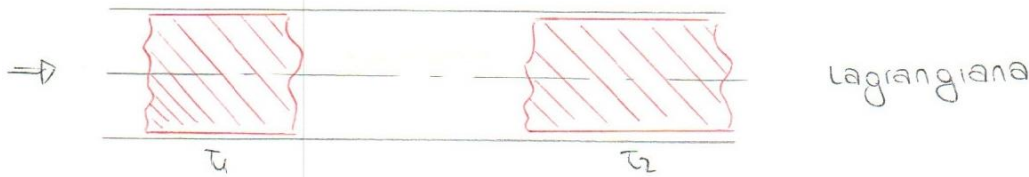
(2) Descrizione EULERIANA (punto di vista locale)

Analizza porzione di spazio che mantiene costante mentre la materia può attraversarla. Mantengo fisso uno spazio.

- (1) Prendo in esame porzione di MATERIA costante nel tempo (=> sist. chiusi)
- (2) " " " " " SPAZIO " " " " (=> sist. aperti)

Esempi:

- Sistemi cilindro-pistone
- Condotta



→ PORTATA IN MASSA in una generica sezione

$$G = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{m(\Delta t)}{\Delta t} \rightarrow \text{massa che transita in un certo } \Delta t \quad \left[\frac{\text{kg}}{\text{s}} \right]$$

Se non ne facciamo il limite calcoliamo una portata media

Così però possiamo calcolare ogni valore puntuale.

Volume dipende dal tempo

$$m = \rho \cdot V(\Delta t) = \rho \cdot A \cdot \Delta x$$

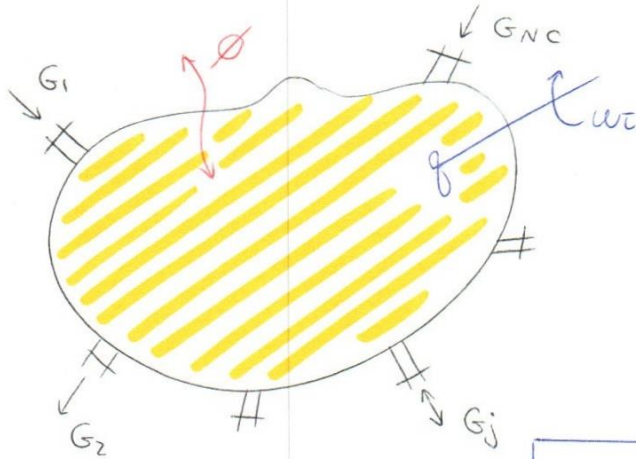
← sezione

← consideriamo così la massa

$$\rightarrow G = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\rho A \Delta x}{\Delta t} = \rho \cdot A \cdot |v_{el}|$$

→ Bilancio di GRANDEZZE ESTENSIVE

(47)



Derivata materiale rispetto al tempo di una grandezza estensiva

= Somma di 2 contributi :

(1) contributo dovuto alle trasformazioni che avvengono nel volume di controllo.

(2) contributo dovuto ai flussi di massa.

Se z è grandezza estensiva → legata a come si modifica per le trasformazioni nel tempo e le variazioni attraverso i condotti.

$$\frac{dZ(t)}{dt} = \left[\frac{dZ(t)}{dt} \right]_{vc} + \sum_{j=1}^{Nc} \pm G_j z_j$$

(1) (2)

↓
volume di controllo

Esempi: Condizioni stazionarie (Non cambia nel tempo, no trasformazioni)

$$\frac{dZ(t)}{dt} = \sum_{j=1}^{Nc} \pm G_j z_j \quad (\text{sparisce seconda componente})$$

LEGGI DI CONSERVAZIONE della MASSA

$$\frac{dm(t)}{dt} = \textcircled{0}$$

$$\left[\frac{dm(t)}{dt} \right]_{vc} + \sum_{j=1}^{Nc} \pm G_j \cdot \textcircled{1} = 0$$

$$\left[\frac{dm}{dt} \right]_{vc} + \sum_{j=1}^{Nc} \pm G_j = 0$$

equaz. fondamentale che deve essere rispettata dal sistema. Tale legge tiene conto del bilancio delle portate e mi dice (a variazione della massa del mio sistema) (quanto entra e quanto esce)

Se condizioni STAZIONARIE

$$\left[\frac{dm}{dt} \right]_{vc} = 0 \quad + \quad \sum_{j=1}^{Nc} \pm G_j = 0$$

le componenti 0 devono alla fine compensare le componenti +

→ caso particolare

- stazionario
- $e_a = 0$
- $\Delta e_c = \Delta e_p = 0$

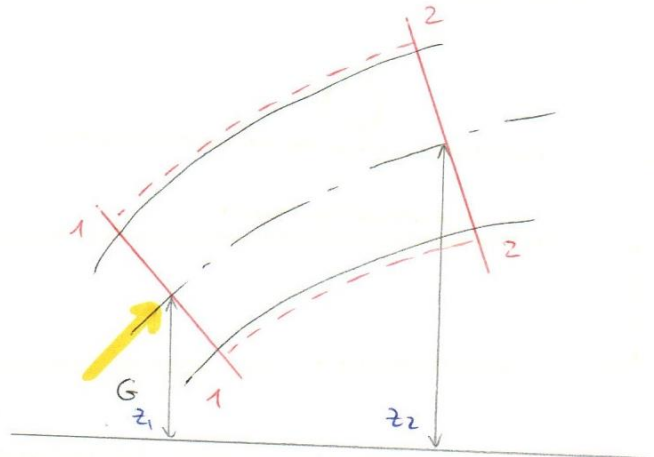
attrito $\Rightarrow e_t + \int \sigma dp = 0$

$e_t = - \int \sigma dp$

Formulazione che posso trovare solo con queste ipotesi: devono esserci!

Teorema di BERNOULLI

- Fondamentali le ipotesi:
- Fluidi incompressibili
 - $e_a = 0$
 - $e_o = 0$
 - $e_t = 0$
 - $()_{vc} = 0$ (stazionario)
 - 1 ingresso + 1 uscita



$\Delta e_c + \Delta e_p + \int \sigma dp = 0$ (costante)

$\Delta e_c + \Delta e_p + \sigma \int dp = 0$ ($\sigma = \frac{1}{\rho}$)

$v_e = \text{velocità}$
 $\sigma = \text{volume specifico}$

$\Delta e_c + \Delta e_p + \frac{\Delta p}{\rho} = 0$

$\frac{1}{2} (v_{e2}^2 - v_{e1}^2) + (gz_2 - gz_1) + \frac{p_2 - p_1}{\rho} = 0$

$\frac{1}{2} \frac{v_{e2}^2 - v_{e1}^2}{g} + z_2 - z_1 + \frac{p_2 - p_1}{\rho g} = 0$

$z_1 + \frac{v_{e1}^2}{2g} + \frac{p_1}{\rho g} = z_2 + \frac{v_{e2}^2}{2g} + \frac{p_2}{\rho g}$

$z + \frac{v_e^2}{2g} + \frac{p}{\rho g} = \text{COSTANTE}$

PRIMO PRINCIPIO della TD per sistemi aperti

$\phi - W_{se} = \frac{dU}{dt} + \frac{dE_c}{dt}$

$\phi - [W_{se}^s + W_{se}^d] = \frac{dU}{dt} + \frac{dE_c}{dt}$

Ipotesi CONFINE RIGIDO $W_o = 0$

$\phi - [W_t + W_{sp}] = \frac{dU}{dt} + \frac{dE_c}{dt} + \frac{dE_p}{dt}$

$\frac{dU}{dt} = \left[\frac{dU}{dt} \right]_{vc} + \sum_{j=1}^n \pm G_j m_j$

stessa cosa per $\frac{dE_c}{dt}$, $\frac{dE_p}{dt}$

→ Sistema INCOMPRESSIBILE

$$h = u + pv$$

$$dh = du + d(pv) = du + p dV + v dp$$

$$dh = du + v dp$$

↳ = 0 incompressibile

per incompressibili era $du = c dT$

$$dh = dT \cdot c + v dp \quad \text{con solidi e liquidi posso usare cio'}$$

2° PRINCIPIO della TD per sistemi aperti

$$\frac{\dot{\Phi}}{T} + \dot{\Sigma}_{IRR} = \frac{ds}{dt}$$

volume di controllo + portate in massa

$$\left(\frac{ds}{dt} = \left[\frac{ds}{dt} \right]_{vc} + \sum_{j=1}^{nc} G_j s_j \right)$$

$$\frac{\dot{\Phi}}{T} + \dot{\Sigma}_{IRR} = \left[\frac{ds}{dt} \right]_{vc} + \sum_{j=1}^{nc} G_j s_j \quad \begin{bmatrix} \Phi(t) \\ T(t) \end{bmatrix}$$

→ In condizioni stazionarie

$$\frac{\dot{\Phi}}{T} + \dot{\Sigma}_{IRR} = \sum_{j=1}^{nc} G_j s_j$$

→ In condizioni stazionarie con 1 entrata + 1 uscita

$$[G_e = G_u = G]$$

$$\frac{\dot{\Phi}}{T} + \dot{\Sigma}_{IRR} = G \Delta s$$

$$\int \frac{dQ}{T} + \dot{\Sigma}_{IRR} = \Delta S$$

$$\int \frac{dq}{T} + \dot{\Sigma}_{IRR} = \Delta s$$

} casi particolari, altre scritte

RELAZIONI e POTENZIALI TERMODINAMICHE per sistemi omogenei semplici

$$p, V, T \Rightarrow U, S, H$$

1° principio per sistemi aperti

↑ 1° principio ↙ 2° principio

Abbiamo ora quindi 6 coordinate.
Cerchiamo di trovare relazione con le nuove o le vecchie coordinate

Richiamo su equaz. costitutive di Q e L

$$\bullet dQ = c_v dT + \Lambda_v dV \quad \Lambda_v = \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v \cdot T$$

$$\hookrightarrow dQ = c_v dT + T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v \cdot dV \quad (\pm)$$

$$\bullet dQ = c_p dT + \Lambda_p dp \quad \Lambda_p = \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p (-T)$$

$$F = U - TS$$

$$H = U + pV$$

$$F = (H - pV) - TS$$

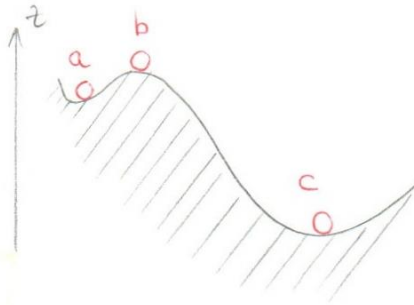
$$F = G - pV \rightarrow G = F + pV$$

Relazione Tra G e F

F e G come potenziali termodinamici

[Premessa]

- Sistemi meccanici
- E. potenziale utile per conoscere equilibri.



Posizione + stabile è quella con il potenziale + basso.
Se il potenziale è minimo → equilibrio STABILE

Questo equilibrio in TD ci viene dato da F e G (potenziali)

Sistema che scambia calore con T = cost per ambiente esterno

1° princ. $\left\{ \begin{aligned} dQ - dL_i &= dU \\ dQ - dU &= dL_i \\ dL_i &= dQ - dU \end{aligned} \right.$

2° princ. $\left\{ \begin{aligned} \frac{dQ}{T} + dS_{int} &= dS \\ \frac{dQ}{T} &\leq dS \rightarrow dQ \leq TdS \end{aligned} \right.$

$$\begin{cases} dL_i \leq TdS - dU \\ dF = dU - TdS - SdT \end{cases} \leftarrow [F = U - TS]$$

$\hookrightarrow = 0$

⇒ $dL_i \leq -dF$

Il lavoro in una Trast. ha un vincolo, limite superiore e riduzione dell'energia libera F. Nella realtà posso scambiare quindi al massimo una quantità dF. Importante è che le condizioni dell'ambiente siano costanti.

Analizziamo casi con + vincoli

Caso 1 : $\left\{ \begin{aligned} &\text{Sistema che scambia } Q \text{ a } T = \text{cost} \text{ (come prima)} \\ &\text{Sistema che non scambia } L_i \text{ (} dL_i = 0 \text{)} \end{aligned} \right.$

$$dL_i \leq -dF \rightarrow 0 \leq -dF$$

per una trasformazione finita

$$\begin{aligned} 0 &\leq -[F_B - F_A] \\ 0 &\leq F_A - F(B) \end{aligned}$$

energia libera F quindi può solo DIMINUIRE da A a B.

$F_B \leq F_A$

Si dice che il sistema nel caso 1 è in uno stato di EQUILIBRIO STABILE quando F è minima

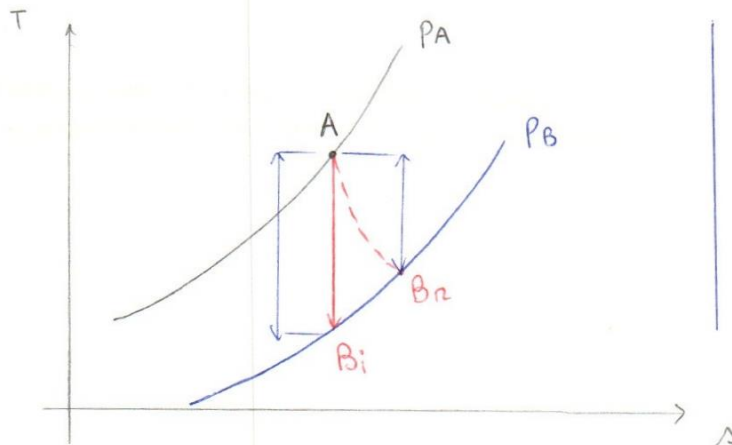
Se ho un gas a comportamento ideale

$$dh = cpdT$$

con $cp = \text{costante}$

$$\Delta h = cp \Delta T$$

$$\eta_{is} = \frac{cp(T_A - T_{Bn})}{cp(T_A - T_{Bi})} = \frac{T_A - T_{Bn}}{T_A - T_{Bi}}$$



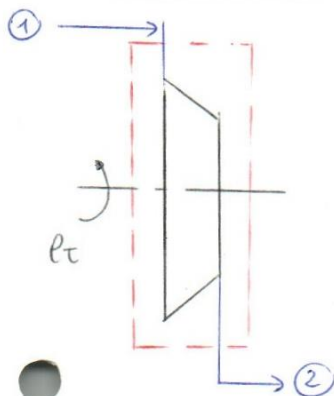
↗ Turbina ideale isoentropica

una Turbina ideale procede con $\Delta s = 0$ e quindi fa una verticale.

Trasformazione reale invece riesce a portarmi a P_B ma ha un $\Delta s > 0$.

Rapporto dei segmenti è proprio il rendimento

(2) COMPRESSORE



(Mantengo le medesime ipotesi precedenti)

~~$$l_t = \Delta h + \Delta ec + \Delta ep$$~~

$$l_t = -\Delta h = -(h_2 - h_1)$$

$$l_t = h_2 - h_1$$

Caso ideale (non ci sono attriti)

$$l_{ti} = h_1 - h_2 < 0 \text{ (Devo darlo io)}$$

$$\Delta s = 0$$

$$s_{2i} = s_1$$

Caso Reale

$$l_{tr} = h_1 - h_{2n} < 0$$

$$\Delta s \geq 0 \quad s_{2n} \neq s_1$$

Definisco anche qui Rendimento isoentropico

$$\eta_{is} = \frac{l_{t \text{ ideale}}}{l_{t \text{ reale}}} = \frac{h_1 - h_{2i}}{h_1 - h_{2n}}$$

PREMESSE GENERALI SUI CICLI DIRETTI

Cicli diretti = quelli percorsi in senso orario che danno lavoro > 0.

Leggi fondamentali dei nostri impianti :

1° principio Termodinamica $Q(c) = L(c)$

2° principio Termodinamica

Rendimento maggiore è quello che posso calcolare per cicli senza irreversibilità. Non è possibile che la macchina converta tutto il Q_{in} (no macchina monotermica)

(+USATI)



• Esempi di SORGENTI TERMICHE DISPONIBILI

(a) COMBUSTIBILI FOSSILI Tradizionali (carbone, petrolio, gas naturale)

(b) COMBUSTIBILI NUCLEARI

Sono anch'essi di origine fossile però danno calore con processo di FISSIONE controllata.

(c) SORGENTI NATURALI

Ad esempio geiti di vapore ad alta T dal sottosuolo. (limitate)

(d) SORGENTE SOLARE (di radiazione)

Prendiamo solo la quota di radiazione poiché è lontano.

• Esempi di Pozzi TERMICI DISPONIBILI (Dove scarichiamo il calore)

(a) ARIA

(b) ACQUA

(c) TERRENO

• Classificazione Tra SORGENTI INTERNE ed ESTERNE

ESTERNA = separata nettamente dal mio fluido (sistema). Non sono interconnesse al fluido operativo

INTERNA = genera il calore all'interno del fluido operativo
 ad esempio miscela gassosa che vengono usate sia come generatrici di calore e fluido operativo.

Nasce distinzione tra motori a combustione esterna e interna ad esempio

CICLI DIRETTI A GAS

• Classificazione impiantistica :

(1) MONOCOMPONENTE : tutte le trasformazioni avvengono nello stesso elemento es. cilindro-pistone. Dette anche macchine Alternative o Volumetriche.

(2) MULTICOMPONENTE : ogni Trasformazione ha un componente dedicato dette anche macchine a deflusso in quanto il mio fluido deve passare da componente all'altro.

Calcolo Rendimento

$$q_{netto} = e_{netto}$$

$$\eta_{otto} = \frac{|q_{23}| - |q_{41}|}{|q_{23}|} = 1 - \frac{|q_{41}|}{|q_{23}|} = 1 - \frac{c_v(T_4 - T_1)}{c_v(T_3 - T_2)} = 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2}$$

↳ quello che devo spendere

(Nell'isocora posso calcolare calore come $c_v \Delta T$)

$$= 1 - \frac{T_1 \left(\frac{T_4}{T_1} - 1 \right)}{T_2 \left(\frac{T_3}{T_2} - 1 \right)}$$

sappiamo per politropiche con trasformazioni uguali

$$s_2 = s_2 \rightarrow \frac{T_3}{T_2} = \frac{T_4}{T_1} \leftarrow T_1 \cdot T_3 = T_2 \cdot T_4$$

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

Non come ciclo di Carnot perché T_2 non è T_{max} del ciclo ma è una T_{media} . Molto simile

↳ ciò che caratterizza il ciclo è inizio e fine della compressione!

Si introducono dei valori caratteristici

BISOGNA GUARDARE LA COMPRESSIONE

→ Rapporto volumetrico di compressione

$$\tau_v = \frac{v_1}{v_2}$$

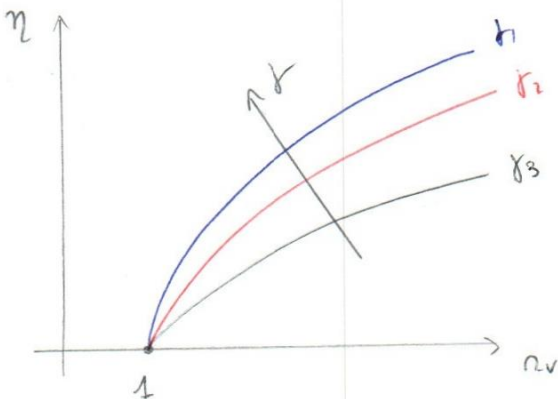
$$\left\{ \begin{array}{l} \text{adiabatica } p v^\gamma = \text{cost} \\ p v = R \cdot T \rightarrow p = \frac{R \cdot T}{v} \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{l} \left(\frac{R \cdot T}{v} \right) v^\gamma = \text{cost} \\ T v^{\gamma-1} = \text{cost} \end{array} \right.$$

$$T_1 v_1^{\gamma-1} = T_2 v_2^{\gamma-1}$$

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

$$\eta = 1 - \frac{1}{(\tau_v)^{\gamma-1}}$$

Variazione di η rispetto a τ_v

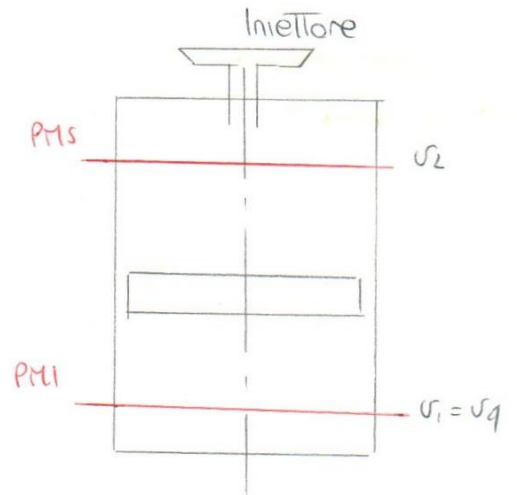
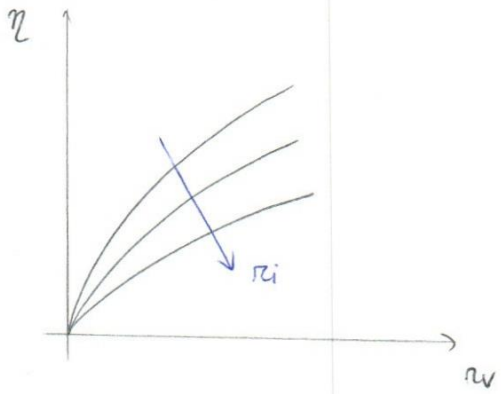


Quando scelgo un gas quindi cerco di portare al massimo i rapporti volumetrici (τ_v) per avere un rendimento alto.

τ_v CRESCE
→ η CRESCE

$\frac{1}{(\tau_v)^{\gamma-1}}$ diventa quantità sempre + piccola da sottrarre a 1

$$\Rightarrow \eta_{\text{diesel}} = 1 - \frac{1}{\gamma} \cdot \frac{1}{r_v^{\gamma-1}} \cdot \frac{r_i^{\gamma}-1}{r_i-1} = f(r_v, r_i)$$



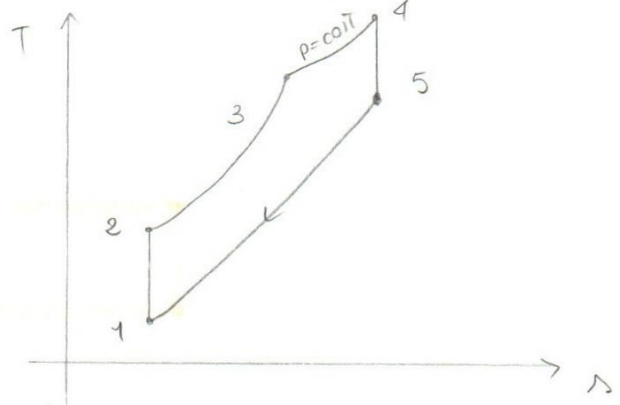
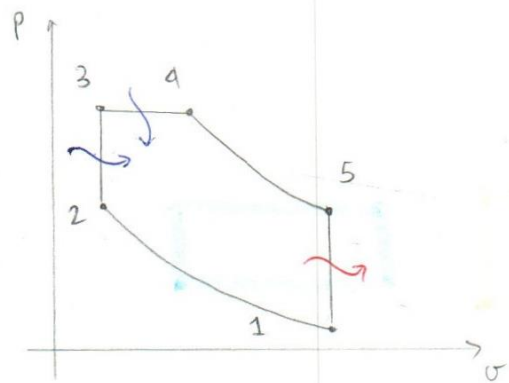
compressione 1-2 solo del comburente → ARIA
 Arrivato a temperatura inietto il combustibile (inietto)
 → ~~impianti ad accensione per combustione~~
 a combustione graduata

A parità di rapporto di compressione (r_v) il ciclo Otto ha un rendimento sempre maggiore del ciclo Diesel.

Però con motore Diesel $r_v = 14 \div 22$ e quindi con il giusto rapporto di introduzione posso ottenere rendimenti maggiori.

Ciclo misto (ciclo SABATHE') ideale

5 paltropiche. la differenza è nuovamente l'immissione del combustibile.



12 = adiabatica reversibile (come sempre)
 45 = "

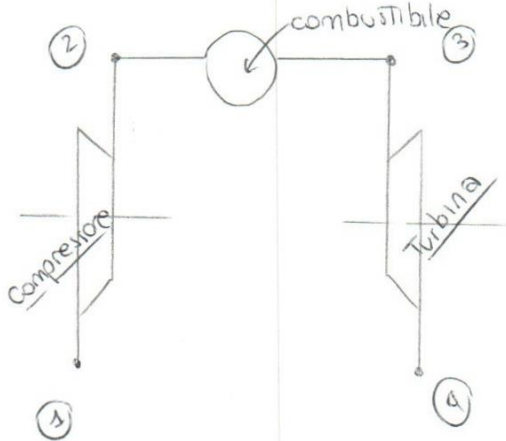
$$\eta = \frac{|q_{24}| - |q_{51}|}{|q_{24}|} = 1 - \frac{|q_{51}|}{|q_{24}|} = 1 - \frac{|q_{51}|}{|q_{23}| + |q_{34}|}$$

$$= 1 - \frac{c_v (T_5 - T_1)}{c_v (T_3 - T_2) + c_p (T_4 - T_3)}$$

$$\eta = \frac{(T_5 - T_1)}{(T_3 - T_2) + \gamma (T_4 - T_3)}$$

↳ Divido c_v ↗

→ sistemi che usano comunque aria come comburente



→ Ciclo Aperto

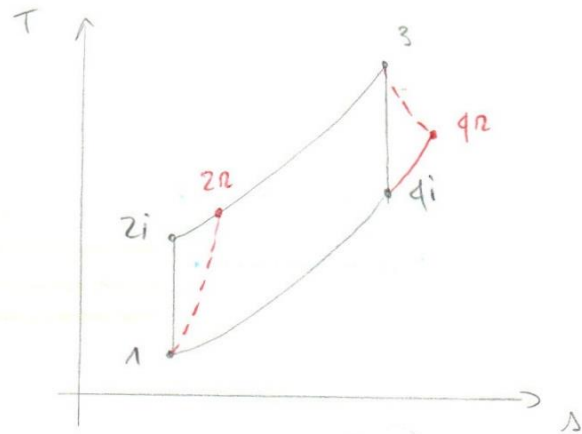
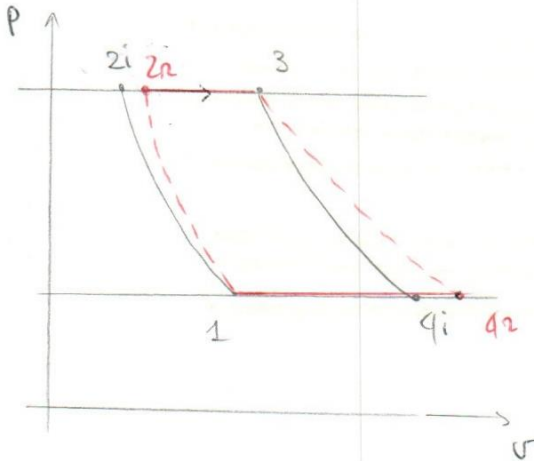
Impianti TURBO-GAS

Utilizzati per propulsione aerea (grandi propulsioni / potenze con piccole masse). Entrano in servizio in poco tempo raggiungendo in poco velocemente.

REALE

Consideriamo cause di irreversibilità →

ATTREI NELLA TURBINA E NEL COMPRESSORE



— ideale
- - reale

$$\frac{dq}{T} + ds = ds > 0$$

(4n) → sono arrivato alla pressione che mi serve ma a una T+alta

$$\eta = \frac{|q_{2r3}| - |q_{4r1}|}{|q_{2r3}|} = 1 - \frac{|q_{4r1}|}{|q_{2r3}|} = 1 - \frac{cp(T_{4r} - T_1)}{cp(T_3 - T_{2r})}$$

Voglio legare rendimento a rendimenti isoentropici

Riservo attraverso il lavoro

Rendimenti isoentropici di turbina e comp.

$$\eta = \frac{|e_{34r}| - |e_{2r1}|}{|q_{2r3}|} = \frac{\eta_{is} |e_{34i}| - \frac{|e_{2i1}|}{\eta_{is}}}{|q_{2r3}|}$$

lavoro che dà la turbina (Dato) del compressore (Richiesto)

$$= \frac{\eta_{is} cp(T_3 - T_{4i}) - \frac{cp(T_{2i} - T_1)}{\eta_{is}}}{cp(T_3 - T_{2r})}$$

Esprimiamo rendimento

$$\eta = \frac{q_{netto}}{|q_{H3}|} = \frac{q_{netto}}{q_{H3}} = \frac{|q_{H3}| - |q_{k1}|}{|q_{H3}|} = 1 - \frac{|q_{k1}|}{|q_{H3}|}$$

$$= 1 - \frac{c_p (T_k - T_l)}{c_p (T_3 - T_H)}$$

Efficacia di un Rigeneratore

$$ER = \frac{\Delta h \text{ effettivo}}{\Delta h \text{ max}}$$

il massimo che si potrebbe avere
→ il salto $T_4 \rightarrow T_2$

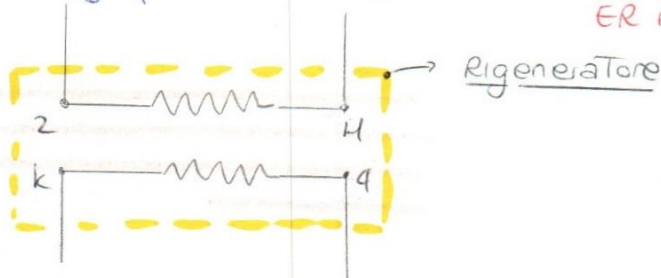
$$ER = \frac{c_p (T_H - T_2)}{c_p (T_4 - T_2)}$$

più è grande il T_H a cui vengo portato e > è ER

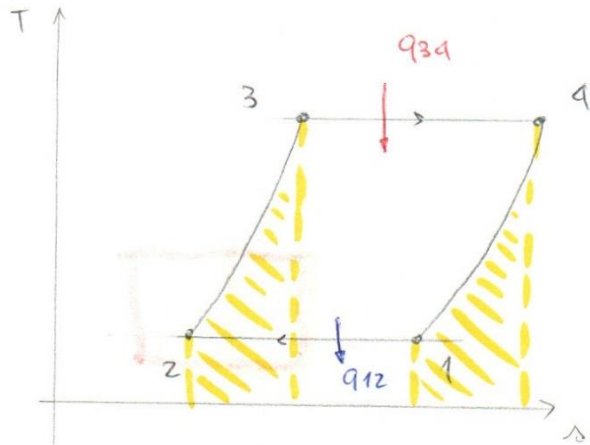
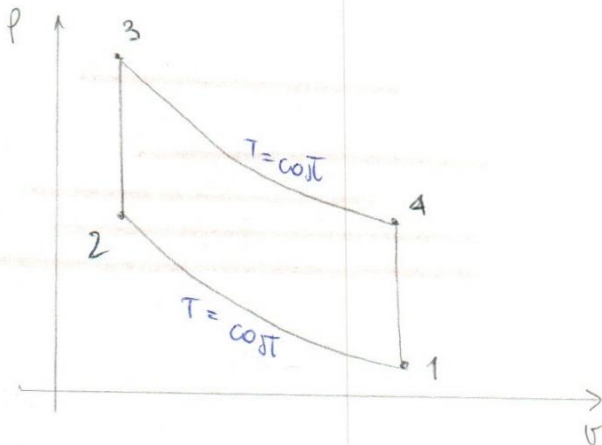
Un grande rigeneratore mi fa arrivare quasi a T_4 . (impossibile arrivarci nella realtà).

→ valore max ER = 1 (100% recuperato)

→ ER ideale = 1 (100%)
ER reale = 75-85%



CICLO STIRLING



- 12 isoterma = 34
- 23 isocora = 41

→ TUTTE le trasformazioni scambiano CALORE!

23 e 41 hanno stessa variazione ΔT → le aree sottese sono uguali
→ posso usare Rigenerazione

Se riesco a utilizzare macchina dove quei due calori sono scambiati TUTTI internamente mi rimangono solo altri 2 calori che devo dare e ricevere

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

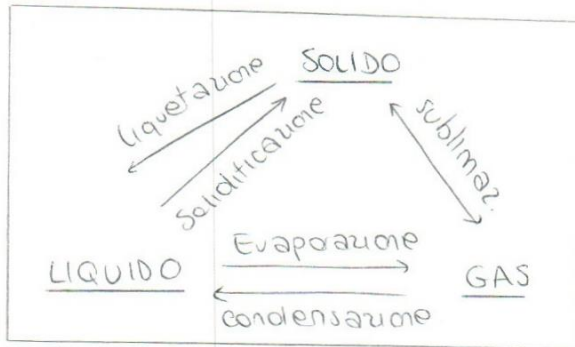
Premessa sui sistemi MULTIFASE

Fase di un sistema

Stato di aggregazione

- (1) composizione omogenea
- (2) superficie di contorno ben definita
- (3) in solo stato di aggregazione

} caratteristiche dell fase



Regola delle fasi o Regola di Gibbs

$$V = C - F + 2$$

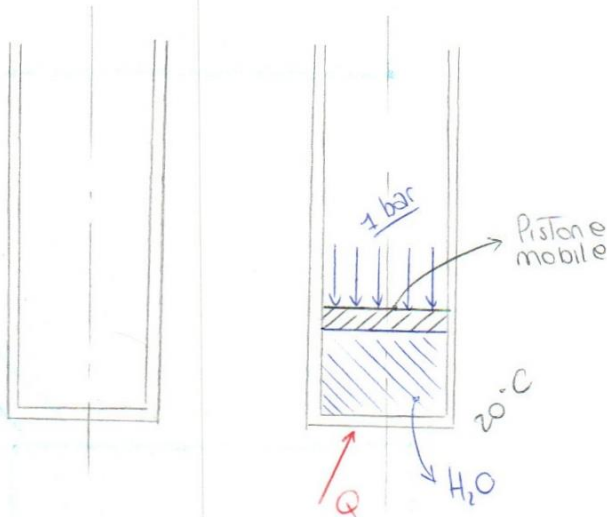
- V = varianza = n. di variabili intensive indipendenti
- C = n. di componenti chimici distinti nel sistema
- F = n. di fasi

TRANSIZIONE di STATO LIQUIDO-VAPORE

Quando ho cambiamento di stato ho V=1, ho solo 1 variabile indipendente. Ricaveremo valori dall'acqua (valori applicabili con altri fluidi in range diversi)

Transizione di stato per l'acqua a P costante

- sistema cilindro-pistone -

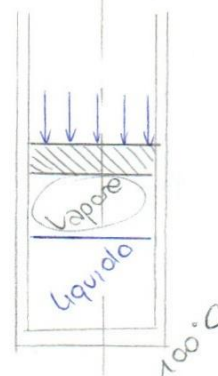
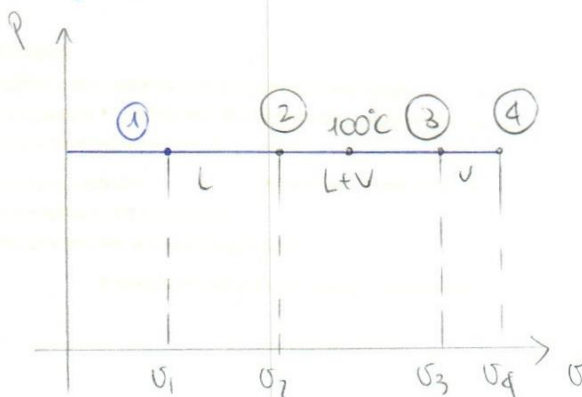


Scaldo con P costante
La Temp. cresce e il pistone tende ad alzarsi per una espansione del volume di H₂O

T. iniziale = 20°C

→ 100°C finale

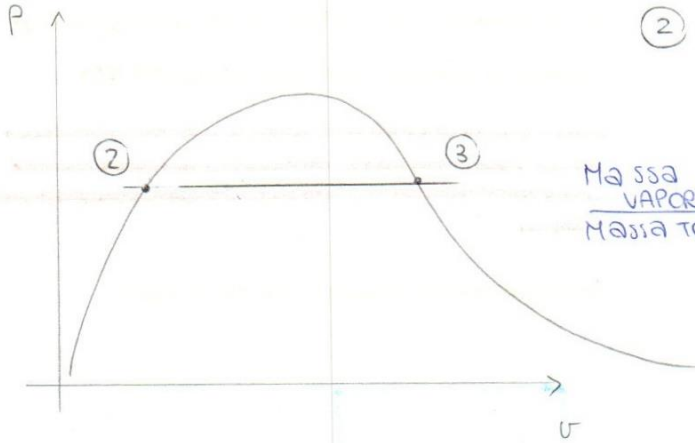
dove osservo camb. di fase re continuo a fornire Q (non vedo più cambiamento di temperatura). Il pistone però continua ad alzarsi per una espansione. Inizio a passare a fase gassosa



comincerà poi a crescere di nuovo T quando tutta la fase liquida è passata a gassosa. Torno a varianza di una singola fase.
③ Tutta la sostanza è gassosa.

Scelta una pressione p_i e nota la temperatura di saturazione (Temp. dove avviene il cambiamento di fase)

es. 1 bar $\rightarrow T = 100^\circ\text{C}$



② liquido saturo ③ vapore secco saturo

Qual è la percentuale di liquido e vapore?

Definisco il titolo del vapore

Massa del VAPORE / Massa TOTALE

$$x = \frac{M_v}{M_{tot}} = \frac{M_v}{M_v + M_L} \quad (M = \text{massa})$$

può variare tra:

$$\begin{cases} = 0 & \text{No presente vapore} \\ = 1 & \text{Tutto vapore} \end{cases}$$

Tutti i punti ② + quelli a sinistra = 0
Tutti " " ③ + quelli a destra = 1
punti intermedi tra le curve $0 < x < 1$

$$V_{TOT} = V_L + V_v \quad \left[\sigma = \frac{V}{M} \right]$$

$$M_{TOT} \cdot V_{TOT} = M_L \cdot \sigma_L + M_v \cdot \sigma_v$$

$$\sigma_{TOT} = \frac{M_L \sigma_L}{M_{TOT}} + \frac{M_v \sigma_v}{M_{TOT}} \rightarrow$$

"media pesata"

$$\sigma_{TOT} = (1-x) \sigma_L + x \sigma_v$$

$1-x$
(complemento a 1 del vapore)

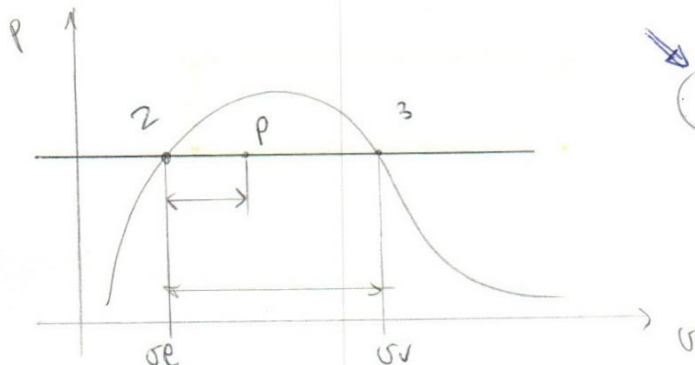
Ogni volta che sono definite le curve limite:

$$\begin{cases} H = M_{TOT} \cdot h \rightarrow h = (1-x) h_L + x h_v \\ U = M_{TOT} \cdot u \rightarrow u = (1-x) u_L + x u_v \\ S = M_{TOT} \cdot s \rightarrow s = (1-x) s_L + x s_v \end{cases}$$

$$\sigma_{TOT} = 1 \cdot \sigma_L - x \sigma_L + x \sigma_v \rightarrow \sigma_{TOT} - \sigma_L = x (\sigma_v - \sigma_L)$$

Il titolo individua le condizioni del sistema durante il cambiamento.

$$x = \frac{\sigma_{TOT} - \sigma_L}{\sigma_v - \sigma_L} \quad \left[\frac{\sigma_v}{\sigma_v - \sigma_L} \right]$$



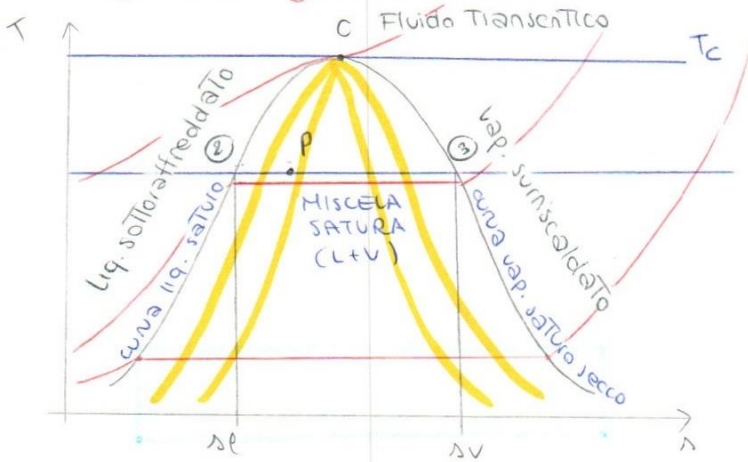
$$x_p = \frac{v_p - v_L}{v_v - v_L} = \frac{p_2}{p_3}$$

$p = 1 \text{ bar} \rightarrow \begin{cases} v_e = 0,001 \text{ m}^3/\text{kg} \\ v_v = 1,7 \text{ m}^3/\text{kg} \end{cases}$

quantitativamente sarebbe molto complicato realizzare le curve limite in scala per la grande differenza dei volumi specifici.

(41)

Diagramma di Gibbs (T-s) nei cambiamenti di stato



Facile valutare le isoterme che ora sono orizzontali
 (-) le isobare sono isoterme dentro le curve limite mentre hanno concavità verso l'alto fuori.

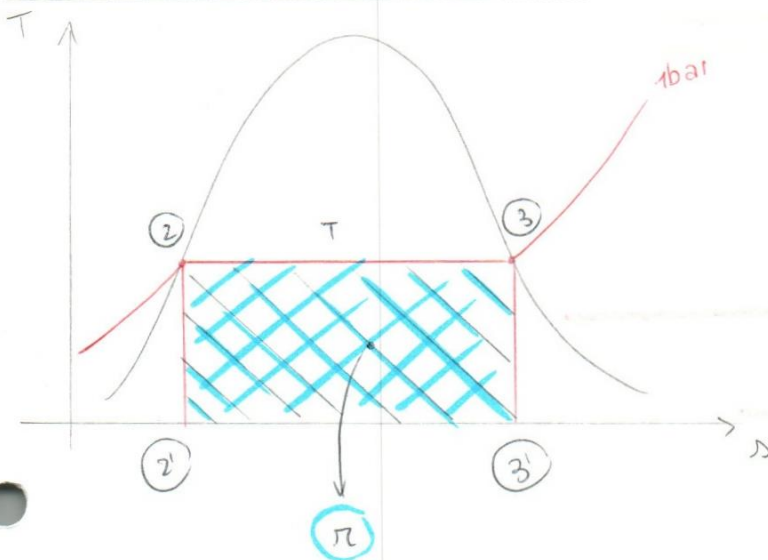
Posso ricavare sempre x_p

$$x_p = \frac{p_2}{p_3}$$

$$s_p = (1 - x_p) s_e + x_p \cdot s_v$$

$$x_p = \frac{s_p - s_e}{s_v - s_e} = \frac{s_p - s_2}{s_3 - s_2}$$

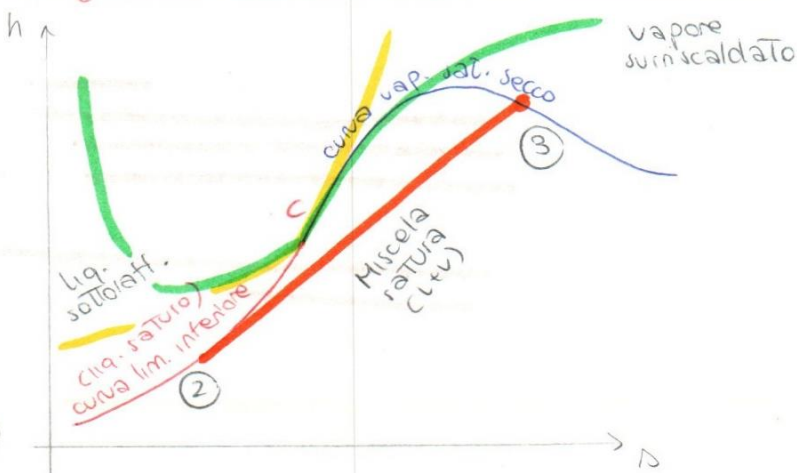
Posso definire anche qui le curve isotropo (posso ricavare il titolo attraverso i valori di s)



Area sottesa = 2332' = calore latente della trasformazione a 1 bar.

$$A = \int T ds = T \cdot \Delta s = r$$

Diagramma di Mollier per il vapore (o h-s)

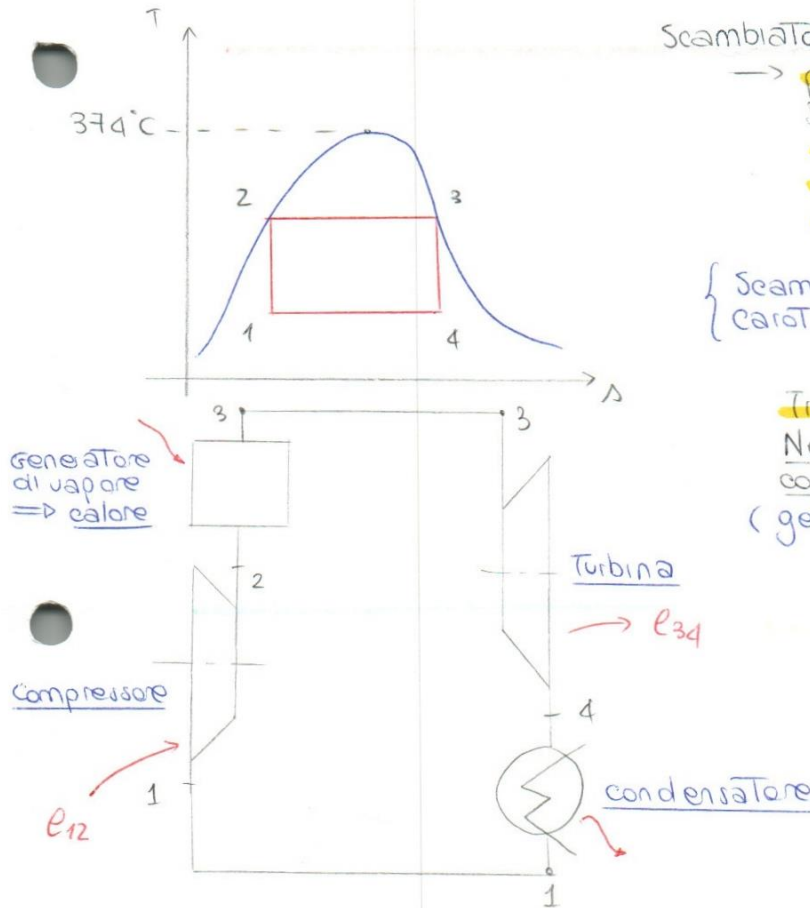


— isobara critica
 — isoterma critica

Un'isobara isotema ha un andamento lineare —

consideriamo come ciclo di partenza quello di CARNOT.

Ciclo di CARNOT a VAPORE

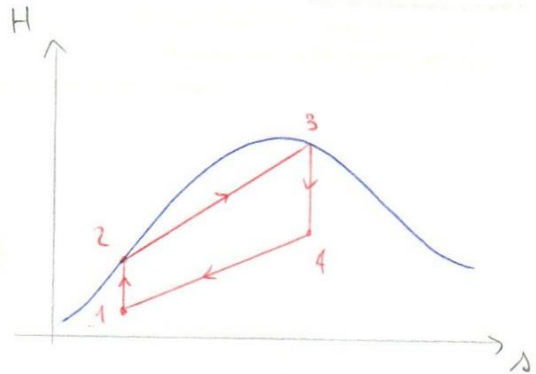


Scambiatori di calore lavorano a $p = \text{costante}$.

→ per carnot avvengono su isoterme
 Dobbiamo mantenere entrambe
costanti: ciò corrisponde al
passaggio di fase dentro le curve
limite dove è sia isobara che isoterma.

{ Scambiatori di calore $p = \text{cost}$
 Carot scambia con $T = \text{cost}$ ⇒ PARTE INTERNA ALLE CURVE LIMITE

Tra 1 e 2 ho compressione (isoentropica)
adiabatica.
 Nel generatore do vapore, fornisco
 così calore portandomi allo stato 3.
 (generatore ⇒ calore fino a ③)



problematiche: compressione 12, sto comprimendo fluido BIFASE. Con presenza di
 due fasi non molto più effetto di irreversibilità e fenomeni di turbolenza.
 controllare precisamente del punto ④ a livello tecnologico.
 34 ho problemi con bifase nell'espansione. Da parte vapore
viene anche forma liquida, piccole gocce che sbattono sulle
pareti della turbina dando corrosione. Se il titolo 88-90% ④
 la quantità di liquido è tale che può rovinare la turbina.
 Inoltre più aumenta il titolo, più mi discosto dall'ideale e più
crescono gli effetti delle irreversibilità.

→ Riassumendo:

PROBLEMATICHE →

composizione BIFASE
 titolo di fine espansione ④
 limiti dovuti alla T critica del fluido che uso
 limite condensazione parziale fino a punto ④

la T critica non mi consente di utilizzare al max
fluidi che utilizzo.

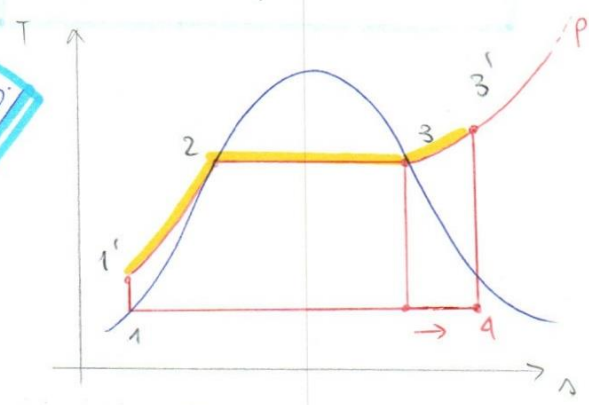
→ I cicli usati sono fatti a partire da
 quello di Carnot con delle modifiche

Tale ciclo ha dei limiti di utilizzo come ad esempio fasi che devono procedere lentamente per non eccedere con il titolo - di utilizza in pochi casi e con fluidi organici che non hanno grandi sbalzi di temperatura.

II ciclo di Rankine a vapore surriscaldato (o ciclo HIRN)

Risposta all'evitare titoli troppo bassi e che abbiamo un limite nella Temp. critica

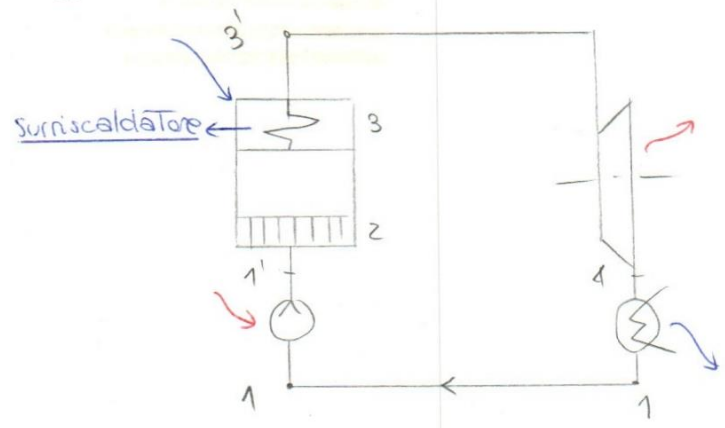
CASO A
1 SURRISCALD.



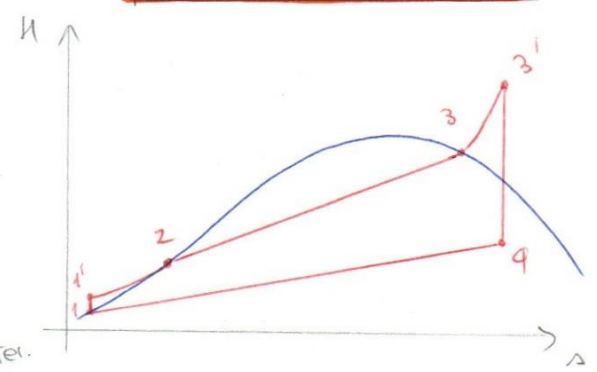
Continuo la curva a dx perche' voglio avere un titolo più alto. Di conseguenza avro' surriscaldamento che mi fa anche superare la T critica. Avro' inoltre anche rendimento maggiore. Aggiungendo 33' la mia T media si deve alzare e così facendo migliora $\eta = 1 - \frac{T_{min}}{T_{med}}$

Alzo T media
Alzo η

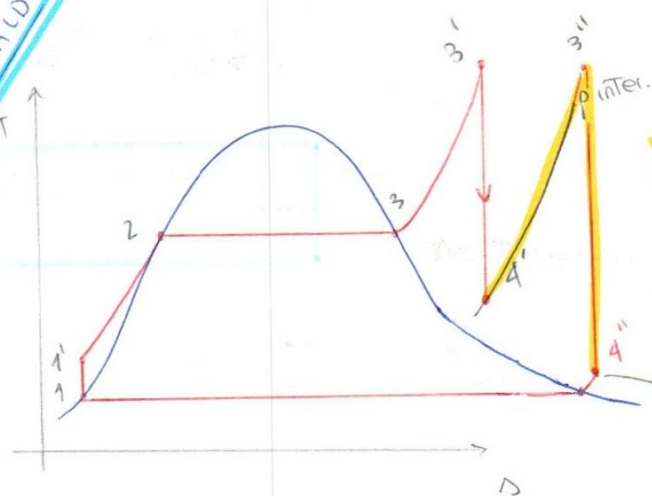
$$\eta = \frac{e_{3'4} - |e_{11'}|}{q_{1'3'}}$$



Nel punto 3' raggiungiamo T+ alto nettamente di quella critica.
→ impianto utilizzato con notevoli miglioramenti sul piano del rendimento



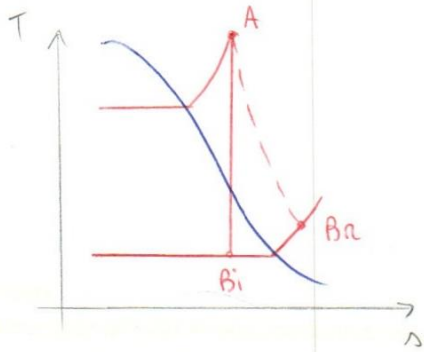
CASO B
2 o PIU' SURRISCALD.



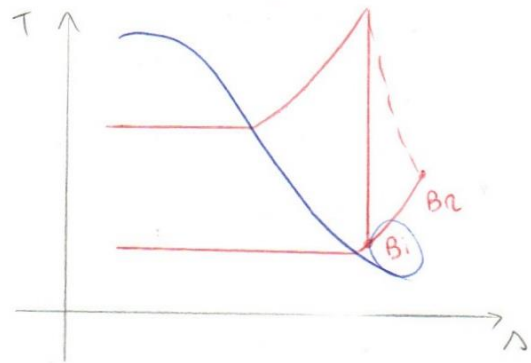
In 4' torno in uno scambiatore di calore a una p intermedia e torno nuovamente calore e scendo dopo al punto 4'' dopo il passaggio da 3'' (secondo riscaldamento)

(Tutto stessa fase)

2 Caso reale con surriscaldamento



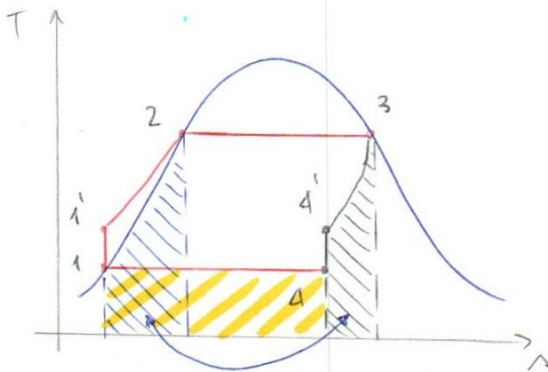
3 Caso reale con grande surriscald. (77)



Anche il punto ideale potrebbe cadere al di fuori delle curve limite

Cicli a VAPORE RIGENERATIVI

Rigenerazione IPOTETICA CONTINUA

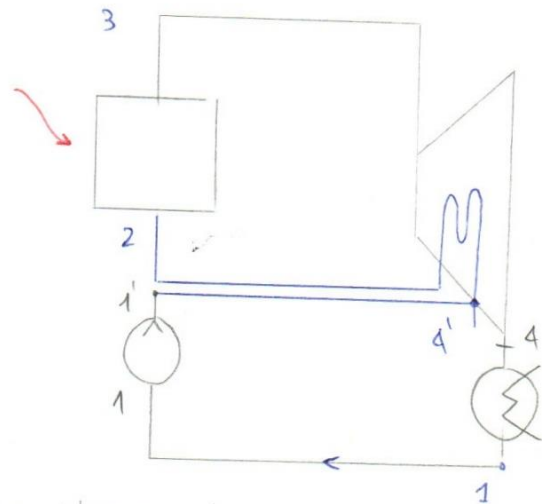


(Aree sottese sono uguali)

$$\eta = \frac{|q_{23}| - |q_{41}|}{|q_{23}|} = 1 - \frac{|q_{41}|}{|q_{23}|}$$

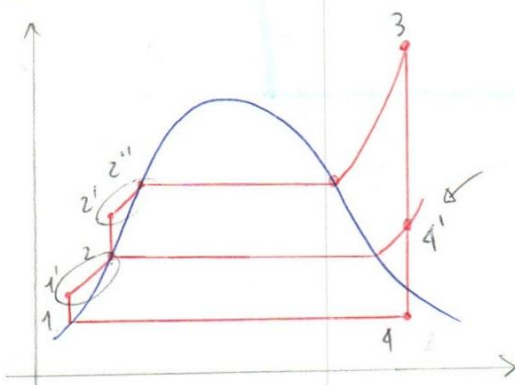
$$= 1 - \frac{T_1 (s_4 - s_1)}{T_2 (s_3 - s_2)} = \boxed{1 - \frac{T_1}{T_2}}$$

Se faccio Transf. Traslatata alla 1/2 (la 3/4) avrò scambiato calore cedendolo all'esterno mentre la 1/2 acquistava calore. → voglio avere scambio rigenerativo.



Sarebbe quindi Rendimento max

Rigenerazione FRAZIONATA



Nel punto 2 nel generatore il vapore comprimo e poi riscaldo di nuovo. Poi faccio evaporare e arrivo in 3. Dopo surriscaldamento nuovamente e vado in turbina ed espando fino a p. intern. Dal punto 4' una parte la prendo per effettuare un riscaldamento mentre la seconda parte continua espansione in un'altra turbina fino allo stato 4 dove avviene condensazione per tornare in 1

3 Con frazione spillata

$$f = \frac{G_{SPI}}{G_{eva}}$$

$$\frac{G_{eva}}{G_{eva}} = \frac{G_{CON}}{G_{eva}} + \frac{G_{SPI}}{G_{eva}}$$

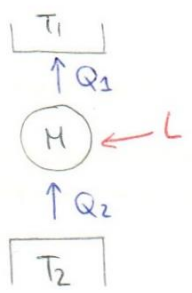
$$1 = \frac{G_{CON}}{G_{eva}} + f$$

$$\frac{G_{CON}}{G_{eva}} = 1 - f$$

Sostituisco questa nella prima formula con le potenze e ottengo nuova formulazione.

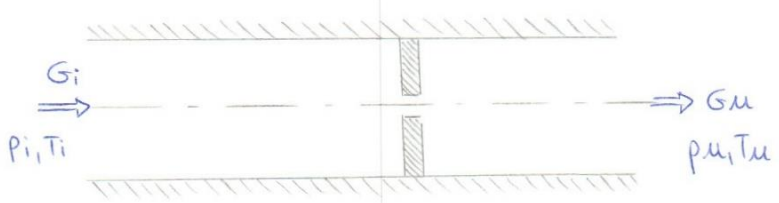
Cicli INVERSI a VAPORE

Hanno lo scopo di Trasferire calore e non di produrre lavoro. Per studiare queste macchine è necessario capire come funziona l'effetto Joule-Thompson.



Coefficiente di Joule-Thompson

Si verifica quando gli attriti sono MOLTO FORTI. Consideriamo quindi un condotto in cui inseriamo un forte restringimento.



Per via della viscosità dei fluidi si sviluppano degli attriti e in particolare si verifica una "caduta delle pressioni". Per la temperatura invece non possiamo dire nulla.

- Condizioni:
- (1) Condizioni STAZIONARIE
 - (2) Contorno rigido $\rightarrow \dot{e}_T = 0$
 - (3) Sistema TERMICAMENTE ISOLATO $q = 0$
 - (4) Consideriamo sistema ad asse orizzontale per togliere effetti dell' E_p .
 - (5) Condizioni uguali di entrata e uscita $\rightarrow \Delta e_c = 0$

(1) $G_i = G_u \rightarrow$ Non varia la massa (uguaglianza delle portate)

(2) $\dot{e}_c + \dot{e}_a + \dot{e}_{ec} + \dot{e}_{ep} + \int V dp = 0$ $\dot{e}_a = - \int V dp = v(p_i - p_u)$
 $\dot{e}_c = 0$ (no lavoro tecnico) (Ip)

dunque $\dot{e}_a = v(p_i - p_u)$ e siccome il lavoro compiuto dagli attriti è sempre positivo $\rightarrow p_i > p_u$

(3) $\dot{q} - \dot{e}_c = \dot{e}_h + \dot{e}_{ec} + \dot{e}_{ep}$ (Ip)
 $\dot{e}_h = 0 \rightarrow h_i = h_u$

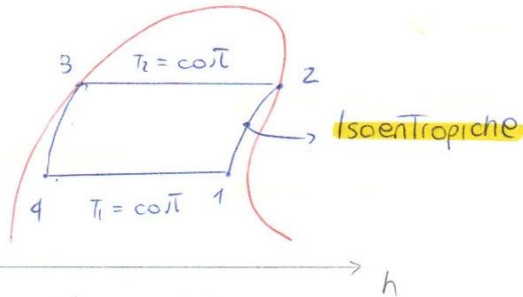
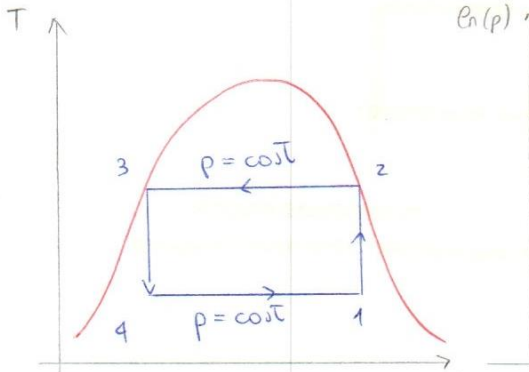
(Ip) (4) $\frac{dq}{T} + ds_{irr} = ds \rightarrow \Delta s = s_{irr} \rightarrow s_u - s_i = s_{irr} > 0$
 $\rightarrow s_u > s_i$

$$\Rightarrow \begin{cases} p_u < p_i \\ h_u = h_i \\ s_u > s_i \end{cases}$$

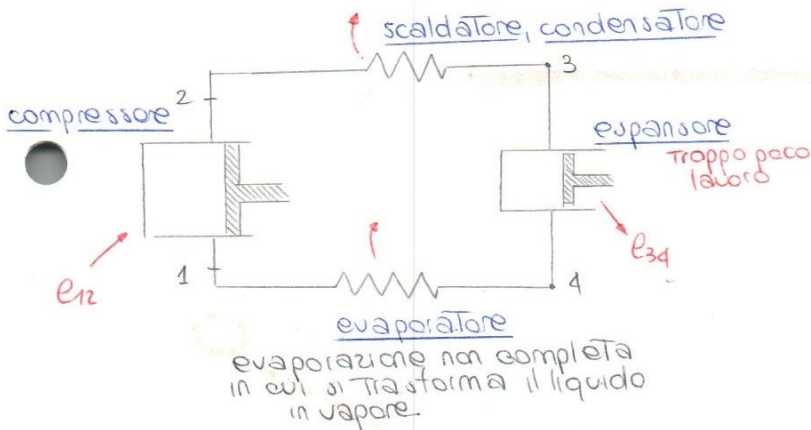
CICLI INVERSI A VAPORE

(1) Ciclo di Carnot inverso a vapore

{ 2 adiabatiche (compressione, espansione)
+ 2 isoterme



Un impianto in grado di realizzare il ciclo è il seguente:

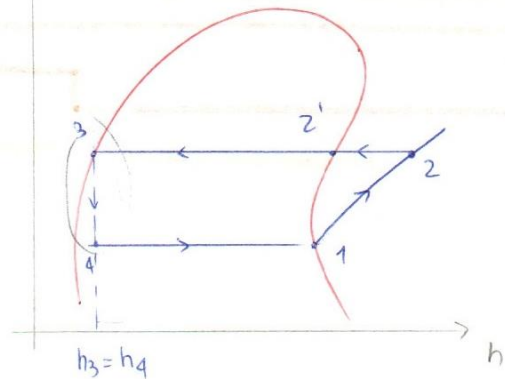
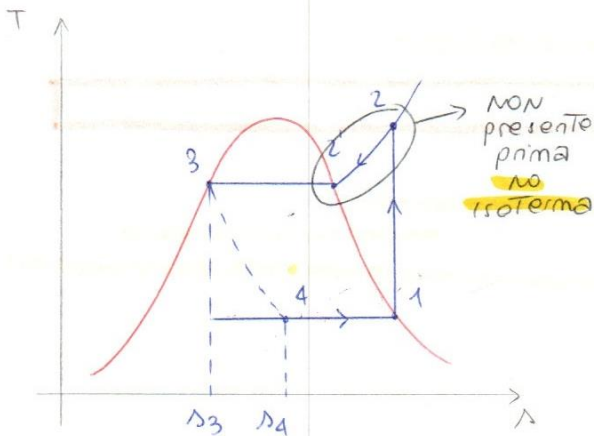


I limiti sono dati dal fatto che facciamo fatica a comprimere sistemi bitassici oltre a limiti tecnologici. Un altro problema sta nell'espansore poiché se vediamo il volume specifico abbiamo che un gas ha un volume circa 1000 volte più piccolo di un liquido pertanto l'espansore sarà molto piccolo e di conseguenza fornirà pochissimo lavoro pertanto

non è molto conveniente. Tutto ciò al contrario del ciclo diretto che richiede poco lavoro.

(2) ciclo inverso a semplice compressione di vapore

Modifica del ciclo precedente per rimediare a limiti e difetti

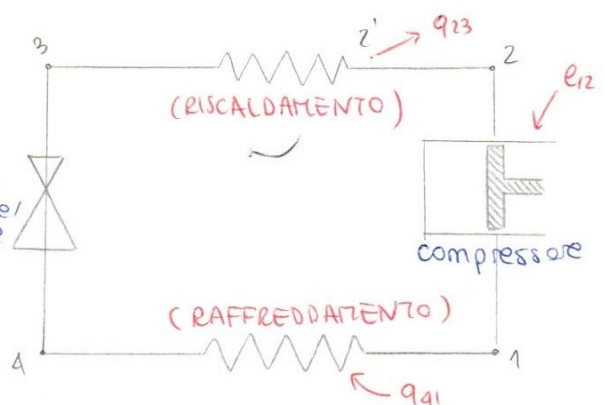


continuamo la compressione. Questo comporta un pezzo di trasformazione che non è più isoterma come chiedeva Carnot. Si introduce quindi una valvola che riduca la pressione causando una caduta della stessa.

Rimozione dell'espansore sostituito da una valvola

→ cambio dell'espansore

valvola di lamina/ throttling



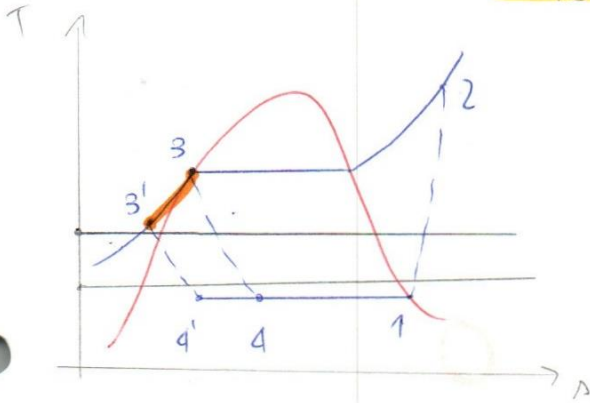
$$\eta_{15} = \frac{|e_{id}|}{|e_{re}|} = \frac{h_{2i} - h_1}{h_{2r} - h_1}$$

Non possiamo dire che c'è anche salto di T per definire rendimento
 → NO GAS IDEALE

Rispetto al ciclo si vede aumentare il rendimento apportando modifiche

Modifiche al ciclo a semplice compressione di vapore:

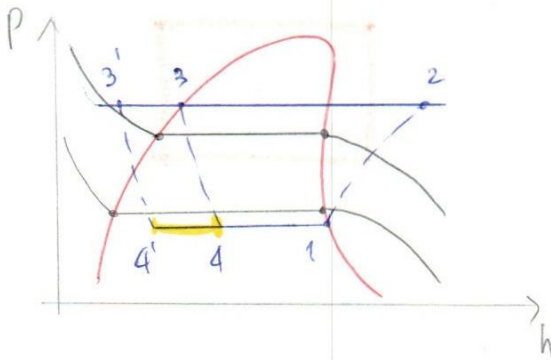
1) SOTTORAFFREDDAMENTO: quando sono nel condensatore se continuiamo a levare calore oltre soluzione satura si abbassa di temperatura (sottoraffreddato). Proseguo sull'isobara giungendo a 3'.
 Facendo sottoraffreddamento e ricordando l'efficienza:



$$\epsilon_F = \frac{19_{q11}}{e_{12}}$$

$$\epsilon'_F = \frac{19_{q'11}}{e_{12}} = \frac{h_1 - h_{4'}}{h_2 - h_1}$$

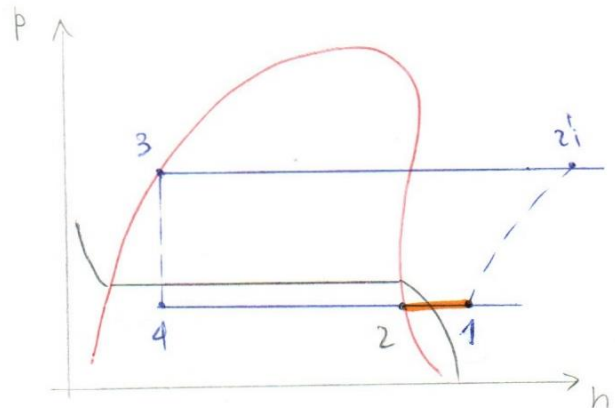
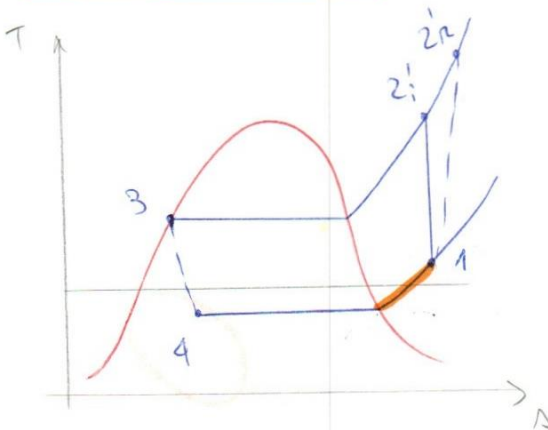
ho di conseguenza un perso guadagnato (quello tra 4 e 4')



Posso eseguire sottoraffreddamento solo fino al limite (+ alto della T_{amb}) in modo che le condizioni di condensa- zione si verifichino lo stesso → ho bisogno di avere una zona in cui cedere calore all'ambiente.

→ Se finiamo a T < T_{ambiente} non possiamo più compiere raffreddamento !!

2) SURRISCALDAMENTO:



Surrisaldamento fatto anche oltre l'utile. Per necessità tecnologiche nel compressore non deve essere liquido! In tal caso quindi surriscaldo in modo da proteggere il compressore (il meno economico) senza creare parte liquida. Quindi surriscaldamento non ha grandi miglioramenti sul rendimento ma protegge l'impianto da eventuali rotture del compressore.

→ < efficienza > affidabilità

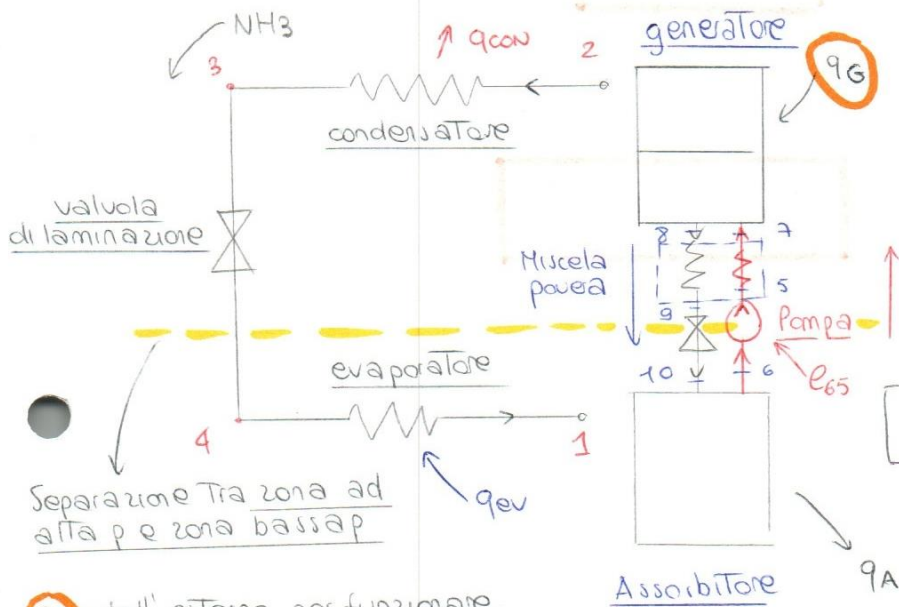
Tale processo di surriscaldamento richiede un lavoro → minore rendimento

→ Ora ci sono fluidi sintetici che tendono a limitare i danni
 → numero elevato di fluidi che si possono trovare
 Probabilmente il fluido migliore era l'ammoniaca (usato industrialmente)

MACCHINE INVERSE ad ASSORBIMENTO

Osservazione su macchine inverse viste finora

3 componenti non variano → **cambia il compressore** → ho bisogno di macchina che mi faccia passare a Temperature + alte



che mi faccia passare a Temperature + alte.
 Scaldo NH3 nell'acqua (miscela liquida) impoverendo di conseguenza la miscela. La miscela passa all'assorbitore che poi recupera NH3 che arriva dal ciclo (vapore) e si unisce alla H2O per formare la miscela ricca.

[Assorbitore prende H2O povera di NH3]

9G dall'esterno per funzionare. Tale impianto quindi richiede calore per eseguire un RAFFREDDAMENTO. A livello di efficienza la spesa è il piccolo lavoro sulla pompa e il calore q_G .

$$\epsilon_F = \frac{|q_{a1}|}{|q_G| + |e_p|} \rightarrow e_{65}$$

$$\epsilon_{pc} = \frac{|q_{23}|}{|q_{a1}| + |e_p|}$$

E degli impianti ad assorbimento molto basse (+ basse dei precedenti). Importante però che può utilizzare calore che sarebbe sprecato per raffreddare.

LEGGI per le MISCELE IDEALI di GAS IDEALI

Modello di gas ideale

- Volume delle molecole trascurabile
- Forze reciproche tra le molecole trascurabili

Ipotesi per analizzare una miscela di gas

- ogni gas deve essere ideale
- gas non reagiscono tra loro.

Definizioni sulla COMPOSIZIONE della Miscela

[N = n° dei gas]

$$n_{misc} = \sum_{i=1}^N n_i$$

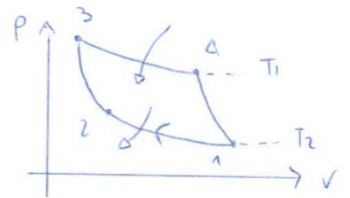
$$M_{misc} = \sum_{i=1}^N M_i$$

Frazione molare = di un gas nella miscela

$$y_i = \frac{n_i}{n_{misc}}$$

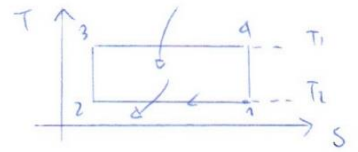
CICLO di CARNOT

- 2 isoterme $\Rightarrow \eta = 1 - \frac{T_2}{T_1}$
- 2 adiabatiche $\frac{|Q_2|}{|Q_1|} = \frac{T_2}{T_1}$



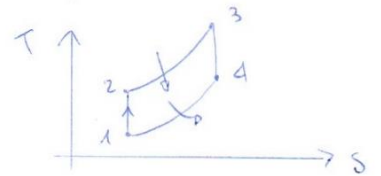
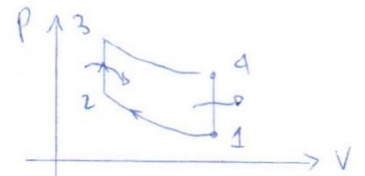
CICLO di CARNOT INVERSO

$$\epsilon_p = \frac{T_2}{T_1 - T_2} \quad \epsilon = \frac{T_1}{T_1 - T_2}$$



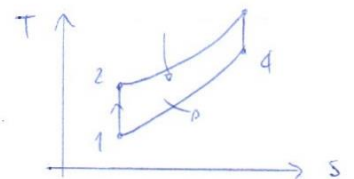
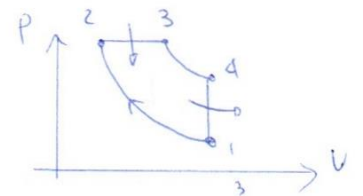
CICLO OTTO ideale (Benzina)

- 2 adiabatiche $\Rightarrow \eta = 1 - \frac{T}{T} = 1 - \frac{1}{(\pi_v)^{\gamma-1}}$
 - 2 isocore $T_2, T_1 = \text{compressione}$
- $$\pi_v = \frac{v_1}{v_2} \sim 6 \div 10$$



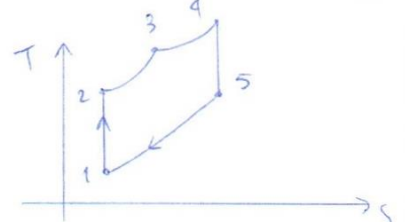
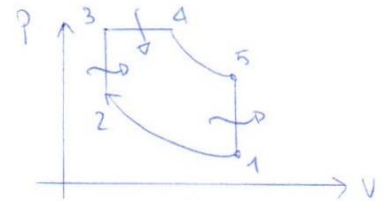
CICLO DIESEL (Diesel)

- 2 adiabatiche $\Rightarrow \eta = 1 - \frac{1}{\delta} \frac{T_1}{T_2} \left(\frac{T_4}{T_1} - 1 \right)$
- 1 isocora $\pi_i = \frac{v_3}{v_2} \quad \pi_v \sim 14 \div 22$
- 1 isobara $\eta = 1 - \frac{1}{\delta} \cdot \frac{1}{\pi_v^{\delta-1}} \cdot \frac{\pi_i^{\delta} - 1}{\pi_i - 1}$



CICLO MISTO (JABATHE')

- 2 adiabatiche $\Rightarrow \eta = \frac{(T_5 - T_1)}{(T_3 - T_2) + \delta(T_4 - T_3)}$
- 2 isocore
- 1 isobara



CICLO JOUË ideale

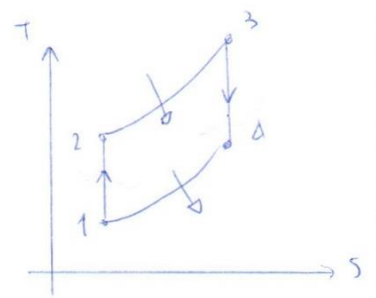
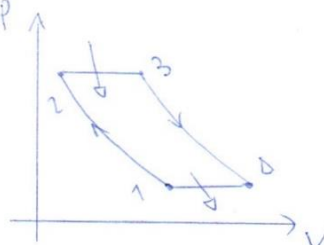
- 2 adiabatiche
- 2 isobare

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

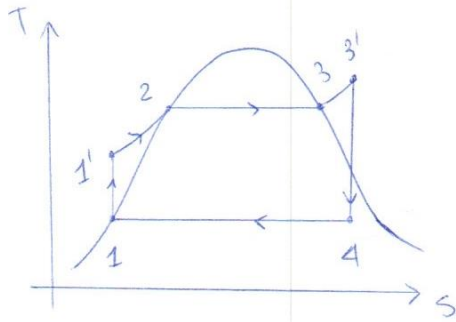
come ciclo otto

$$\pi_p = \frac{p_2}{p_1}$$

$$\Rightarrow \eta = 1 - \frac{1}{\pi_p^{\frac{\gamma-1}{\delta}}}$$



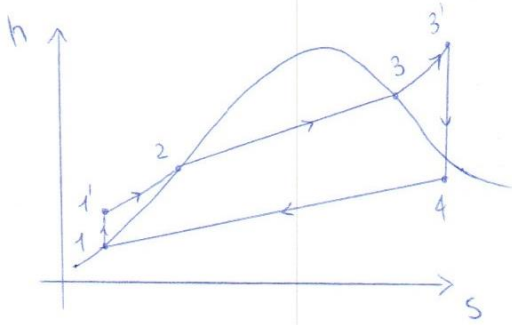
CICLO RANKINE a vapore surriscaldato



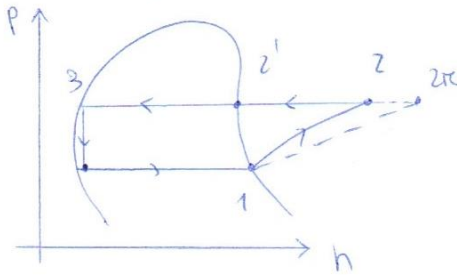
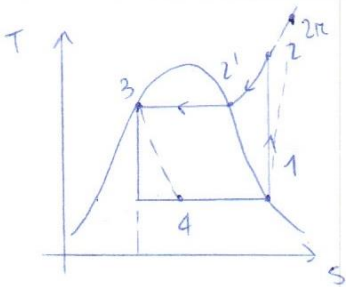
η maggiore di prima

$$\eta = 1 - \frac{T_{min}}{T_{med}} \rightarrow + grande$$

$$\eta = \frac{|e_{3'4}| - |e_{11'}|}{|q_{1'3'}|}$$



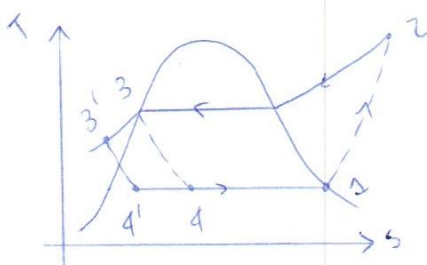
CICLO INVERSO a semplice compressione di vapore



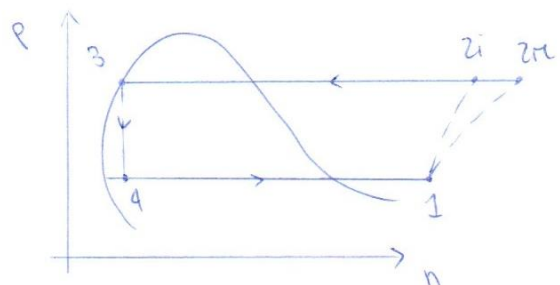
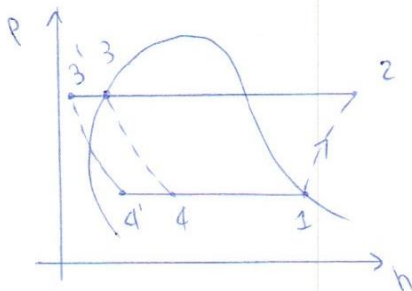
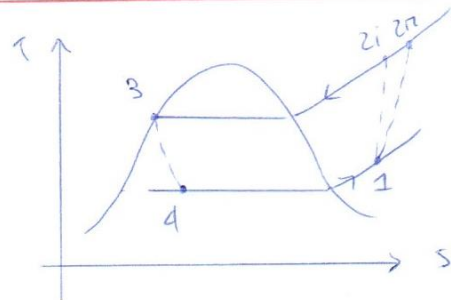
$$\epsilon_F = \frac{|q_{d1}|}{|e_{12}|} = \frac{h_1 - h_4}{h_2 - h_1}$$

$$\epsilon_{pc} = \frac{|q_{23}|}{|e_{12}|} = \frac{h_3 - h_2}{h_2 - h_1}$$

CICLO INVERSO con SURRISCALDAMENTO e SOTTORAFFREDDAMENTO



$$\epsilon_F = \frac{|q_{d1}|}{|e_{12}|}$$



→ Miscela ideale di gas ideali (sono stabili in ambiente e lontano dalle curve limite)

$$MM_{aria} = MM_{N_2} \cdot \chi_{N_2} + MM_{O_2} \cdot \chi_{O_2} + MM_{Ar} \cdot \chi_{Ar} = 28,96 \text{ kg/kmol}$$

$$R_{aria}^* = 287 \text{ J/kg}\cdot\text{K}$$

FRAZIONE MOLARE

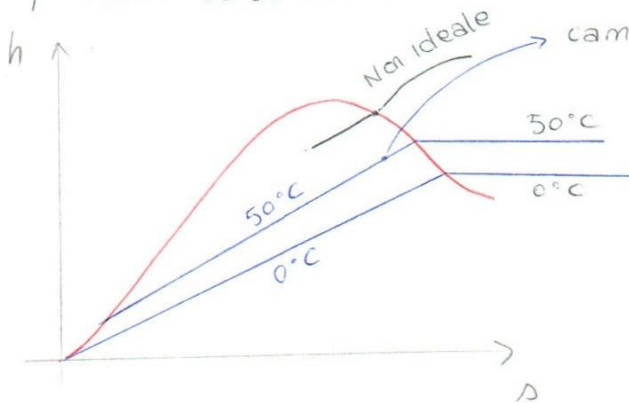
(vicino al 28 per grande presenza di N₂)

Acqua: nel campo di temperatura (-10 ÷ 50°C circa)

$$T = 20^\circ\text{C} \rightarrow p_s = 2340 \text{ Pa (ambiente } \sim 10^5 \text{ Pa)}$$

a ogni temperatura corrisponde pressione, se sono lontano dalla p_s non ho condensazione. se arrivo a p_s comincia la condensazione. → ESSERE LONTANI dalle curve limite

posizione curve limite



cambia anche pendenza quando sono nel surriscaldato l'acqua ha comportamento praticamente ideale. le isoterme saranno praticamente orizzontali

Grandezze tipiche della PSICROMETRIA

① Titolo dell'aria umida:

$$\chi = \frac{M_v}{M_a}$$

Rapporto tra massa vapore e massa aria secca (2 componenti)

$$pV = MR^*T \rightarrow \chi = \frac{M_v}{M_a} = \frac{R_v \cdot \chi}{R_a} \cdot \frac{R_a T}{p_a \chi} = \frac{R_a}{R_v} \cdot \frac{p_v}{p_a}$$

$$= \frac{287}{461,5} \frac{p_v}{p_a} = 0,622 \frac{p_v}{p_a}$$

R* vapore di H₂O

costante

$$p_{tot} = p_a + p_v \rightarrow \chi = 0,622 \cdot \frac{p_v}{p_{tot} - p_v} \quad [\text{strettamente legato a } p_v]$$

Se porto alle condizioni di saturazione una parte della miscela dovrà iniziare a condensare. stabilire le condizioni di saturazione del vapore. Capacità dell'aria di accogliere H₂O è limitata. imponiamo condizione di saturazione:

$$\chi_s = 0,622 \cdot \frac{p_{vs}}{p_{tot} - p_{vs}}$$

titolo di saturazione

$$\chi_s = f(p_{tot}, T)$$

→ posso calcolare il max titolo possibile

Dato una certa p e T posso calcolare capacità max dell'aria di accogliere H₂O

$$c_{pa} = 1,10 \frac{kJ}{kg_a \cdot K}$$

$$r_0 = 2500 \frac{kJ}{kg_v}$$

$$c_{pv} = 1,9 \frac{kJ}{kg_v \cdot K}$$

$$h_{1+x} = 1 \cdot T [^{\circ}C] + x (2500 + 1,9 T [^{\circ}C])$$

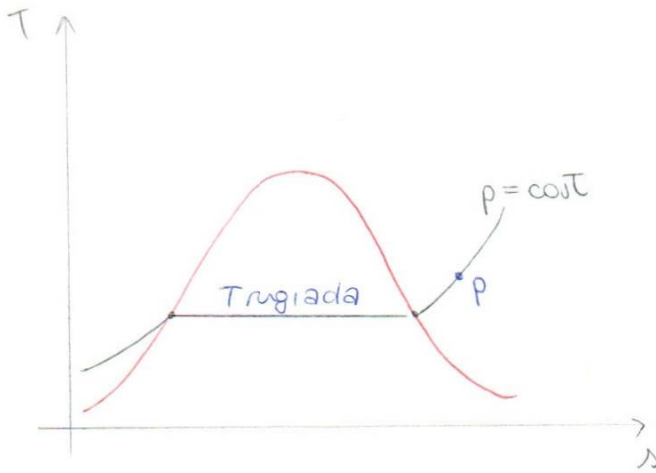
90

TEMPERATURA DI RUGIADA

Temperatura che fa riferimento a un fenomeno
 → parte dell'aria umida condensa

Rugiada = condensa di parte dell'aria umida

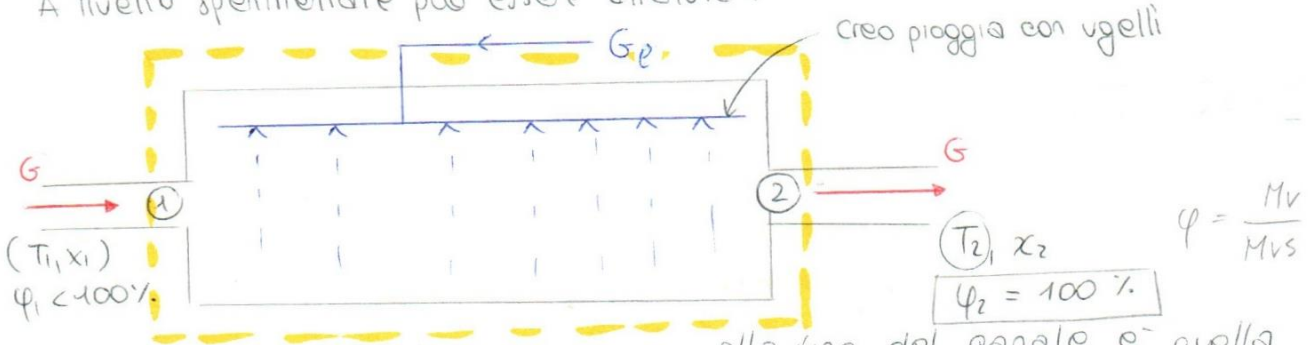
otengo con raffreddamento isobaro dell'aria, raggio condizioni di saturazione e parte dell'acqua condensa



Temperatura che raggio con la curva superiore. → Abbasso temperatura evado a condensare, utile per deumidificare. Fa arrivare aria a Rugiada e poi separa H₂O e aria secca.

TEMPERATURA DI SATURAZIONE ADIABATICA

A livello sperimentale puo' essere ottenuta:



la T₂ che trovo alla fine del canale e' quella di saturazione adiabatica: la T₂ sarà più bassa della T₁ di partenza. La sola evaporazione e' un modo di raffreddamento, se sistema e' isolato dipende tutto da evaporazione.

(Conservazione massa aria) $G_1 = G_2 = G$ (1)

$$x_1 = \frac{M_v}{M_a} \rightarrow G_1 \cdot x_1 \left[\frac{kg_a}{s} \cdot \frac{kg_v}{kg_a} \right]$$

(2) $G_1 \cdot x_1 + G_e = G_2 \cdot x_2$ (conservaz. vapore)

(3) $G_1 \cdot h_1 + G_e \cdot h_e = G_2 \cdot h_2$ (entalpia)

$$\left(\frac{kg_v}{s} = \text{portata di vapore} \right)$$

DIAGRAMMI PSICROMETRICI

N° coordinate indipendenti? → Regola delle fasi

$$V = C - F + 2$$

$$\begin{cases} C = n^{\circ} \text{componenti} = 2 \\ F = \text{fasi presenti} = 1 \text{ (gassosa)} \end{cases} \Rightarrow V = 3$$

3 coordinate per dire in che parte mi Trovo

Cerchiamo di bloccare almeno 1 coordinata → p_{TOT}
 Imponiamo condizioni normali di p_{TOT}

↳ Atmosfera standard 0 m (slm) → $p_{TOT} = 101325 \text{ Pa}$

(fessimo a 1000 m (slm) → $p_{TOT} = 89875 \text{ Pa}$)

⇒ p_{TOT} FISSATA in partenza

DIAGRAMMA di MOLLER dell'ARIA UMIDA

- $p_{TOT} = \text{costante}$
- Assi obliqui
- coordinate = h, x

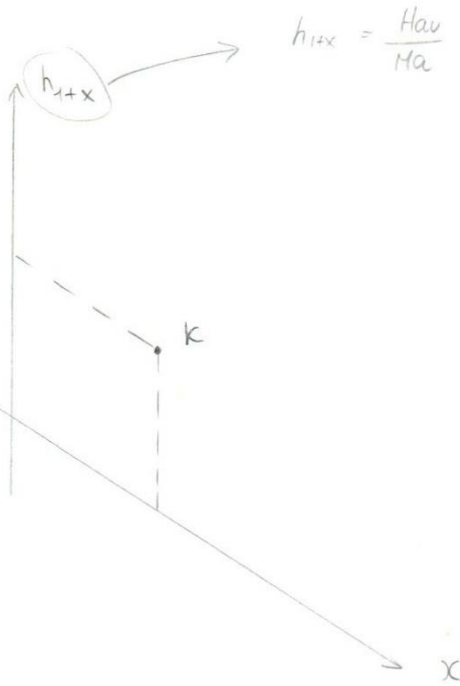
(h riferita a kg di aria secca)

legame Tra le coordinate

$$h_{1+x} = c_{pa} T_{[c]} + x (\tau_0 + c_{pv} T_{[c]})$$

→ Fissando la T → Retta
 ⇒ isoterme sono Rette

Fascio di rette che ha un punto centrale da cui passano.



$$h_F = c_{pa} \cdot T_1 + x_F (\tau_0 + c_{pv} \cdot T_1)$$

$$- h_F = c_{pa} \cdot T_2 + x_F (\tau_0 + c_{pv} \cdot T_2)$$

$$0 = c_{pa} (T_1 - T_2) + x_F (c_{pv} T_1 - c_{pv} T_2)$$

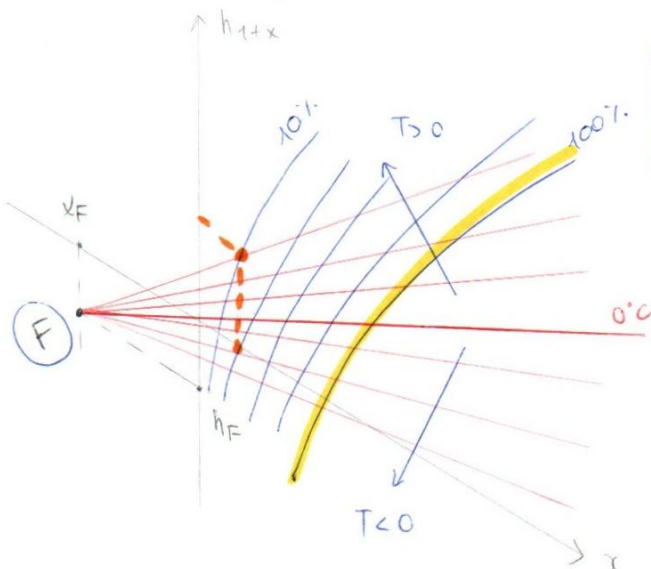
$$0 = c_{pa} (T_1 - T_2) + c_{pv} \cdot x_F (T_1 - T_2)$$

$$\Rightarrow x_F = - \frac{c_{pa} (T_1 - T_2)}{c_{pv} (T_1 - T_2)} = \frac{-c_{pa}}{c_{pv}}$$

$$h_F = -\tau_0 \cdot \frac{c_{pa}}{c_{pv}}$$

sostituisco nella formula di h_F

coordinate del centro del fascio



Assi inclinati in modo che le isoterme a 0°C passino orizzontali per l'origine.

$$x_M = \frac{G_1 x_1 + G_2 x_2}{G_1 + G_2}$$

$$h_M = \frac{G_1 h_1 + G_2 h_2}{G_1 + G_2}$$

Cerco posizione nel grafico

$$\begin{cases} (G_1 + G_2) x_M = G_1 x_1 + G_2 x_2 \\ (G_1 + G_2) h_M = G_1 h_1 + G_2 h_2 \end{cases}$$

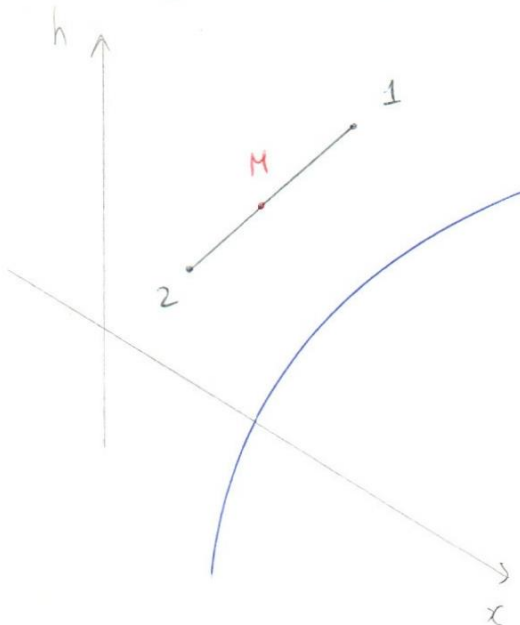
$$\begin{cases} G_1 x_M + G_2 x_M = G_1 x_1 + G_2 x_2 \\ G_1 h_M + G_2 h_M = G_1 h_1 + G_2 h_2 \end{cases}$$

$$\begin{cases} G_1 (x_M - x_1) = G_2 (x_2 - x_M) \\ G_1 (h_M - h_1) = G_2 (h_2 - h_M) \end{cases} \rightarrow \frac{x_M - x_1}{x_2 - x_M} = \frac{G_1}{G_2}$$

$$\rightarrow \frac{h_M - h_1}{h_2 - h_M} = \frac{G_1}{G_2} \Rightarrow \frac{x_M - x_1}{x_2 - x_M} = \frac{h_M - h_1}{h_2 - h_M}$$

M quindi giace sul segmento 12

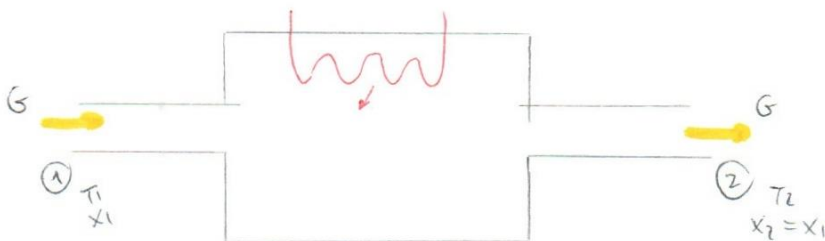
$$\frac{x_1 - x_M}{x_2 - x_M} = \frac{h_1 - h_M}{h_2 - h_M}$$



$$\frac{M_1}{M_2} = \frac{G_2}{G_1}$$

Posso valutare in modo proporzionale, più la portata è grande e più la distanza sarà piccola

RISCALDAMENTO e RAFFREDDAMENTO SENSIBILE dell'ARIA UMIDA



Non stiamo cambiando il titolo!
[Titolo = x = costante]

$$\phi = G (h_{1+x_2} - h_{1+x_1})$$

$$h_2 = h_1 + \frac{\phi}{G}$$

ELEMENTI di CONDIZIONAMENTO dell'ARIA

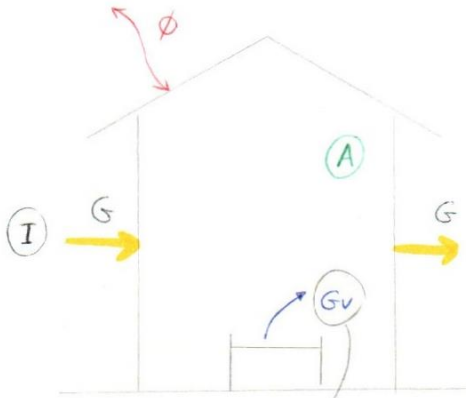
Parametri da controllare :

- (1) Temperatura
- (2) Umidità relativa
- (3) Velocità dell'aria
- (4) Purezza dell'aria → legata a produzione di CO₂ della respirazione

Carichi Termici : apporti di energia e massa rispetto all'esterno

- (1) Sensibili : flussi ϕ scambiati con esterno
 - scambi con le pareti
 - sorgenti interne di calore
 - radiazione solare

- (2) Latenti : legati alle portate G_v di vapore.



Imnesso da ciò che ho dentro (ad esempio persone)

Per mantenere le condizioni che desidero devo immettere e far cambiare costantemente l'aria con temperatura giusta.

$$\textcircled{1} \quad 0 = G \cdot x_A - G \cdot x_I - G_v$$

↑
portate di vapore che sta uscendo

$$\textcircled{2} \quad \phi = G \cdot h_A - G \cdot h_I - G_v \cdot h_v$$

(2 equazioni indipendenti)

$$\phi = \frac{G_v}{x_A - x_I} (h_A - h_I) - G_v \cdot h_v$$

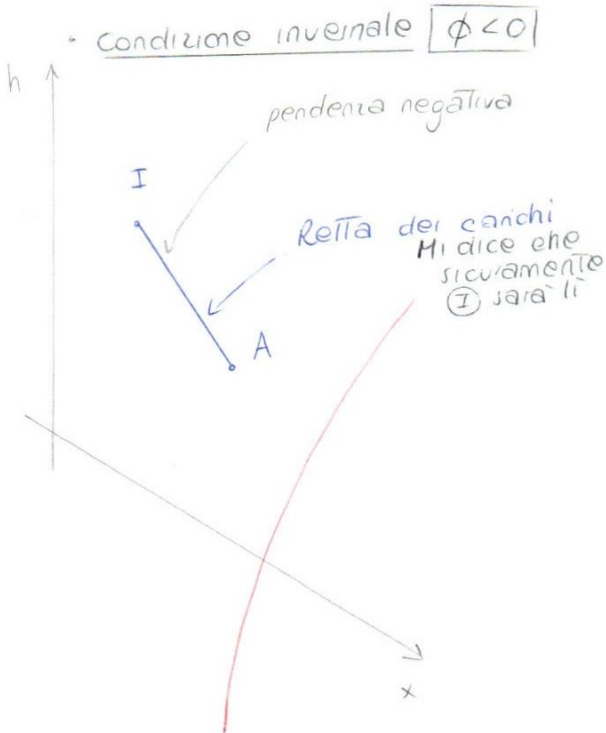
$$\frac{\phi}{G_v} = \frac{h_A - h_I}{x_A - x_I} - h_v$$

$$\frac{h_A - h_I}{x_A - x_I} = \frac{\phi}{G_v} + h_v \rightarrow = 0 \text{ Trascurabile}$$

$$\frac{h_A - h_I}{x_A - x_I} = \frac{\phi}{G_v}$$

Rappresenta carichi esterni

Per mantenere le condizioni del mio ambiente devo riuscire a vincere i carichi che giungono dall'esterno



CONDUZIONE TERMICA

- Premessa sulle grandezze -

• $Q [J]$

• $\phi [W]$

• Flusso per unità di area

$\phi = \frac{\phi}{A} \left[\frac{W}{m^2} \right] \rightarrow + \text{frequente}$

• Flusso generato per unità di volume

$\phi_v = \frac{\phi_G}{V} \left[\frac{W}{m^3} \right] \Rightarrow \text{deve essere generato}$

MECCANISMI della conduzione

→ la conduzione è dovuta a meccanismi a livello microscopico

Solidi

(A) Vibrazione a livello atomico (Trasmissione fononica)

(B) Movimento degli elettroni liberi (es. metalli sfruttano di + questo meccanismo)

} Possono avvenire entrambi

Liquidi

Meccanismi sono quelli precedenti però si è persa struttura ordinata e di conseguenza entrambi sono meno sviluppati che nei solidi

Gas

essendo ancora più lontane tra loro le particelle la conduzione avviene ma in modo ancora minore → con trasporto di ENERGIA CINETICA a livello molecolare.

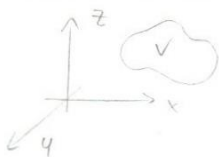
CAMPO di TEMPERATURA in un mezzo continuo

Ipotesi di Mezzo continuo

→ sto considerando un effetto spaziale

- Uso una scala macroscopica
- Dimensioni molto maggiori del raggio atomico
- Sistemi non rarefatti

Densità nel caso di mezzo continuo



$\rho = \lim_{V \rightarrow 0} \frac{M}{V}$

Nel tempo e nello spazio la mia proprietà può cambiare

⇒ Campo di una grandezza "G"

$G = f(x, y, z, t)$

→ gradiente spaziale di grandezza "G" → informazione su come varia la mia grandezza, in che direzione la fa.

$\text{grad } \vec{G} = \vec{\nabla} G = \frac{\partial G}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial G}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial G}{\partial z} \vec{k}$

$T = f(x, y, z, t)$

↳ funzione che dobbiamo conoscere per calore e flusso