



Corso Luigi Einaudi, 55 - Torino

Appunti universitari

Tesi di laurea

Cartoleria e cancelleria

Stampa file e fotocopie

Print on demand

Rilegature

NUMERO: 1523A -

ANNO: 2015

A P P U N T I

STUDENTE: Piccarisi

MATERIA: Termodinamica e trasmissione del calore.
Prof. Santarelli

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.

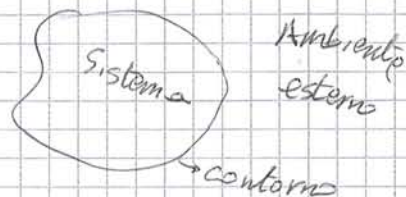
**ATTENZIONE: QUESTI APPUNTI SONO FATTI DA STUDENTIE NON SONO STATI VISIONATI DAL DOCENTE.
IL NOME DEL PROFESSORE, SERVE SOLO PER IDENTIFICARE IL CORSO.**

Sistema termodinamico: un insieme di materia o spazio vuoto caratterizzato da determinati valori delle proprietà fisiche
(\forall cosa è un sistema termodinamico)

Noi consideriamo OMOGENEO: le grandezze termodinamiche che lo caratterizzano sono omogenee a livello spaziale (no gradienti spaziali ma ha gradienti, cioè variazioni, temporali)

Il sistema è separato da ciò che non è sistema da una superficie di contorno

Ciò che non è sistema \rightarrow AMBIENTE ESTERNO



Tra sistema ed ambiente esterno ci sono scambi.

Sistema + Ambiente esterno = Universo = Totalità dello spazio

~~Classificazione~~ Classificazione sistemi: (in base alla capacità di scambio):

- ① • - APERTO: può scambiare lavoro, massa e calore
- CHIUSO: può scambiare lavoro e calore, no massa
- ISOLATO: non può scambiare massa, lavoro e calore (ad es. Universo) perché non esiste l'ambiente esterno



- ② • - ADIABATICO: non può scambiare calore (può scambiare massa e lavoro)
- - DIABATICO: può scambiare calore

- ③ Può scambiare o meno lavoro

Un sistema è caratterizzato da PROPRIETÀ TERMODINAMICHE (insieme di grandezze che definisce un sistema)

Per definire lo stato di un sistema sono necessarie proprietà termodinamiche (sufficienti e) indipendenti (sottoinsieme delle proprietà termodinamiche): sono spesso o due o tre
insieme delle propr. termodinamiche indipendenti:

$$x(t) = \begin{pmatrix} x_1(t) \\ x_2(t) \\ \vdots \\ x_n(t) \end{pmatrix}$$

L'equazioni di stato sono ASSIOMI COSTITUTIVI: - Assiomi: non sono un risultato dell'applicazione della teoria termodinamica ma deriva da altre teorie

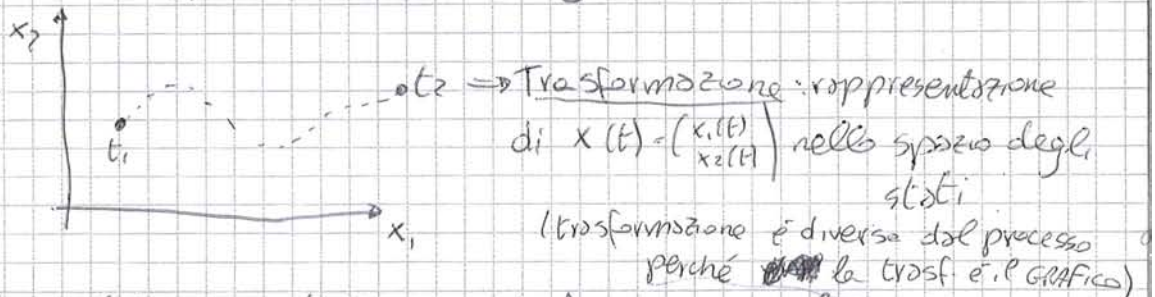
- costitutivi: ϕ è dipendente dalla sostanza da cui è formato il sistema termodinamico (ci sono grandezze costitutive in queste eq. di stato cioè grandezze che dipendono da cosa considero \Rightarrow se considero gas perfetti ad esempio ho R , se ho liquidi, altro)

Sistema in equilibrio termodinamico \Rightarrow il vettore delle proprietà ^{term.} ϕ indipendenti è un insieme di costanti (nel tempo) cioè le prop. term. indep. non dipendono dal tempo!

tra Processo di un sistema termodinamico $\Rightarrow x(t) \neq \text{cost}$ non sono in equilibrio termodinamico ^{ma} abbiamo una variaz. delle proprietà term. indep. nel tempo

Processo: sequenza degli stati del sistema al variare del tempo in un intervallo t (t_1, t_2)
 $t_1 = t_{iniziale}$
 $t_2 = t_{finale}$

Il processo lo rappresento nello spazio degli stati (sist. cartesiano):



tra Io avrà sequenze di processi, che formano un ciclo.

Processo composto: processo caratterizzato da 2^o ^{più} processi:

$$P = P_1 \rightarrow P_2$$

$P_1 [t_{1,1}; t_{1,2}]$, $P_2 [t_{2,1}; t_{2,2}] \Rightarrow$ abbiamo un processo composto dato dai 2 processi, se

$$x_1(t_{1,2}) = x_2(t_{2,1})$$

In generale $P = P_1 \rightarrow P_2 \rightarrow P_3 \rightarrow P_4 \rightarrow \dots \rightarrow P_n$

\Rightarrow Tipicamente abbiamo 4 processi elementari che vengono composti:

Le azioni + importanti sono il LAVORO ed il CALORE \Rightarrow sono legate ad un processo, non allo stato del sistema

Quindi LAVORO e CALORE sono diversissime dalle prop. termodinamiche

$$L = L(P)$$

$$Q = Q(P)$$

quindi NON ha senso scrivere $\frac{dQ}{dt}$ \blacktriangledown

Processo Reversibile

P è reversibile se esiste un processo P_R tale che:

- P_R è inverso di P
- Ogni azione associata al processo P assume un valore uguale in modulo ma opposto in segno ~~del~~ alla stessa azione associata al processo P

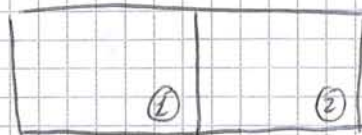
$$Q(P_R) = -Q(P) \left\{ \begin{array}{l} L(P_R) = -L(P) \\ Q(P_R) = -Q(P) \end{array} \right.$$

Energia che si trasferisce tra 2 sistemi a differenti temperature
CALORE (Q) È un'azione

Energia si trasferisce sotto forma di $\left\{ \begin{array}{l} \text{calore} \\ \text{lavoro} \\ \text{flussi di massa} \end{array} \right.$

È una delle forme in cui classifichiamo il trasferimento di energia e ~~non~~ non implica necessariamente uno scambio di forze.

Consideriamo 2 corpi posti a contatto:



Parete diadiabatica (si scambia calore)

Se $T_1 > T_2 \Rightarrow$ sistema non rimane inerte
 \downarrow
 Non si scambiano forze ma c'è uno scambio energetico

possiamo avere un passaggio di calore anche senza contatto
 (irraggiamento: tramite radiazioni elettromagnetiche)

Principio zero della termodinamica: se 2 corpi sono in eq. termica con un 3°, sono in eq. termica tra di loro

Soltamente la modifica dello stato meccanico è trascurabile

$$L = L(P)$$

Potenza: $W(t)$

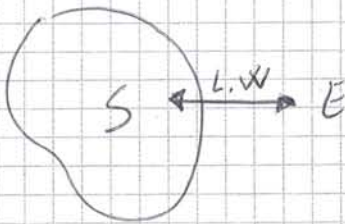
Dato un processo $P \rightarrow$ considero un sottoinsieme $P'(t, t+\Delta t)$

$$W(t) = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{L(P')}{\Delta t} \quad (\text{analogo con il flusso termico})$$

La potenza può essere definita istante per istante
 \Rightarrow è una grandezza istantanea

$$L \rightarrow [J]$$

$$W = W(t) \rightarrow \left[\frac{J}{s} \right] = [W] \quad 1 \text{ kilowattora} = 1 \text{ kilowatt all'ora}$$



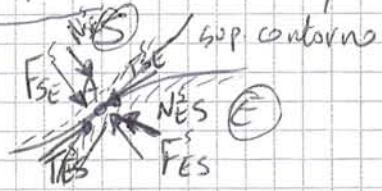
$L(P), W > 0$: Il sistema fa lavoro sull'esterno
 $L(P), W < 0$: l'esterno fa lavoro sul sistema

$$L = L(P) \rightarrow e(P) = \frac{L(P)}{M} \quad \text{lavoro per unità di massa}$$

$$\rightarrow [J/kg]$$

Lavoro di 3 Forze

1) Forze di superficie (a contatto)



Lo scambio di forze avviene in A
 F_{SE} : forza tra sistema ed esterno
 F_{ES} : forza tra esterno e sistema

Contatto: puntiforme o superficie

Posso scomporre le forze in componente tangenziale e normale

di superficie \downarrow

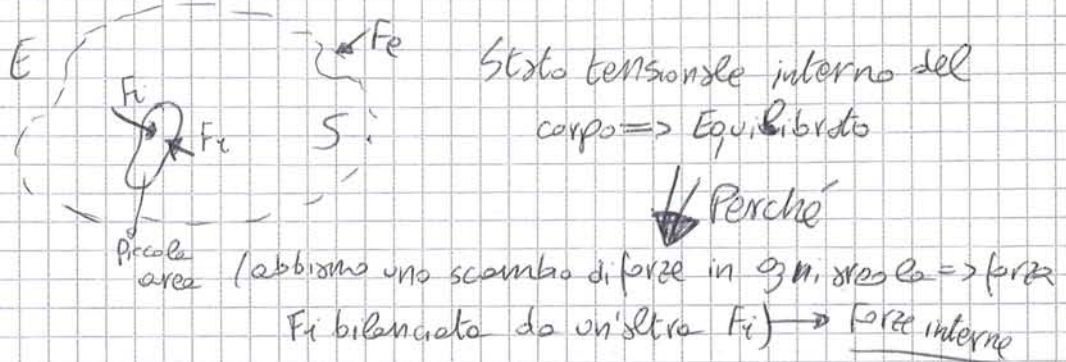
$$F_{SE}^S + F_{ES}^S = 0 \quad (\text{Principio di azione e reazione})$$

$F_{SE}^S + F_{ES}^S = 0 \rightarrow$ la componente tangenziale non genera lavoro utilizzabile
 $N_{SE}^S + N_{ES}^S = 0 \rightarrow$ la componente normale genera lavoro utilizzabile
 fenomeni dissipativi: attrito

~~energia potenziale e energia cinetica~~

3) FORZE INTERNE ed ESTERNE

Un sistema di forze può modificare lo stato termodinamico interno perché ad ogni sistema è associato un sistema tensionale



le forze esterne possono modificare ^{la sup. di} il contorno del corpo \Rightarrow l'effetto si ripercuote su tutto il sistema

\Downarrow Spostamento del punto di applicazione di ognuno delle forze interne \Rightarrow questo genera un ^{utilizzo di} lavoro globalmente nullo ma in prossimità della superficie nasce una componente lavoro $\neq 0 \Rightarrow$ le forze interne di superficie non sono equilibrate!

$L_{interno} \neq 0$

$L_i(P) \Rightarrow$ LAVORO INTERNO

$W_i(L) \Rightarrow$ POTENZA INTERNA



N_i : componente normale \Rightarrow Posso scomparire anche il LAVORO

T_i : componente tangenziale

$$L_i(P) = L_i^{lineare}(P) + L_i^{tangenziale}(P)$$

$$W_i(P) = W_i^{cinetica}(P) + W_i^{tangenziale}(P)$$

$$L_i^{lin}(P) = \int_{\tau} W_i^{lin} dt \quad \tau: \text{tempo}$$

$$L_i^{lin}(P) = \int_{\tau} P_i \frac{dV(t)}{dt} dt \quad (\text{Vengono legate grandezze in funz. dello stato con grandezze in funz. del tempo})$$

Se: 1) È nota l'eq di stato che lega le P_i alle propr. term. indep
 $P_i = P_i(V, T)$

2) L'equaz. di stato non ha singolarità

$$\text{Allora } L_i^{lin}(P) = \int_{\tau} P_i[V(t), T(t)] \frac{dV(t)}{dt} dt = \int_{\gamma} P_i(V, T) dV$$

Da tempo alla
 Trasformazione come dominio
 di integrazione

AZIONE \longleftrightarrow Funz. di stato

$$L_i^{lin}(P) = \int_{\gamma} P_i^{(T,V)} dV$$

È necessaria una variaz. di volume
 per avere un lavoro!

$$L_i(P) = L_i^{lin}(P) + L_i^{tg}(P)$$

$$W_i(P) = W_i^{lin}(P) + W_i^{tg}(P)$$

Se abbandoniamo l'ipotesi di fluido omogeneo originale

→ $L_i^{tg}(P)$: lavoro di attrito (< 0)
 $W_i^{tg}(P)$: potenza di attrito (< 0) } Associate a fenomeni dissipativi.

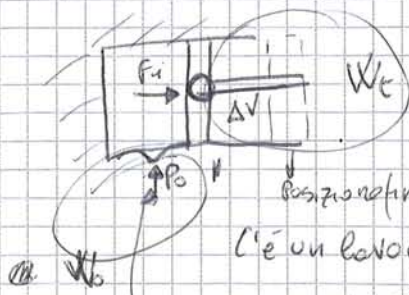
$$L_i^{tg}(P) = -L_a(P)$$

$$W_i^{tg}(P) = -W_a(P)$$

} cioè hanno segno opposto rispetto a L_i^{lin} e W_i^{lin}

$$L_i(P) = L_i^{lin}(P) - L_a(P)$$

$$W_i(P) = W_i^{lin}(P) - W_a(P)$$



Posizione finale pistone con un ΔV

L'è un lavoro perché la F_i vince una forza uguale e contraria istante per istante

Se abbiamo un cedimento della parete del cilindro

P_0 = pressione dell'ambiente esterno

W_t Contributo utile \rightarrow Potenza tecnica

Contributo inutile \rightarrow Potenza di dilatazione $W_0 = P_0 \frac{dV}{dt}$

Contro la press. dell'ambiente da parte della sup. di contorno

È un qualcosa di trascurabile ed inutile ma può essere contemplato come ipotesi di esistenza

$$W_{tot}^s(t) = W_t(t) + W_0(t)$$

Eq. energia cinetica: $W_t(t) + W_0(t) + \frac{dEP(t)}{dt} + \frac{dEc(t)}{dt} + W_a(t) - W_c^{in}(t) = 0$

$$W_t(t) + W_0(t) + \frac{dEP(t)}{dt} + \frac{dEc(t)}{dt} + W_a(t) - P_i \frac{dV(t)}{dt} = 0$$

\rightarrow In forma di lavoro:

$$L_t(P) + L_0(P) + \Delta EP + \Delta Ec + L_a(P) - \int P_i dV = 0$$

Ipotesi applicative: ① $L_0(P) = 0$, $\Delta EP = 0$, $\Delta Ec = 0$, $L_a(P) = 0$

$$\Rightarrow L_t(P) = + \int P_i dV \quad \text{e} \quad W_t(t) = P_i \frac{dV}{dt}$$

lavoro tecnico
estraiibile da
un sistema

- Valgono anche per la potenza
- Se non abbiamo variaz. di volume $\rightarrow L_t(P) = 0$
 - Se dilatazione utile ($dV > 0$) $\rightarrow L_t > 0$ (dal sistema verso l'esterno)
 - Se contrazione utile ($dV < 0$) $\rightarrow L_t < 0$ (esterno sul sistema)

Sistemi P-V-T → parte di sistemi che considero fluidi tecnici descrivibili da tale terna (ad es. equaz. GAS IDEALI $pV = nRT$)

selezionando due ^{prop. term.} di questa terna possiamo descrivere lo stato dei fluidi → 2 sono prop. termodinamiche indipendenti (la 3^a la calcoliamo con l'equaz. di stato)

① • Consideriamo V e T come prop. termo indep.

$$p = \frac{nRT}{V}$$

$$L(P) = \int_{\gamma} P(T, V) dV$$

$$\tilde{L} = P(T, V) dV$$

ricaviamo l'ass. costitutivo del calore

Consideriamo un processo P in $\tau [t_1, t_2]$

che scambia un calore $Q(P)$ con l'esterno

Q_P scambiato tra sistema ed esterno → Associa a Q_P un $\phi(t)$

$$\phi(t) = \underbrace{\lambda_V(V, T)}_{\text{funz. di stato}} \frac{dV}{dt} + \underbrace{C_V(V, T)}_{\text{funz. di stato}} \frac{dT}{dt}$$

$$Q(P) = \int_{\tau} \left(\lambda_V(V, T) \frac{dV}{dt} + C_V(V, T) \frac{dT}{dt} \right) dt$$

τ : intervallo di tempo finito

↓ se è nota l'eq. di stato e non abbiamo singolarità

$$Q(P) = \int_{\gamma} (\lambda_V(V, T) dV + C_V(V, T) dT)$$

↓ Trasformazione infinitesima

$$Q(P) = \int_{\tau} \tilde{Q} \quad \text{dove} \quad \tilde{Q} = \lambda_V(V, T) dV + C_V(V, T) dT$$

Forma differenziale lineare del calore

λ_V : calore latente rispetto al volume
 C_V : capacità termica a volume costante

② λ_V : quantità di calore che viene scambiato in una ~~processo~~ trasformazione isoterma per unità di volume (normalizzata) → ad es. tutti i (dT=0)

cambiamenti di stato sono isotermi: $\left[\frac{J}{m^3} \right] = \left[\frac{N}{m^2} \right]$ → dimens. di una pressione

λ_V , come la pressione, è intensiva! (no funz. massa)
 ↓ NON ha una grandezza "massica" ($\lambda_V \propto \lambda_V$) (mentre $Q_P \neq q_P$)

$$\lambda_p(p, T) = \frac{\lambda_v}{\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_T}$$

$$C_p = C_v - \lambda_v \frac{\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v}{\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_T}$$

$$Q(p, T) = \int_{\gamma} \left(\lambda_p(p, T) dp + C_p(p, T) dT \right)$$

↓ Processo infinitesimo

$$dQ = \tilde{Q}$$

$$\tilde{Q} = \underbrace{\lambda_p(p, T) dp}_{\text{eq. di stato}} + \underbrace{C_p(p, T) dT}_{\text{eq. di stato}}$$

① λ_p Calore latente rispetto alla pressione: calore scambiato in una isoterma ($dT=0$) per unità di variazione di pressione

$$\frac{\tilde{Q}}{dp} = \left[\frac{J}{N/m^2} \right] = \frac{Nm}{N/m^2} = [m^3] \text{ dimensione di un volume}$$

$\lambda_p \rightarrow$ estensivo! $[m^3]$

$$\lambda_p = \frac{\lambda_p}{M} = \left[\frac{m^3}{kg} \right] \text{ calore latente massico rispetto alla pressione}$$

② C_p Capacità termica a pressione costante: calore scambiato lungo una trasformazione isobara ($dp=0$) per unità di variazione di temperatura

$$C_p = \frac{\tilde{Q}}{dT} = \left[\frac{J}{K} \right] \text{ grandezza estensiva}$$

$$c_p = \frac{C_p}{M} = \left[\frac{J}{kg \cdot K} \right] \text{ calore specifico a pressione costante}$$

$c_p = c_p(p, T)$ è una grandezza costitutiva!

Forme differenziali lineari (Riassunto)

① $V, T \rightarrow \begin{cases} \lambda_p(p) & w(T) \\ Q(p) & \phi(T) \end{cases}$

② $p, T \rightarrow \begin{cases} L(p) & w(T) \\ Q(p) & \phi(T) \end{cases}$

} Più opportunità per scrivere le stesse cose

Applicabili a tutti i tipi di fluidi: liquidi, gas, plasmi, ecc.

$$\lambda_p = \frac{\lambda_V}{\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_T} \xrightarrow{\text{Passo a grandezze massiche}} \lambda_p = \frac{\lambda_V}{\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_T} = \frac{P}{-\frac{R^*T}{V^2}} = -\frac{PV^2}{R^*T} = -V$$

(= a prima: intensiva)
 Volume a T costante
 vol. massico

$\Rightarrow \lambda_p = -V$ calore latente massico rispetto alla pressione

$$C_p = C_v - \lambda_V \frac{\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V}{\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_T} \xrightarrow{\text{Passo a grandezze massiche}} C_p = C_v - \lambda_V \frac{\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V}{\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_T}$$

calori specifici

$$C_p = C_v - P \frac{\frac{R^*}{V}}{-\frac{R^*T}{V^2}} = C_v + P \left(\frac{R^*}{V}\right) \left(\frac{V^2}{R^*T}\right) \Rightarrow C_p = C_v + R^*$$

$C_p - C_v = R^*$

Conseguenze: $C_p > C_v$ perché $R^* > 0$ (calori specifici)

Da teoria cinetica dei gas:

n° atomi	C_p	C_v	$\frac{C_p}{C_v} = \gamma$
1	$\frac{5}{2} R^*$	$\frac{3}{2} R^*$	$\frac{5}{3}$
2	$\frac{7}{2} R^*$	$\frac{5}{2} R^*$	$\frac{7}{5}$
3	$4 R^*$	$3 R^*$	$\frac{4}{3}$
$n > 3$	$C_p = C_p(T, P)$	$C_v = C_v(T, P)$	$\gamma = \gamma(T, P)$

γ : esponente ^{della} adiabatica

Per i gas ideali: $C_p = C_p(T)$
 $C_v = C_v(T)$
 $\gamma = \gamma(T)$

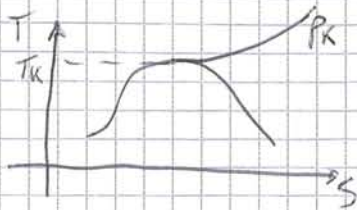
} Dimostreremo in seguito...

In alcuni calcoli tecnici (in presenza di livelli termici non elevati):
 $C_p \approx \text{cost.}$, $C_v \approx \text{cost.}$, $\gamma \approx \text{cost.}$

$$a = \frac{27 (R^* T_K)^2}{64 P_K} \quad b = \frac{R^* \cdot T_K}{8 \cdot P_K}$$

T_K = temperatura critica del gas (Td di sotto del quale si verifica condensazione)

P_K = pressione critica



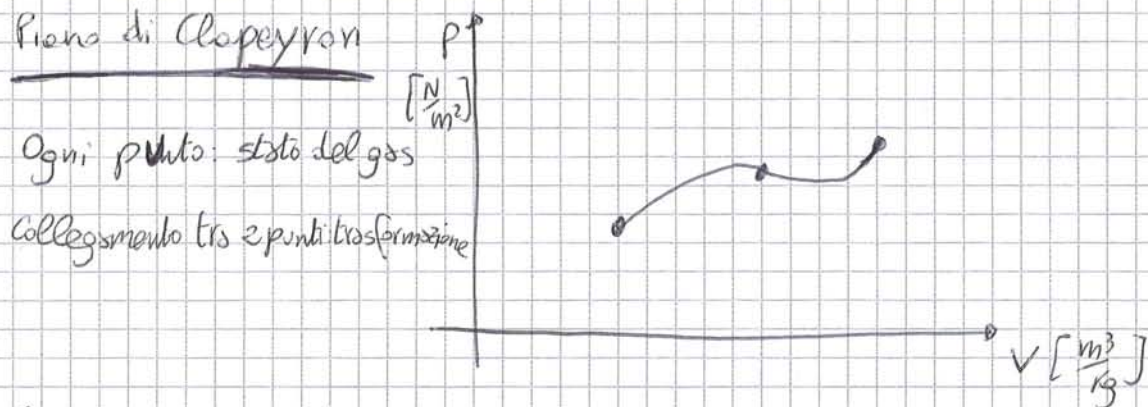
T_K per gas molto bassi

2) Eq. Clausius

3) Eq. Redlich-Kwong

4) Eq. del Viriale

Piano di Clapeyron



Ogni punto: stato del gas

Collegamento tra 2 punti trasformazione

TRASFORMAZIONI TERMODINAMICHE

① ISOCORA V costante \rightarrow T, V e costante

$$V = V_1 = V_2$$

$$t [t_1, t_2]$$

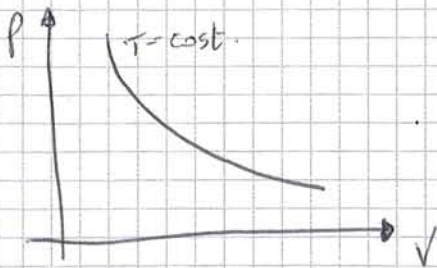
$$\downarrow$$

$$dV = 0$$

lavoro : $l(P) = \int_{\gamma} P dV = 0$ no scambio di lavoro tra sistema ed esterno

Calore : $q(P) = \int_{\gamma} (p dV + c_v dT) = \int_{\gamma} c_v dT \xrightarrow{c_v = \text{costante}} q(P) = c_v (T_2 - T_1)$





4) ADIABATICA : NO calore scambiato tra sistema ed esterno

$$\phi(T) = 0 \quad \forall t \in [t_1, t_2]$$

↓ implica

$$Q(P) = 0$$

$$\psi(t) = \frac{\phi(t)}{M} = 0 \quad \text{flusso "massico"}$$

~~$$\psi(t) = \int_{\gamma} (\lambda v dt + \omega dT) = \int_{\gamma} (p dv + c_v dT)$$~~

$$\psi(t) = \lambda v \frac{dv}{dt} + \omega \frac{dT}{dt} = p \frac{dv}{dt} + c_v \frac{dT}{dt} = 0 \quad (1)$$

$$\psi(t) = \lambda p \frac{dp}{dt} + c_p \frac{dT}{dt} = -v \frac{dp}{dt} + c_p \frac{dT}{dt} = 0 \quad (2)$$

✓ ricavare $\frac{dT}{dt}$ da una e sostituisce nell'altra

$$-v \frac{dp}{dt} + \frac{c_p}{c_v} \left(-p \frac{dv}{dt}\right) = 0$$

$$-v \frac{dp}{dt} - \frac{c_p}{c_v} p \frac{dv}{dt} = 0$$

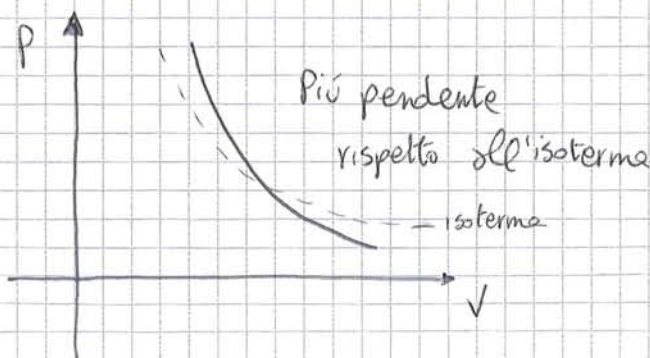
$$-\frac{dp}{p} - \frac{c_p}{c_v} \frac{dv}{v} = 0 \rightarrow \frac{dp}{p} + \gamma \frac{dv}{v} = 0 \quad \text{integrato tra lo stato 1 e lo stato generico}$$

$$\ln p + \gamma \ln v = \ln p_1 + \gamma \ln v_1$$

$$p v^{\gamma} = p_1 v_1^{\gamma} = \text{costante}$$

$$p v^{\gamma} = \text{costante}$$

$$\left(\gamma = \frac{c_p}{c_v} > 1\right)$$



$$\lambda_V dv + QdT = c dT$$

$$\downarrow P \quad (C_v - C) dT + p dv = 0$$

$$(C_v - C) \left(\frac{p dv + v dp}{R^*} \right) + p dv = 0$$

$$(C_v - C) (p dv + v dp) + R^* p dv = 0$$

$$(C_v - C) (p dv + v dp) + (C_p - C_v) p dv = 0$$

$$\left(\frac{C - C_p}{C - C_v} \right) p dv + v dp = 0$$

$$n = \frac{C - C_p}{C - C_v} = \text{esponente della politropica}$$

$$C = C_v \frac{n - C_p}{n - 1} \Rightarrow C = C_v \frac{n - \gamma}{n - 1}$$

$$n p dv + v dp = 0 \rightarrow \frac{dp}{p} + n \frac{dv}{v} = 0$$

$$\rightarrow p v^n = p_2 v_2^n = \text{costante}$$

Eq. politropica

$$\begin{cases} p v^n = \text{cost.} \\ T \cdot v^{n-1} = \text{cost.} \\ T \cdot p^{\frac{1-n}{n}} = \text{cost.} \end{cases}$$

Questa trasformazione racchiude tutte le altre 4!

Trasformazione	Equazione	C	n
Isocora	$dv=0$ ($v=\text{cost.}$)	C_v	∞ (l'isocora è una politropica con esponente $n=\infty$)
Isobara	$dp=0$ ($p=\text{cost.}$)	C_p	0 (l'isobara è una politropica con esponente $n=0$)
Isoterma	$dT=0$ ($T=\text{cost.}$)	∞	1 (l'isoterma è una politropica con esponente $n=1$)
Adiabatica	$Q=0$	0	γ (l'adiabatica è una politropica con esponente $n=\gamma$)

$$Q(c) = L_{SE}(c) \rightarrow Q_{SE} - L_{SE}(c) = 0 \quad (1)$$

Perché $Q(P)$ e $L_{SE}(P)$ sono azioni allora lo è anche la loro differenza: $q(P) = Q(P) - L_{SE}(P)$

$$q(c) = Q(c) - L_{SE}(c) = 0$$

P. processo non necessariamente ciclico

$$q(P) = \left[Q(P) - L_{SE}(P) = E(x_2) - E(x_1) \right] \rightarrow \left[Q(P) - L_{SE}(P) = \Delta E_x \right]$$

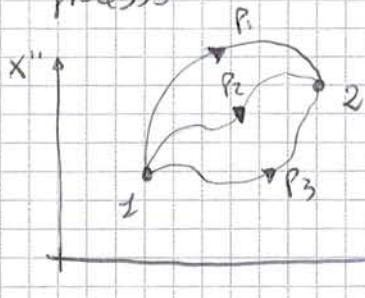
$E_x =$ energia totale ^(A) del sistema \Rightarrow Abbiamo una variazione di questa se il processo non è ciclico!

~~non è definito~~

CONSEGUENZE

(1) $Q(P)$ e $L_{SE}(P)$ sono funzioni del processo cioè dipendono proprio dal processo

x' e x'' : coord termo (T, p, V, \dots)



$$L_{SE}(P_1) + L_{SE}(P_2) \neq L_{SE}(P_3)$$

$$Q(P_1) + Q(P_2) \neq Q(P_3)$$

Ma per il 1° principio della termodinamica

$$Q(P_1) - L_{SE}(P_1) = Q(P_2) - L_{SE}(P_2) = Q(P_3) - L_{SE}(P_3)$$

(2) $Q(P) - L_{SE}(P) = \Delta E$
 $\phi(t) - W_{SE}(t) = \frac{dE}{dt}$ } E è introdotta come differenza tra i valori assunti in 2 stati x

Quindi E non è definita in termini assoluti ma solo come differenza ΔE .

E è definita a meno di una costante!

Abbiamo scegliere un punto di riferimento ^(stato) iniziale per associare un valore ad $E(x)$

Stato di riferimento: x_0 in cui si pone

$$\text{arbitrariamente } E(x_0) = 0$$

x : stato generico

$$\Rightarrow E(x) = E(x) - E(x_0)$$

- ⑥ U è introdotta come differenza, perciò è definita "a meno di una costante"

$$U(x_0) = 0, \quad U(x) = U(x) - U(x_0)$$

U è grandezza estensiva misurata in [J]

$$u(x) = \frac{U(x)}{M} \text{ energia interna massica del sistema } = [J/kg]$$

⑦ ENTALPIA

la introduciamo dal punto di vista matematico^{mat} come una combinazione lineare di energie interne, pressione e volume \rightarrow

①, ② e ③ sono 3 grandezze di stato (en. totale, en. interna ed entalpia)

Per definizione: $H = U + pV$

- Poiché U è estensiva $\Rightarrow H$ è estensiva

$$h(x) = \frac{H(x)}{M} \text{ entalpia massica del sistema}$$

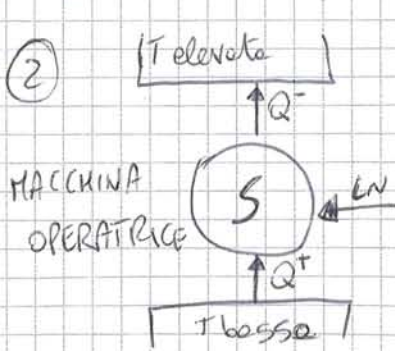
$$h(x) = \frac{H(x)}{M} = u + pv$$

- Unità di misura $\rightarrow H = [J]$

$$h = [J/kg]$$

- Poiché U è definita "a meno di una costante" così è anche l'entalpia: si deve definire uno stato di riferimento x_0 ed imporre $H(x_0) = 0$

- $dH = dU + d(pV) \rightarrow dh = du + d(pv)$



Q^+ : calore ricevuto dal sistema
 Q^- : calore ceduto dal sistema verso l'esterno

la trasformazione può avvenire solo se il sistema riceve dall'esterno lavoro netto!

$Q^+ > 0$ calore ricevuto dal sistema (esterno \rightarrow sistema)

~~Q~~ $|Q^-| > 0$ calore ceduto dal sistema (sistema \rightarrow esterno)
 (segno negativo ma Q^- indica il suo valore assoluto)

$L_N = L_{SE} - L_{ES}$ cioè il bilancio finale del lavoro mentre possiamo avere durante la trasformazione vari lavori che alla fine vanno sommati

$$L(c) = L_N = L_{SE} - L_{ES}$$

- Se $L_{SE} > L_{ES} \Rightarrow L_N > 0$ MACCHINA MOTRICE
- Se $L_{SE} < L_{ES} \Rightarrow L_N < 0$ MACCHINA OPERATRICE

$$L(c) = L_N = L_{SE} - L_{ES}$$

ma per il 1° principio $L(c) = Q(c)$

$$Q(c) = Q_N = Q^+ - Q^-$$

Per la MACCHINA MOTRICE \rightarrow $\frac{\text{Efficienza}}{\text{rendimento}} = \eta = \frac{L_N}{Q^+} = \frac{Q^+ - Q^-}{Q^+} = 1 - \frac{Q^-}{Q^+}$

Per la MACCHINA OPERATRICE \rightarrow 1) Macchina frigorifera (mantenere un ambiente a T bassa \Rightarrow deve sottrarre Q^+ spendendo meno lavoro possibile)

Efficienza = efficienza frigorifera = $E = \frac{Q^+}{|L_N|}$ \rightarrow per avere un'efficienza positiva

$$E = \frac{Q^+}{|L_N|}$$

2) Pompa di calore: prende del calore a T ambiente \Rightarrow lo porta a T più alta (Finalità: ~~cedere~~ ^{cedere} più Q^- possibile spendendo meno lavoro)

$$\text{Efficienza} = \text{COP} = \frac{Q^-}{|L_N|}$$

$$\int_t \frac{ds}{dt} dt = \Delta S \geq \int_t \frac{\phi(t)}{T} dt \quad \text{ma } \phi(t) dt = \tilde{Q}$$

$$\Delta S \geq \int \frac{\tilde{Q}}{T} \rightarrow \boxed{\tilde{Q} \leq T ds} \quad (\text{Deriva ds} \xrightarrow{\text{disug. di Kelvin-Planck}})$$

Quindi per le trasf. reversibili:

$$\tilde{Q} = T ds$$

$$\tilde{Q} = \lambda v dv + c_w dT$$

$$\tilde{Q} = \lambda p dp + c_p dT$$

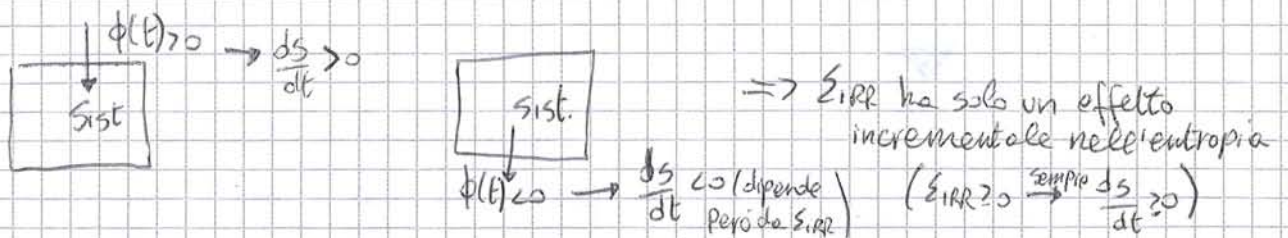
$$\frac{ds}{dt} \geq \frac{\phi(t)}{T} \rightarrow \frac{ds}{dt} = \frac{\phi(t)}{T} + \dot{S}_{IRR}$$

$$\Delta S \geq \int \frac{\phi(t)}{T} dt \rightarrow \Delta S = \int \frac{\phi(t)}{T} dt + S_{IRR}$$

$\dot{S}_{IRR} \geq 0$ $\begin{cases} = 0 & \text{se reversibile} \\ > 0 & \text{se irreversibile} \end{cases}$ $\dot{S}_{IRR} = \left[\frac{W}{K} \right]$ Flusso di ENTROPIA generato per irreversibilità

$S_{IRR} \geq 0$ $\begin{cases} = 0 & \text{se reversibile} \\ > 0 & \text{se irreversibile} \end{cases}$ $S_{IRR} = \left[\frac{J}{K} \right]$ ENTROPIA per irreversibilità

$\dot{S}_{IRR} = S_{IRR} = 0 \leftrightarrow$ Trasf. reversibili



S_{IRR} è dovuto a ~~...~~ (Eff. i fenomeni chimici e fisici legati a processi irreversibili) \Rightarrow Tipo fenomeni di attrito, fenomeni in cui $2 T_0 ds > a T_1$

Grandezze specifiche:

$$\frac{ds}{dt} = \frac{\psi(t)}{T} + \dot{S}_{IRR}$$

$s = \frac{S}{M}$ entropia massica

$$S = \left[\frac{J}{K} \right] \quad s = \left[\frac{J}{kg \cdot K} \right]$$

$$\Delta s = \int \frac{\psi(t)}{T} dt + s_{IRR}$$

Conseguenze:

1) $\left(\frac{1}{T_B} - \frac{1}{T_A}\right) Q = 0$
 $\left. \begin{array}{l} T_A = T_B \\ \text{oppure} \\ Q = 0 \end{array} \right\}$ Sono 2 condizioni coincidenti! (per il principio zero della termodinamica)

Quindi la condizione di reversibilità del fenomeno è che tale fenomeno non esista!

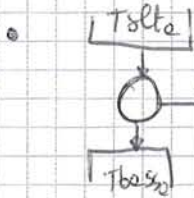
=> quindi quando abbiamo scambio di calore il fenomeno è SOLO IRREVERSIBILE

2) Se $T_A > T_B \rightarrow Q > 0$
 Se $T_B > T_A \rightarrow Q < 0$
 (Il calore può andare da una sorgente a T maggiore ad una a T minore)

~~Ciclo di Carnot~~ **Ciclo di CARNOT**

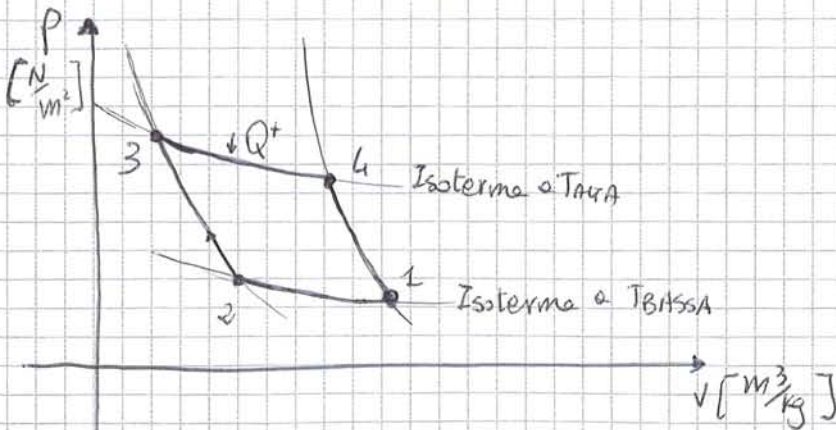
Caratteristiche:

- È un ciclo ideale (4 trasformazioni reversibili)
- Difficile realizzazione tecnologica



Ciclo che, date T_{alta} e T_{bassa} , permette di ottenere il valore MASSIMO di rendimento termodinamico
 un intero ciclo può essere semplificato con una macchina bitermica

Quindi il ciclo di Carnot è quello a RENDIMENTO MASSIMO a parità di temperatura.



4 Trasformazioni:

- ① Compressione adiabatica reversibile (2 → 3)
 aumento di pressione
- ② Isotherma ^{reversibile} con inserimento di calore Q^+ dall'esterno al sistema (3 → 4) (V aumenta)
- ③ Espansione adiabatica reversibile con diminuzione di pressione (4 → 1)
- ④ Isotherma con cessione di calore da parte del sistema verso l'esterno (1 → 2) (V diminuisce)

$\eta_c = 1$ se $T_B = 0K$ condizione estrema!
oppure $T_A \rightarrow \infty$ condizione estrema!

η_c elevato se $T_B \downarrow$
 $T_A \uparrow$

Quindi $\rightarrow \eta_c < 1 \rightarrow L < Q^+$ il calore non è tutto trasformabile in lavoro ma solo una parte

$L = \left(1 - \frac{T_B}{T_A}\right) Q^+$: MAX quantità di lavoro che posso assorbire da un Q^+

Equivalente meccanico del calore!

$1 - \frac{T_B}{T_A} \rightarrow$ fattore di Carnot

RELAZIONI TRA GRANDEZZE TERMODINAMICHE \leftarrow relaz. tra grand. termod. / relaz. tra grand. termod. e relazion.

- Grandezze primitive: T, p, v
- Grandezze termodinamiche derivanti dall'introduz. del I° e II° principio della termodinamica: U, h, S

Ipotesi:

- ① Considero fluidi omogenei reversibili
- ② Si trascura il movimento microscopico del sistema nello spazio!
 $\Delta E_c = 0 \rightarrow L_E(P) = L_i(P)$

• Energia interna $U = U(V, T)$

$$dU = \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T dV + \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V dT$$

| grandezze

Dal I° principio: $dU = \tilde{Q} - \tilde{L} = \lambda_V dV + C_V dT - p dV = (\lambda_V - p) dV + C_V dT$ forma estensiva

$\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T = \lambda_V - p$ $\left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V = C_V$

1° Principio della Termodinamica

$$\tilde{Q} - \tilde{L} = dU$$

$$\tilde{Q} - p dV = dU \quad \rightarrow \quad \tilde{Q} = dU + p dV$$

In forma specifica:

$$\tilde{Q} = du + p dv$$

Ma poiché $dU = dH - d(pV)$

~~$$\tilde{Q} = dU + p dV$$~~

$$\tilde{Q} = dH - v dp$$

perché $d(pV) = v dp + p dV$

• Entropia

Dal 2° principio per fluidi omogenei lineari

$$\frac{ds}{dt} = \frac{\phi(t)}{T} \rightarrow ds = \frac{\phi(t)}{T} dt = \frac{\tilde{Q}}{T}$$

$$ds = \frac{\tilde{Q}}{T} = \frac{\lambda v}{T} dv + \frac{c_v}{T} dT$$

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

$$\left(\frac{\partial s}{\partial v}\right)_T = \frac{\lambda v}{T} \quad \left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_v = \frac{c_v}{T}$$

In forma specifica:

$$\left(\frac{\partial s}{\partial v}\right)_T = \frac{\lambda v}{T}$$

$$\left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_v = \frac{c_v}{T}$$

→ calore specifico a volume costante

$$ds = \frac{\lambda v}{T} dv + \frac{c_v}{T} dT \quad \text{forma specifica}$$

Possiamo considerare un'altra forma:

$$ds = \frac{\tilde{Q}}{T} = \frac{\lambda p}{T} dp + \frac{c_p}{T} dT$$

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

$$\left(\frac{\partial s}{\partial p}\right)_T = \frac{\lambda p}{T}$$

$$\left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_p = \frac{c_p}{T}$$

$$du = \left[T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v - p \right] dv + c_v dT \quad (1)$$

Uguagliando (1) e (2) \Rightarrow $T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v = \lambda v$ Eqs. di Clausius-Clapeyron

Entalpia

$$dh = \left(\frac{\partial h}{\partial p} \right)_T dp + \left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_p dT = (\lambda p + v) dp + c_p dT \quad (2)$$

$$T ds = dh - v dp$$

↓ derivo rispetto alla pressione a T costante

$$T \left(\frac{\partial s}{\partial p} \right)_T = \left(\frac{\partial h}{\partial p} \right)_T - v \Rightarrow \left(\frac{\partial h}{\partial p} \right)_T = T \left(\frac{\partial s}{\partial p} \right)_T + v$$

Dalla 4° eq di Maxwell: $\left(\frac{\partial h}{\partial p} \right)_T = -T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p + v$

$$dh = \left[-T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p + v \right] dp + c_p dT \quad (3)$$

Uguagliamo la (3) con la (2) \Rightarrow $-T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p = \lambda p$

λp molto minore di λv !

Applico queste leggi ad un GAS IDEALE

$$pv = R^* T$$

En. interna $du = \left[T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v - p \right] dv + c_v dT$

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

$$du = \left[T \frac{R^*}{v} - p \right] dv + c_v dT$$

$$du = c_v dT$$

cioè $u = u(T)$
 [energia interna solo funzione della temperatura]

$$dh = \left[-T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p + v \right] dp + c_p dT$$

Entalpia $\left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p = \frac{R^*}{p}$ \Rightarrow $dh = \left[\frac{-T \cdot R^*}{p} + v \right] dp + c_p dT \rightarrow dh = c_p dT$

cioè $h = h(T)$
 [entalpia solo funz. della temperatura]

L'entropia ha bisogno sempre di 2 ~~variabili~~ variabili!
(a differenza di U ed h)

Riassunto: formule utili per gas ideali

$$du = c_v dT$$

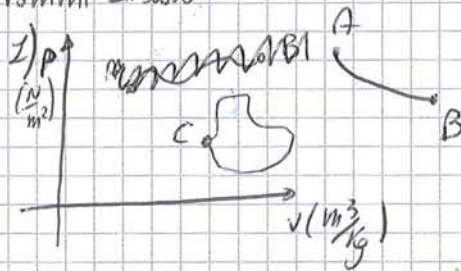
$$dh = c_p dT$$

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

$$ds = c_p \frac{dT}{T} - R^* \frac{dp}{p}$$

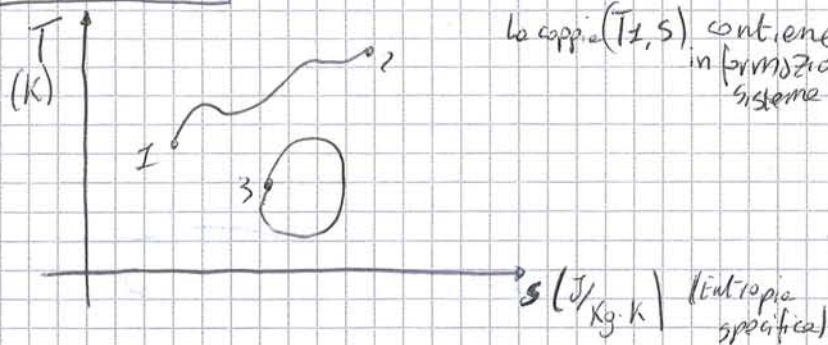
2° Spazio degli stati → Diagramma termodinamico (Il 1° era quello di Clapeyron)

Diagrammi disto:



Clapeyron ⇒ utile nei motori a gas

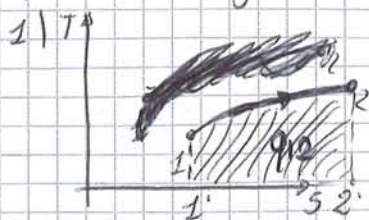
2) Diagramma di Gibbs



La coppia (T, s) contiene tutte le informazioni sullo stato del sistema termodinamico

Da queste ~~due~~ possiamo trovare P, V, U, h

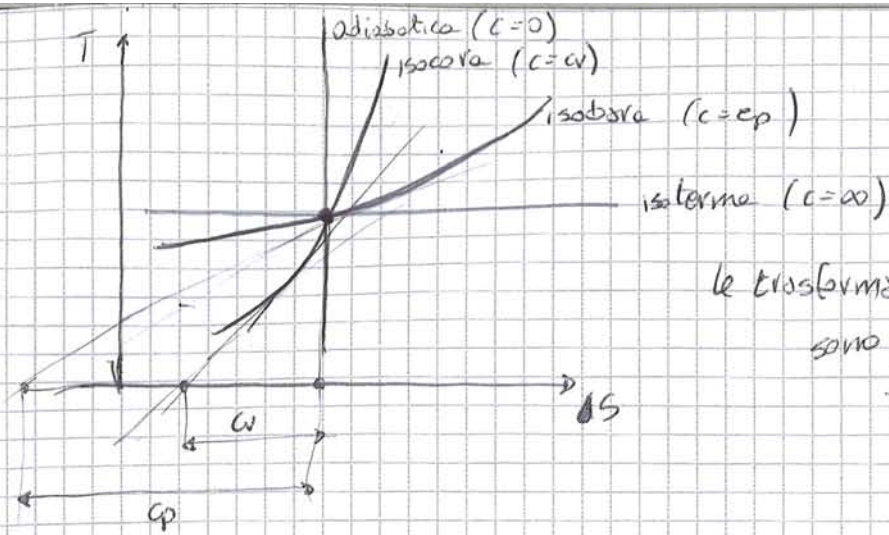
Proprietà del diagramma di Gibbs:



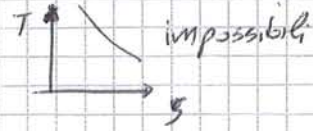
Per fluido omogeneo lineare: $\tilde{q} = T ds$ ($\tilde{Q} = T ds$)

$Q_{12} = \int_1^2 T ds = A_{11'22'}$ = area sottesa dalla trasformazione

- Nel verso di entropia crescente → Q_{12} calore ricevuto dal sistema
- Nel verso di entropia decrescente → Q_{21} calore ceduto dal sistema



le trasformazioni con $c < 0$ NON sono possibili



$\Delta S = 0 \rightarrow$ isentropanica me $\Delta S = \frac{\tilde{Q}}{T} + S_{i,RR} \Rightarrow$ quindi $\Delta S = 0$ vuol dire $\frac{\tilde{Q}}{T_e} = 0 \Rightarrow$ Trasformazione adiabatica e $S_{i,RR} = 0 \Rightarrow$ fluido REVERSIBILE

nella realtà le reversibili però non esistono!

Adiabatica per trasf. irreversibili \rightarrow NON avrà più la forma verticale!

isentropanica = Adiabatica + reversibile

Fluido gas ideale $\rightarrow ds = c_v \frac{dT}{T} + R^* \frac{dv}{v}$
 $c_p \cdot \omega = R^* \rightarrow \omega = c_p - R^* \rightarrow c_v = \gamma \omega - R^* \rightarrow R^* = \omega (\gamma - 1)$
 $ds = \omega \left[\frac{dT}{T} + (\gamma - 1) \frac{dv}{v} \right]$

$x_0 \rightarrow S(x_0) = 0 \quad S - S_0 = S = \int_0^T c_v \frac{dT}{T} + \int_0^v c_v (\gamma - 1) \frac{dv}{v} = c_v \ln \left(\frac{T}{T_0} \right) + c_v (\gamma - 1) \ln \left(\frac{v}{v_0} \right)$

1) Per $v = v_0 \rightarrow S = c_v \ln \left(\frac{T}{T_0} \right)$

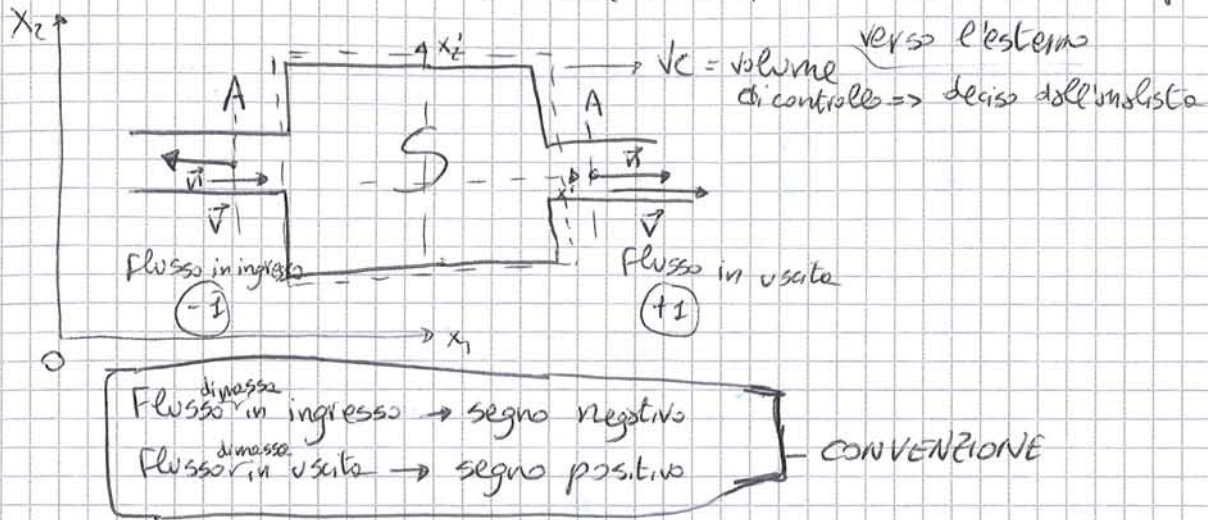
2) Per v generica $\rightarrow S = c_v \ln \left(\frac{T}{T_0} \right) + c_v \ln \left(\frac{v}{v_0} \right)^{\gamma - 1}$

Dato T : se $v > v_0$ \Rightarrow se cresce v mi sposto verso destra

gita
 283
 zone
 ato p

$$G = \rho \cdot A \cdot \vec{v} \cdot \vec{n}$$

ρ - densità fluido
 A - sezione ^(del condotto) di passaggio attraverso cui si ha lo scambio di massa
 \vec{v} - velocità
 \vec{n} - vettore normale \Rightarrow convenzionalmente punta



Due scelte convenzionali del sistema di riferimento:

1) ~~Descrizione~~ Descrizione Lagrangiana: sist. di rif. fisso nello spazio
 $x = x(x_0, t)$ x : coordinata spaziale della part. cella del sistema termodinamico
 (x_1, x_2)
 x_0 : coordinata spaziale dell'origine del sistema di riferimento

2) Descrizione Euleriana: il sistema di riferimento è solidale con il sistema termodinamico \Rightarrow È quello usato!
 (x_1', x_2')
 (origine \rightarrow baricentro del sistema)

$$x_0 = x_0(x, t)$$

Grandezza estensiva generica Z (ad es. Volume, U, H, S, M, \dots)

Come definiamo la sua derivata rispetto al tempo?

~~Il fatto è che anche i flussi di massa hanno una~~
 $U, S, h, v \Rightarrow$ questi contribuiscono alla variazione della grandezza estensiva globale!

$$\frac{dZ}{dt} = \left[\frac{dZ}{dt} \right]_{Vc} + \sum_{k=1}^{NC} \pm G_k \cdot Z_k$$

+ flussi uscenti
 - flussi entranti
 G_k : portata del condotto k -esimo
 $Z_k = \left(\frac{Z}{M} \right)_k$ grandezza specifica della massa \checkmark transitante nel condotto k -esimo
 NC : no. condotti
 (massa volume contenuto) di nel controllo

$$G_k = \int_k \rho A_k v_k \quad \text{portata di massa}$$

$$\Rightarrow W_{sp}^k = p_k \cdot \frac{1}{\rho_k} G_k \quad \text{dove} \quad \frac{1}{\rho_k} = v \text{ (vel. massica)}$$

$$\rightarrow \boxed{W_{sp}^k = (p \cdot v)_k G_k} \quad \text{potenza di spostamento nel caso di flusso uscente}$$

Per un ∇ tipo di condotto: $W_{sp}^k = \pm (p \cdot v)_k G_k$
 (+) flussi uscenti
 (-) flussi entranti

Per un sistema con N_C condotti:

$$\boxed{W_{sp} = \sum_{k=1}^{N_C} \pm (p \cdot v)_k G_k} \quad \text{1° MODO}$$

In altro modo $G = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{M}{\Delta t} \rightarrow W_{sp} = \sum_{k=1}^{N_C} \pm (p \cdot v)_k G_k = \sum_{k=1}^{N_C} \pm (p \cdot v)_k \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \left(\frac{M_k}{\Delta t} \right)$

$$\rightarrow W_{sp} = \sum_{k=1}^{N_C} \pm \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \left(\frac{p \cdot v}{\Delta t} \right)_k = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \sum_{k=1}^{N_C} \pm \left(\frac{p \cdot v}{\Delta t} \right)_k = \frac{d(p \cdot v)}{dt}$$

$$\boxed{W_{sp} = \frac{d(p \cdot v)}{dt}} \quad \text{2° MODO}$$

Equazione energia- cinetica sistemi aperti

$$W_{se}^s + \frac{dE_c}{dt} + \frac{dE_p}{dt} + W_a - W_e^{en} = 0$$

$$W_{se}^s + \frac{dE_c}{dt} + \frac{dE_p}{dt} + W_a - p \frac{dV}{dt} = 0$$

$$W_e + W_a + W_{sp} + \frac{dE_c}{dt} + \frac{dE_p}{dt} + W_a - p \frac{dV}{dt} = 0$$

$$W_e + W_a + \frac{d(p \cdot v)}{dt} + \frac{dE_c}{dt} + \frac{dE_p}{dt} + W_a - p \frac{dV}{dt} = 0$$

$$W_e + W_a + v \frac{dp}{dt} + \frac{dE_c}{dt} + \frac{dE_p}{dt} + W_a = 0$$

$$W_e + W_a + v \frac{dp}{dt} + \left[\frac{dE_c}{dt} \right]_{VC} + \sum_{k=1}^{N_C} \pm G_k v_{c,k} + \left[\frac{dE_p}{dt} \right]_{VC} + \sum_{k=1}^{N_C} \pm G_k v_{c,k} W_a = 0$$



$$W_T + V \frac{dp}{dt} + W_0 + G \left[(e+ep)_2 - (e+ep)_1 \right] = 0$$

$$W_{SP} = \sum_{k=1}^{NC} \pm (pv)_k G_k = \frac{d(pv)}{dt} \rightarrow G \left[(pv)_2 - (pv)_1 \right] = v \frac{dp}{dt} + p \frac{dv}{dt}$$

$$W_T + W_0 + G \left[(pv)_2 - (pv)_1 \right] + G \left[(e+ep)_2 - (e+ep)_1 \right] = 0$$

$$W_T + W_0 + G \left[(pv + e + ep)_2 - (pv + e + ep)_1 \right] = 0$$

Integro e divido per la massa

$$l_T + l_0 + \left[\left(\frac{p}{\rho} + \frac{v^2}{2} + gz \right)_2 - \left(\frac{p}{\rho} + \frac{v^2}{2} + gz \right)_1 \right] = 0$$

$$\left[\frac{p}{\rho} + \frac{v^2}{2} + gz \right]_{IN} = \left[\frac{p}{\rho} + \frac{v^2}{2} + gz \right]_{OUT} + l_T + l_0 \quad \text{(EQUAZIONE DI BERNOLLI)}$$

$$l_T = \left[\frac{p}{\rho} + \frac{v^2}{2} + gz \right]_{IN} - \left[\frac{p}{\rho} + \frac{v^2}{2} + gz \right]_{OUT} - l_0$$

L'eq. di Bernoulli è un caso particolare dell'eq. dell'energia cinetica per fluidi incomprimibili

1° Principio ^{termodinamica} per Sistemi Aperti

Parto da quella per sist. chiusi e lo sviluppo.

$$\phi - W_{SE} = \frac{dU}{dt} + \frac{dEc}{dt} \rightarrow \phi - (W_{SE}^s + W_{SE}^a) = \frac{dU}{dt} + \frac{dEc}{dt}$$

$$\phi - (W_T + W_0 + W_{SP} + \frac{dEp}{dt}) = \frac{dU}{dt} + \frac{dEc}{dt}$$

$$W_{SP} = \sum_{k=1}^{NC} \pm (pv)_k G_k$$

$$\frac{dU}{dt} = \left[\frac{dU}{dt} \right]_{VC} + \sum_{k=1}^{NC} \pm G_k u_k$$

$$\frac{dEc}{dt} = \left[\frac{dEc}{dt} \right]_{VC} + \sum_{k=1}^{NC} \pm G_k e_{p,k}$$

$$\frac{dEp}{dt} = \left[\frac{dEp}{dt} \right]_{VC} + \sum_{k=1}^{NC} \pm G_k e_{p,k}$$

$$\phi - (W_T + W_0) = \frac{d}{dt} [U + Ec + Ep]_{VC} + \sum_{k=1}^{NC} \pm G_k (pv + e + ep)_k$$

$$\phi - (W_T + W_0) = \frac{d}{dt} [U + Ec + Ep]_{VC} + \sum_{k=1}^{NC} \pm G_k (h + e + ep)_k$$

II Principio Termodinamico per sistemi aperti

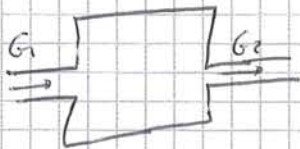
$$\frac{ds}{dt} = \frac{\phi}{T} + \sum_{IRR} \text{ con } \sum_{IRR} \geq 0 \begin{cases} > 0 & \text{irrev.} \\ = 0 & \text{rev.} \end{cases}$$

$$\frac{ds}{dt} = \left[\frac{ds}{dt} \right]_{vc} + \sum_{K=1}^{NC} \pm G_K S_K$$

$$\left[\frac{ds}{dt} \right]_{vc} + \sum_{K=1}^{NC} \pm G_K S_K = \frac{\phi}{T} + \sum_{IRR}$$

Forma completa del II pr. termod. per sistemi aperti

Ipotesi di stazionarietà $\left[\frac{ds}{dt} \right]_{vc} = 0$



$$G(S_2 - S_1) = \frac{\phi}{T} + \sum_{IRR}$$

Se sistema adiabatico $\Rightarrow \phi = 0 : G(S_2 - S_1) = \sum_{IRR} \geq 0$

Se reversibile: $S_2 = S_1$

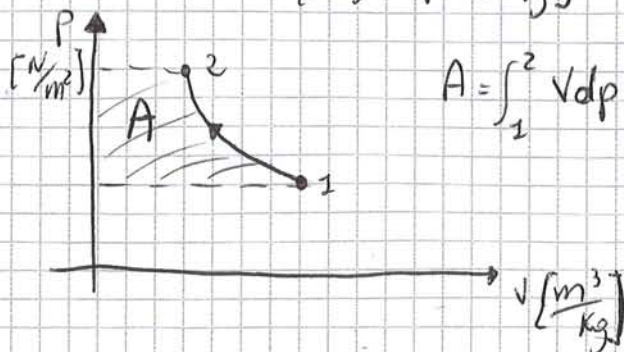
Se irreversibile (realità): $S_2 > S_1$ L'entropia può solo aumentare in un sistema adiabatico!

Eq. en. cinetica per sistemi aperti

$$W_T + \underbrace{W_o}_{=0} + \underbrace{W_a}_{=0 \text{ (reversibile)}} + \underbrace{V dp}_{=0 \text{ (in stazionarietà)}} + \underbrace{\left[\frac{dEc}{dt} \right]_{vc}}_{=0 \text{ (trascurabile)}} + \underbrace{\left[\frac{dEp}{dt} \right]_{vc}}_{=0 \text{ (trascurabile)}} + \sum_{K=1}^{NC} \pm G_K (e_{cp})_K = 0$$

$W_T = -V \frac{dp}{dt} \Rightarrow$ Integro rispetto al tempo e specifico i termini rispetto ad unità di massa

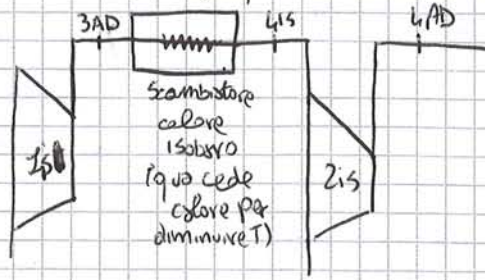
$$\Rightarrow e_f = - \int v dp \quad [J/kg]$$



$$A = \int_1^2 v dp \quad \text{Percorsa da 1 a 2} \Rightarrow A > 0$$

$$A = |Rt|$$

Una macchina che fa questo è:



Una sequenza di:

- compressione adiabatica
- interrefrigerazione

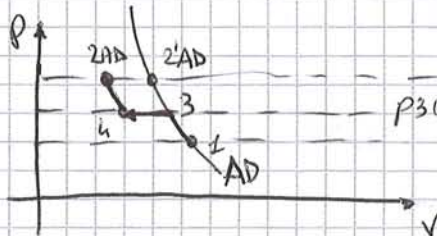
Paraisoterma



Se questa sequenza tende all'infinito: PARAISSOTERMICITÀ $\xrightarrow{\text{tende a}}$ ISOTERMICITÀ

Dal punto di vista pratico non ha senso parlare di infinito.

Soltanto il numero di stadi viene limitato a due \Rightarrow compressione a 2 stadi INTERREFRIGERATA (intercooling)



2'AD \Rightarrow sarebbe stato il punto finale dell'adiabatica se non avessi usato l'interrefrigeratore

2AD \Rightarrow punto finale dell'adiabatica con interrefrigeratore

Abbiamo risparmiato l'area (quindi il lavoro) \square 3422"

Ma come devo scegliere la $p_{intermedia}$? Deve essere quella che minimizza l_t !

$l_t = l_t(p_i) \rightarrow$ devo trovare il minimo di l_t rispetto a p_i (cioè scegliere p_i che minimizza il lavoro)!

$$l_t = - \int_1^2 v dp = - \int_2^1 v dp = p_1^{\frac{1}{\gamma}} v_1 \int_2^1 p^{-\frac{1}{\gamma}} dp = \frac{p_1^{\frac{1}{\gamma}} v_1}{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \left[p^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right]_2^1$$

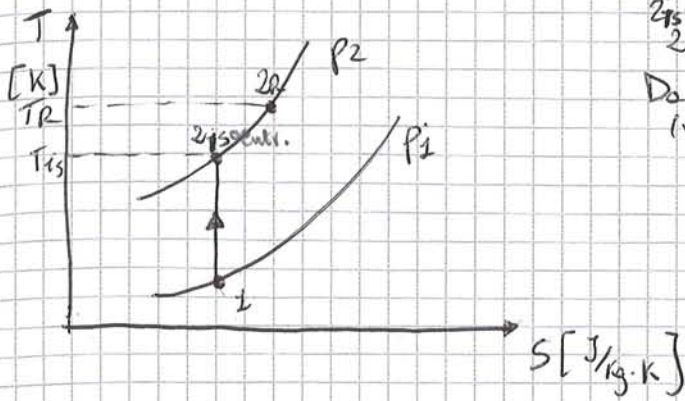
$$= \frac{\gamma}{\gamma-1} p_1^{\frac{1}{\gamma}} v_1 \left[p_1^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - p_2^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right] \rightarrow$$

$$l_t = \frac{\gamma}{\gamma-1} p_1^{\frac{1}{\gamma}} v_1 p^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right]$$

$$l_t = \frac{\gamma}{\gamma-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right]$$

$\frac{p_2}{p_1} = \beta$ = rapporto di compressione

$$l_t = \frac{\gamma}{\gamma-1} p_1 v_1 \left[1 - \beta^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right] \rightarrow \beta > 1 \quad (p_2 > p_1) \Rightarrow \text{COMPRESSIONE} \quad l_t < 0$$



$2s = 2$ TEORICO (isentroptica)
 $2R = 2$ REALE (adiab. irrev.)

Da P_1 a $P_2 \Rightarrow$ compressione isentropica (verticale) $(s_1 = s_2)$

~~isentroptica~~

Per il 2° pr. termodinamica $\Rightarrow \left(\frac{ds}{dt}\right)_{vc} + \sum_{K=1}^{NC} \pm G_K S_K \frac{\phi}{T} + \dot{E}_{IRR}$
 \Rightarrow (stazionaria) $G_1 = G_2 = G$

$G(s_2 - s_1) = \frac{\phi}{T} + \dot{E}_{IRR}$
 \Rightarrow (adiabatico) \downarrow \Rightarrow (reversibilità) \downarrow

\Rightarrow quindi **ISENTROPICA = ADIABATICA + REVERSIBILE**

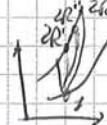
la condizione di adiabaticità è realistica!
 la condizione di reversibilità è ideale!

Quindi nella realtà NON esisterà una trasformazione 1-2 verticale ma abbiamo una adiabatica irreversibile! ($\dot{E}_{IRR} > 0$)

$G(s_2 - s_1) = \dot{E}_{IRR} \Rightarrow s_2 - s_1 > 0 \Rightarrow s_2 > s_1$ NON vale la condizione di isentropicità

$T_{reale} > T_{isentropica}$ la trasformazione reale va ad una T nettamente maggiore rispetto alla $T_{isentropica}$!

In realtà questo $2R$ posso metterlo a caso



Minimano che aumenta T \Rightarrow aumenta l'entropia ed aumenta il lavoro

Quindi compressori a qualità migliori sono quelli che hanno un aumento dell'entropia minore (spendono meno lavoro) o punti di β .

Per esprimere una figura di merito per i compressori si introduce il:

RENDIMENTO ISENTROPICO di COMPRESSIONE $\Rightarrow \eta_{15,c} = \frac{L_{t,15}}{L_{t,Reale}} = \frac{\text{Cond. ideale}}{\text{Cond. reale}}$
 lavoro minimo \Rightarrow nel processo isentropico perché $T_{2,15} < T_{2,Reale}$
 $\eta_{15,c} = 1 \Rightarrow$ compressore IDEALE $\left\{ \begin{array}{l} T_{2,15} < T_{2,Reale} \\ \forall T_{2,Reale} \end{array} \right.$
 $0 < \eta_{15,c} < 1$

Nella compressione si $\text{pre} > \text{fa}$ aumentare il lavoro che devo fare!
 Nella espansione si $\text{pre} > \text{fa}$ diminuire il lavoro che posso ottenere!

Riassunto:

Hanno la
definizione
RECIPROCA!

- COMPRESSIONE $\Rightarrow \eta_{15,C} = \frac{q_{t,15}}{q_{t,R}} = \frac{h_{2,15} - h_2}{h_{2,R} - h_2}$ da 1 a 2! ▼

- ESPANSIONE $\Rightarrow \eta_{15,R} = \frac{q_{t,R}}{q_{t,15}} = \frac{h_3 - h_{4,R}}{h_3 - h_{4,15}}$ da 3 a 4! ▼

MOTORI A GAS

Cioè sono cicli termodinamici motori a GAS! ▼

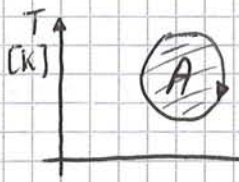
Motori $\Rightarrow L(c) > 0$ Il sistema fa lavoro sull'esterno

A gas \Rightarrow il fluido che percorre la trasformazione del ciclo è un gas ideale! ▼

Proprietà di questi motori:

- Se $L(c) > 0 \xrightarrow{1^{\circ} \text{Pr. Term.}} Q(c) = L(c) > 0$ cioè ricevono + calore di quanto ne cedono $\Rightarrow Q_{ASS} > Q_{CED}$

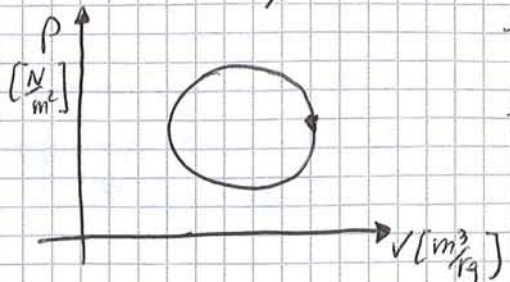
$Q = \int T ds$



$L(c) = Q(c) = \int_C T ds \equiv \text{Area sottesa dal ciclo}$

$L(c) = \int_C T ds > 0$ cioè ciclo è motore se la percorrenza è in senso ORARIO! (nel diagramma T-s)

Sul piano di Clapeyron



$l_c = - \int v dp$

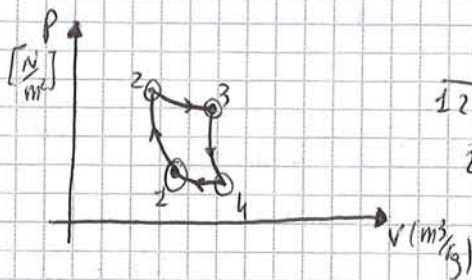
$l_t(c) = - \int_C v dp \rightarrow$ se è percorso in senso ORARIO $\int_C v dp < 0 \Rightarrow$ quindi $l_t(c) > 0$ Ciclo MOTORE! ▼

senso antiorario $\Rightarrow \int v dp > 0 \Rightarrow l_t(c) < 0 \Rightarrow$ ciclo di MACCHINA OPERATRICE

Quindi ipotesi:

- ① Presenza di scambiatori di calore per inserimento Q^+ e cessione Q^-
- ② Ciclo di ARIA STANDARD (cioè sempre aria)
- ③ Gas ideale (cioè per l'aria standard possiamo usare $pV=R^*T$)
- ④ Calore specifico costante (non dipende dalla temperatura)
- ⑤ Considero le trasformazioni REVERSIBILI

Supponiamo di avere un ciclo con 4 trasformazioni politropiche e 2 a 2 parallele



$\overline{12}$ e $\overline{34}$: politropica A (cioè $\overline{12}$ e $\overline{34}$ sono dello stesso tipo)
 $\overline{23}$ e $\overline{41}$: politropica B (cioè $\overline{23}$ e $\overline{41}$ sono dello stesso tipo)

- ①② $p_1 v_1^n = p_2 v_2^n$ n = esponente politropica A
- ②③ $p_2 v_2^m = p_3 v_3^m$ m = esponente politropica B
- ③④ $p_3 v_3^n = p_4 v_4^n$
- ④① $p_4 v_4^m = p_1 v_1^m$

↓ moltiplico termini di sinistra e di destra

$$p_1 p_2 p_3 p_4 v_1^n v_2^m v_3^n v_4^m = p_1 p_2 p_3 p_4 v_2^n v_3^m v_4^n v_1^m$$

$$v_1^{(n-m)} v_3^{(n-m)} = v_2^{(n-m)} v_4^{(n-m)}$$

$$v_1 v_3 = v_2 v_4$$

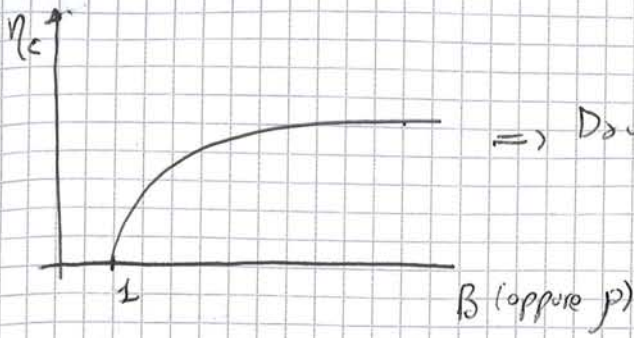
Prodotto incrociato dei volumi massici tra 1 e 3 = prodotto incrociato dei volumi massici tra 2 e 4.

Ma anche: $p_1 p_3 = p_2 p_4$

$$T_1 T_3 = T_2 T_4$$

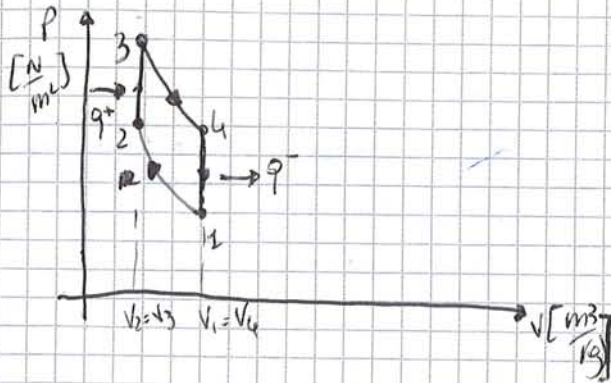
Il prodotto incrociato delle proprietà termodinamiche si conserva

In questi determino ciclo

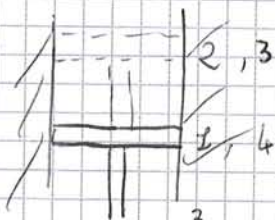


⇒ Da un certo punto in poi: l'aumento notevole di β porta ad un aumento insignificante di η_c (non conviene più)

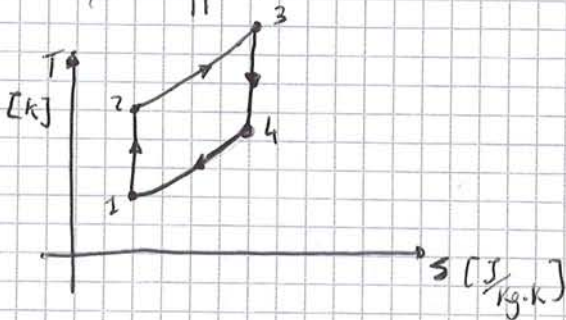
2) Ciclo Otto → ciclo tipico dei motori a benzina



- 1 → 2 ~~compressione~~ ^{compressione} adiabatica
- 2 → 3 isocora (combustione immediata)
- 3 → 4 espansione adiabatica
- 4 → 1 isocora



2, 3 (dopo combustione) ⇒ da 2 a 3 abbiamo una combustione IMMEDIATA (V rimane costante)



$$\eta_o = 1 - \frac{q^-}{q^+} = 1 - \frac{c_v(T_4 - T_2)}{c_v(T_3 - T_2)} = 1 - \frac{T_4 - T_2}{T_3 - T_2} = 1 - \frac{T_2}{T_1} \cdot \frac{\frac{T_4}{T_1} - 1}{\frac{T_3}{T_2} - 1} = 1 - \frac{T_2}{T_1}$$

ma $T_1 T_3 = T_2 T_4 \rightarrow \frac{T_4}{T_1} = \frac{T_3}{T_2}$

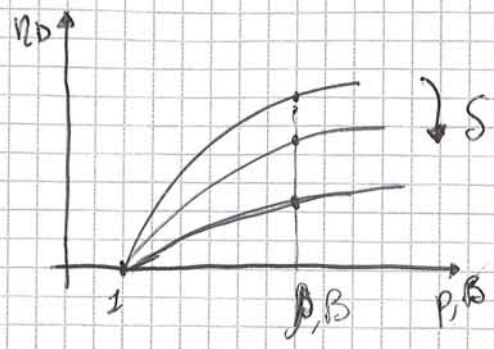
$\eta_o = 1 - \frac{T_2}{T_1}$ ma $\frac{T_2}{T_1}$ non è la massima (a differenza di Carnot)

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

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

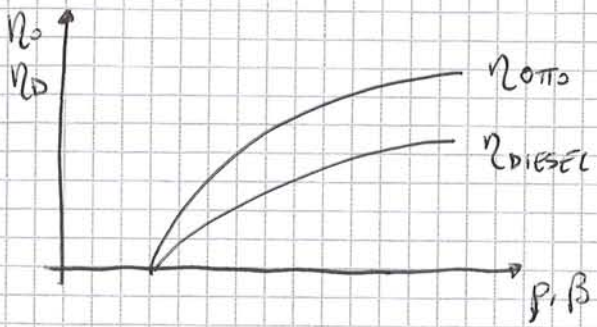
$$\eta_D = 1 - \frac{1}{\beta^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}} \cdot \frac{1}{\delta} \cdot \frac{S^{\gamma}-1}{S-1}$$

$$\eta_D = 1 - \frac{1}{\beta^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}} \cdot \frac{1}{\delta} \cdot \frac{S^{\gamma}-1}{S-1}$$



Aumentando S il rendimento diminuisce

- ⇒ conviene avere un ciclo diesel con:
- Alto β
 - Basso S
- } ciclo snello



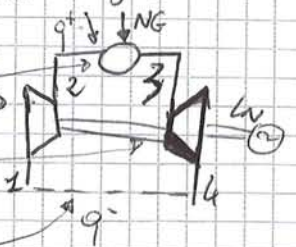
⇒ A parità di β : ciclo Otto è migliore

Ma si dice che il diesel è migliore perché nel ciclo diesel posso lavorare a β più alti (non abbiamo la detonazione)

$$\beta_D > \beta_O \Rightarrow \eta_D > \eta_O$$

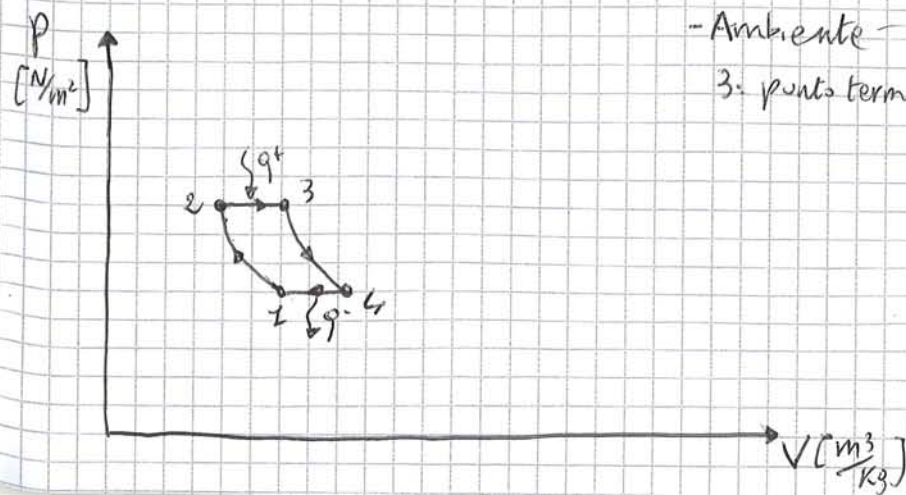
CICLO JOULE → ciclo termodinamico di riferimento della macchina turbogas

- Caratterizzato da:
- Turbina a gas a compressione
 - Combustore
 - Turbina ad espansione
 - Ambiente

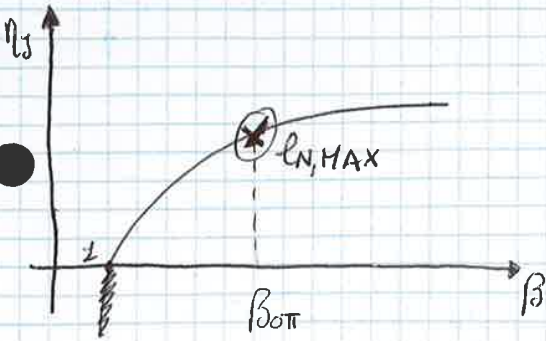


- 3. punto termicamente + pregresso: alta p ed alta T
- 1→2 adiabatica di compressione reversibile (isocorrentica) con consumo (assorbimento di lavoro di compressione l_c)
- 2→3 isobara (idealmente) non nella realtà (si disperde della pressione) con consumo (lavoro l_c)

8
31
FS
?



(1)



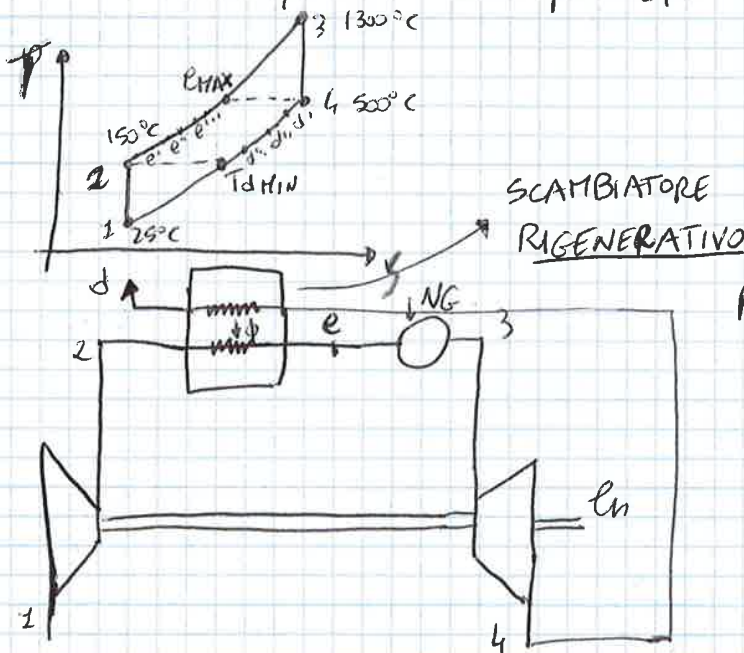
$\beta_{0\pi} \Rightarrow$ trova il MAX del lavoro netto, non il MAX del rendimento \Rightarrow il MAX del rendimento va ad ∞

• Modifica del ciclo Joule

la nostra $T_4 \approx 400 - 450^\circ\text{C} \Rightarrow$ se T_4 è sufficientemente alta ($> T_2$)

posso usarla come combustibile per riscaldare T_2

\Rightarrow questo lo faccio per risparmiare combustibile



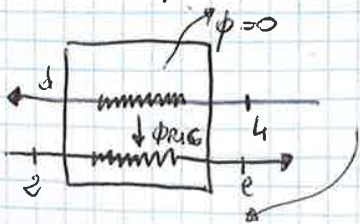
grazie al calore di T_4
Praticamente il mio fluido viene preriscaldato (gli mando un flusso termico) prima di essere mandato al combustore e per risparmiare il combustibile

Rigenerazione: scambio termico che avviene tra lo stesso fluido che sta percorrendo un ciclo ma in punti diversi! \rightarrow è uno scambio termico interno al ciclo cioè non viene assorbito altro calore dal ciclo

1) Fluido in condizioni di alta $T \xrightarrow{\text{verso}}$ 2) Fluido in condizioni di bassa T

Lo porta il mio fluido ad un punto e \Rightarrow questo punto non può essere maggiore di $T_4 \Rightarrow$ avremo un e_{MAX} poi e può essere indietro fino al punto 2

Ed il punto d?



1° Pr ; e_c, e_p, W_0 trascurabili

$$\phi - W = G_e h_e + G_d h_d - G_2 h_2 - G_4 h_4$$

$\phi_{int} \rightarrow$ flusso interno, ϕ (flusso verso l'esterno) = 0
 $W = 0$

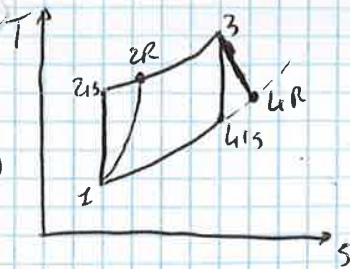
$$G_e h_e + G_d h_d - G_2 h_2 - G_4 h_4 = 0 \quad \text{ma } G_e = G_d = G_2 = G_4$$

$$h_e + h_d = h_2 + h_4 \rightarrow h_4 - h_d = h_e - h_2 \xrightarrow{C_p \text{ ideale}} C_p (T_4 - T_d) = C_p (T_e - T_2)$$

$$\rightarrow T_4 - T_d = T_e - T_2$$

(2)

Ciclo reale 1, 2R, 3, 4R

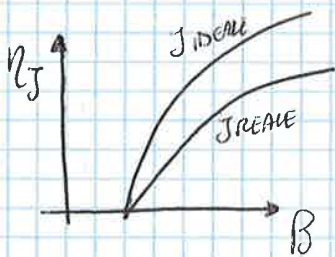


COMPRESSORE $\rightarrow \eta_{1s,C} = \frac{e_{c,1s}}{e_{c,R}} = \frac{h_{2,1s} - h_1}{h_{2,R} - h_1} \stackrel{\text{se gas reale}}{=} \frac{c_p (T_{2,1s} - T_1)}{c_p (T_{2,R} - T_1)} = \frac{T_{2,1s} - T_1}{T_{2,R} - T_1}$

TURBINA $\rightarrow \eta_{1s,T} = \frac{e_{t,R}}{e_{t,1s}} = \frac{T_3 - T_{4,R}}{T_3 - T_{4,1s}}$

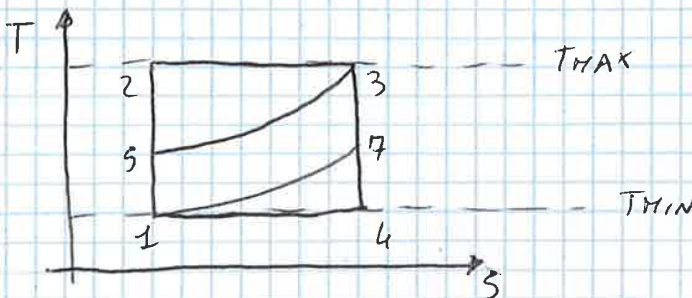
$\eta_{J,REALE} = \frac{e_{t,R} - e_{c,R}}{q^*_{t,R}} = \frac{\eta_{1s,T} \cdot e_{t,1s} - \frac{e_{c,1s}}{\eta_{1s,C}}}{q^*_{t,R}} = \frac{\eta_{1s,T} \cdot c_p (T_3 - T_{4,1s}) - c_p (T_{2,1s} - T_1)}{c_p (T_3 - T_{2,R})}$

ma $T_{2,R} = T_2 + \frac{(T_{2,1s} - T_2)}{\eta_{1s,C}} \Rightarrow \eta_{J,REALE} = \frac{\eta_{1s,T} c_p (T_3 - T_{4,1s}) - c_p (T_{2,1s} - T_1)}{c_p (T_3 - T_2 - \frac{(T_{2,1s} - T_2)}{\eta_{1s,C}})}$



$\eta_{J,REALE} \rightarrow \eta_{J,IDEALE}$ se $\eta_{1s,C}$ e $\eta_{1s,T}$ crescono
(se sono uguali ad 1: $\eta_{J,REALE} = \eta_{J,IDEALE}$)
dipendono dalla componente meccanica

Dato T_{MAX} e $T_{MIN} \Rightarrow$ il ciclo di Carnot assicura il rendimento + elevato



1234: Carnot
1537: Otto

Carnot

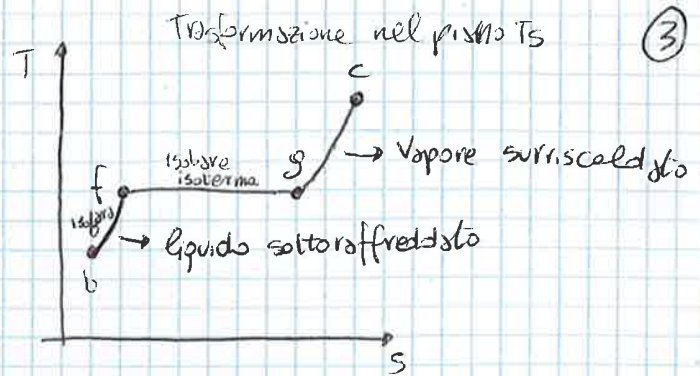
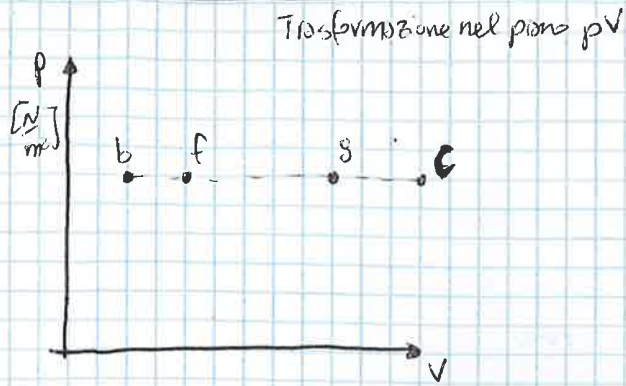
vs

Otto

$q^*_{CARNOT} > q^*_{OTTO}$ (Area sottesa dal lato superiore)

$q^*_{CARNOT} < q^*_{OTTO}$ (Area sottesa dal lato inferiore)

quindi $\eta_C > \eta_{OTTO}$



(f) LIQUIDO SATURO

(g) VAPORE SATURO SECCO

} Si trovano a stesse T e p

$C=1$ $H_2O \Rightarrow i=1$ cioè posto $p=P_{AMB}$ necessariamente la trasformazione è avvenuta ad una

T fissa $\Rightarrow T = T_{\text{sat}}(p)$

Cioè l'unica variabile libera è la pressione

$T_{\text{sat}} =$ temperatura a cui avviene il passaggio di stato $L \rightarrow V$ (ma anche $V \rightarrow L$) alla data pressione

(b) Si trova a T inferiore alla T_{sat} relativa alla sua pressione

$$A \quad P_b = P_{\text{amb}} \Rightarrow T_{\text{sat}}(P_{\text{amb}}) = 100^\circ\text{C}$$

$$T_b = 25^\circ\text{C} < T_{\text{SAT}}(P_b)$$

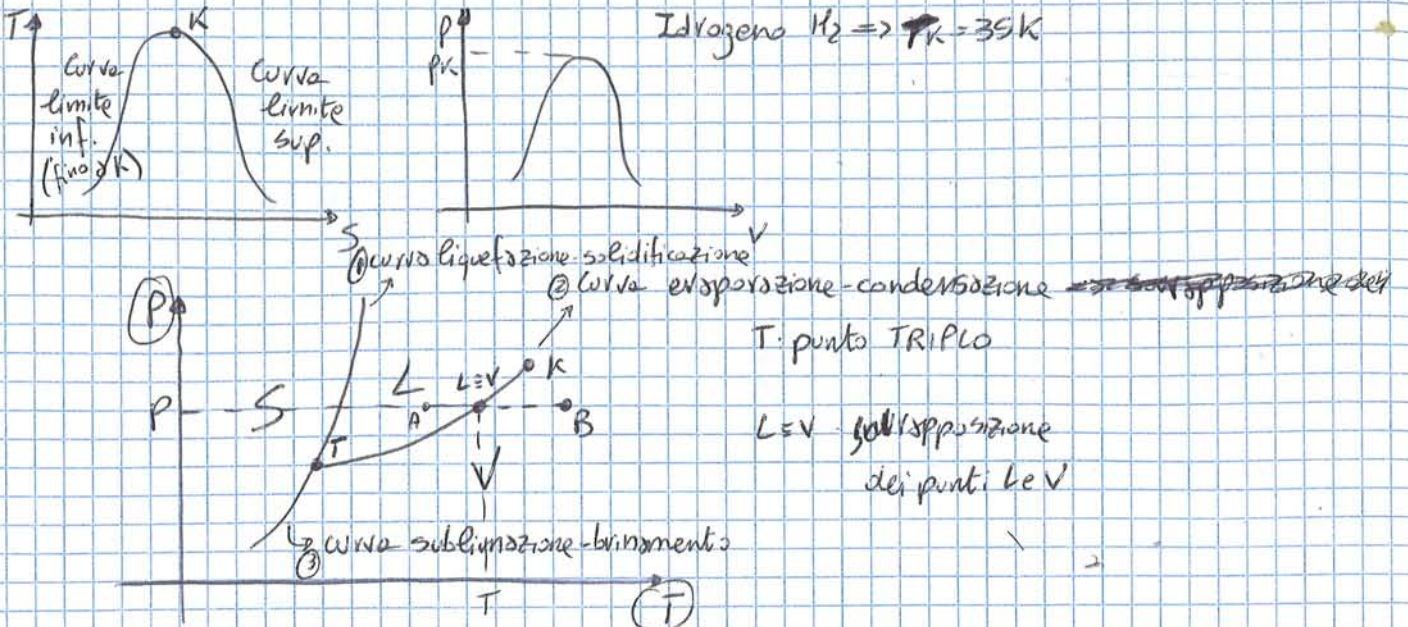
\downarrow
 $P_b = P_{\text{amb}}$

LIQUIDO SOTTORAFFREDDATO

(c) $P_c = P_{\text{amb}} \rightarrow T_{\text{SAT}}(P_c) = T_{\text{SAT}}(P_{\text{AMB}}) = 100^\circ\text{C}$

$$T_c = 120^\circ\text{C} > T_{\text{sat}}(P_c)$$

VAPORE SURRISCALDATO

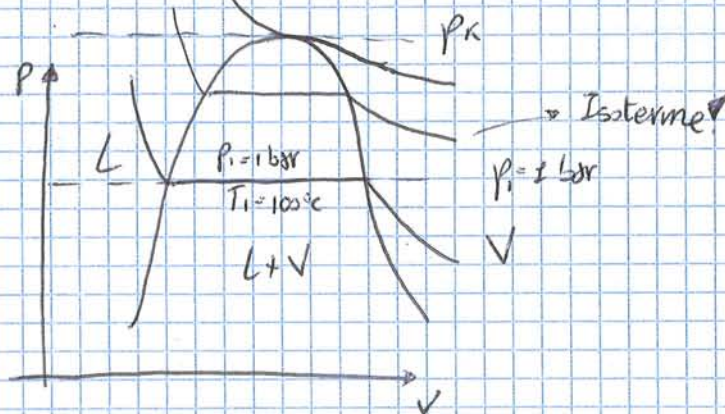


T \rightarrow punto TRIPLO: compresenza di 3 fasi (s, l, v)

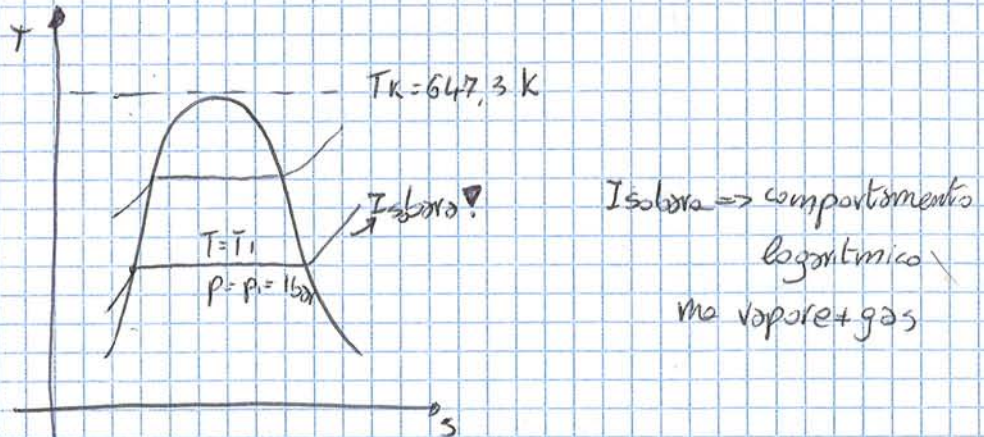
Per $H_2O \rightarrow T_T = 273,16 K$

$P_T = 0,0061122 \text{ bar}$

PIANO di LAPLACEYRON



PIANO di GIBBS



$Tds = dh - vdp$ e $dh = q - l$

~~ma vdp = 0~~ \rightarrow ma $vdp = 0 \Rightarrow Tds = dh$ (lungo l'isobara)

I° Pr. Termo

$$q - (-v dp) = dh \implies T ds = dh - v dp$$

$$q = T ds$$

differenziamo rispetto a ds a p costante

$$T = \left(\frac{dh}{ds} \right)_p \implies \frac{dh}{ds} \text{ esprime la pendenza della curva in un punto}$$

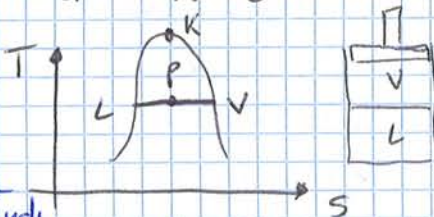
Quindi la temperatura esprime la pendenza

della curva isobara: pendenza della curva in p = Temperatura in p

②

Allora poiché la zona tra le curve limite è a T costante, lei si avrà una pendenza costante e pertanto la curva isobara tra le curve limite sarà una retta (nel diagramma h, s)

Via via che p aumenta \implies aumenta la temperatura e quindi aumenta la pendenza \implies



il punto K non è nella sommata perché è il punto a MAX pendenza

Per questo ragione nel diagramma $h-s$ il punto K non è sulla sommata

TITOLO in P

$$X = \frac{M_v}{M_L + M_v} = \frac{M_v}{M_{TOT}} = \text{frazione in vapore della massa di acqua}$$

$$\begin{cases} X_L = 0 \\ X_V = 1 \end{cases}$$

$$V_{TOT} = V_L + V_v = M_L v_L + M_v v_v$$

$$\text{Vol. massico} = \frac{V_{TOT}}{M_{TOT}} = \frac{M_L v_L + M_v v_v}{M_{TOT}} = (1-X)v_L + X v_v$$

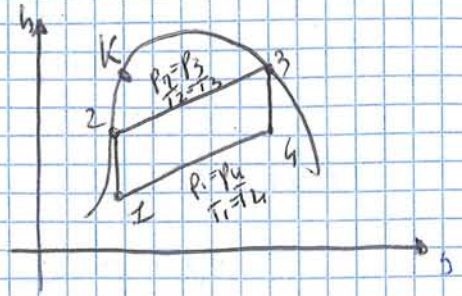
$$X = \frac{v - v_L}{v_v - v_L}$$

Dove ho tutti volumi massici!

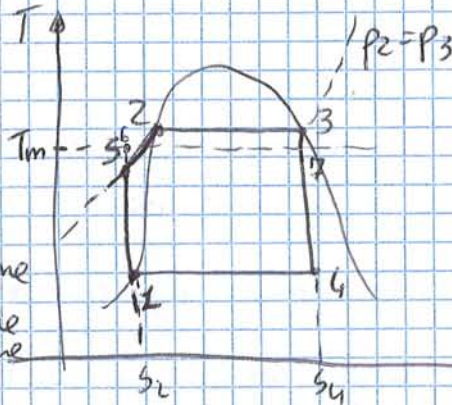
34: espansione adiabatica + reversibile = isentropica
(step di produzione del lavoro)

41: isobara di condensazione (isoterma) con cessione di calore q^- verso l'esterno

$$\eta_{cv} = 1 - \frac{q^-}{q^+} = 1 - \frac{T^-(s_4 - s_1)}{T^+(s_3 - s_2)} = 1 - \frac{T^-}{T^+}$$



Ciclo CARNOT REALE



Prendiamo il punto di partenza nell'1 per avere una condensazione totale! (E' facile avere una totale che una parziale come nel ciclo di Carnot ideale)

523 => step assorbimento calore q^+ :
e' isobara ma non isoterma

1-5: fase di pompaggio del ciclo per passare da p_1 a p_2

5-2: riscaldamento del liquido fino a $T_{saturazione}$ corrispondente a p_2

2-3: evaporazione completa

Ipotesi:

① $T_1 = 25^\circ C \rightarrow p_1 = 0,0317 \text{ bar}$

② $T_2 = 250^\circ C \rightarrow p_2 = 39,736 \text{ bar} = p_3$

La T_{media} e' introdotta tale che:

$$Area_{s_2 67 s_4} = Area_{s_2 523 s_4}$$

(quindi per avere lo stesso calore della transf. reale (523))

$$\frac{p_2}{p_1} \approx 1250$$

$$l_{p,15} = 3,98 \text{ kJ/kg}$$

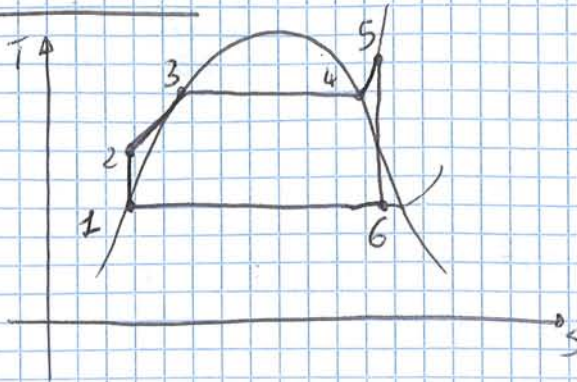
↓ lavoro di pompaggio

$$l_{e,34} = 395,1 \text{ kJ/kg}$$

↓ espansione

$$\frac{l_p}{l_e} \approx 0,4 \text{ di}$$

CICLO RANKINE



12: pompaggio H_2O liquida

2345: fornitura di calore q^+
 al ciclo lungo l'isobara
 ($p_2 = p_3 = p_4 = p_5$):

23: riscaldamento H_2O liquida
 con economizzatore: 4. parte da
 liquido sottoraffreddato (2) o liquido saturo (3)

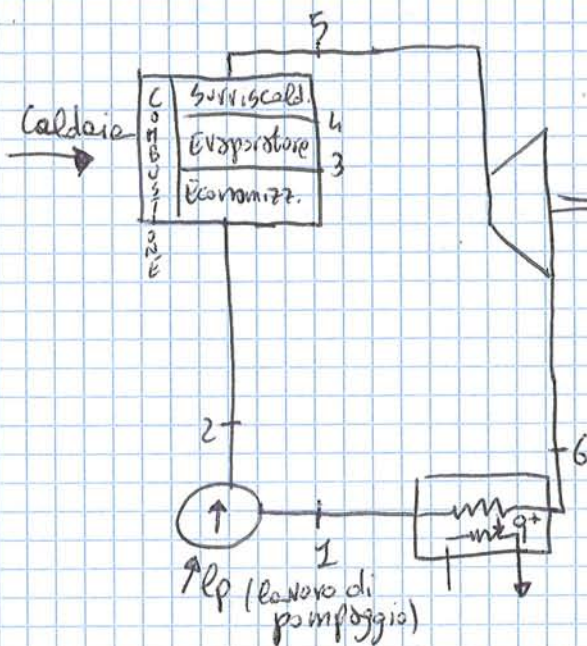
34: evaporazione con evaporatore

45: surriscaldamento vapore
 con surriscaldatore

56: espansione vapore

61: condensazione

le (lavoro di espansione)



Se gli impianti sono di grossa taglia → molto acciaio

necessario per le turbine → devono costare poco

→ acciai austenitici (C_2 , Ni bassa d^o)

↳ $T_3 \cong 650-700^\circ C$

Aggiungendo uno o più surriscaldamenti:

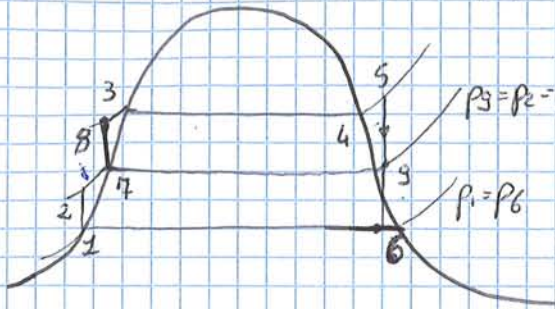
- Resp. AUMENTA

- $w_{esp} = G_{H_2O} \cdot l_{esp} \Rightarrow$ se l_{esp} aumenta, a parte di
che posso far lavorare il ciclo
con minore portata \rightarrow diminuzione
di consumo specifico del volume

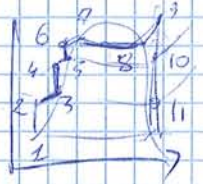
\Rightarrow il vantaggio è che l'intero
congegno è più contenuto come
volume (e quindi come costi.)

Quindi nel primo pompaggio da 1 a 2 non arrivo alla pressione massima del ciclo
 Il punto 7 si trova sull'isobara di 2

Da 7 ad 8 ho un secondo pompaggio per arrivare a $p_8 = p_3$



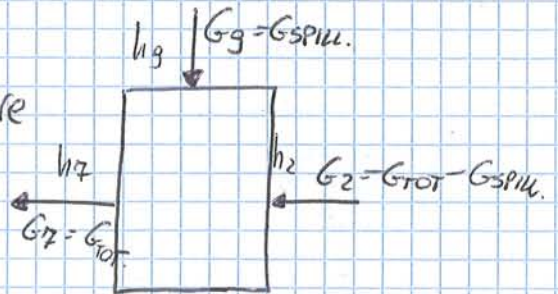
Ordine: 127834596



$$G_2 (h_7 - h_2) = G_3 (h_3 - h_7)$$

ϕ ricevuto da H_2O eq. ϕ ceduto da vapore spillato in 3

G_3 ? Quanto è la portata da spillare



1° Pr. Termo $\phi - W_T = \Sigma \pm G h$

$$\sum_{i=1}^3 \pm G_i h_i = 0 \Rightarrow G_2 h_7 - G_2 h_2 - G_3 h_3 = 0$$

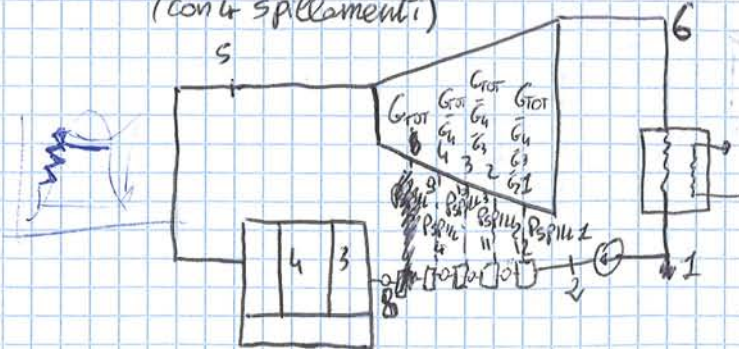
$$G_{TOT} h_7 - (G_{TOT} - G_{SPILL}) h_2 - G_{SPILL} h_3 = 0$$

$$G_{TOT} (h_7 - h_2) + G_{SPILL} (h_2 - h_3) = 0$$

$$G_{SPILL} = G_{TOT} \frac{(h_7 - h_2)}{(h_3 - h_2)}$$

Ciclo RANKINE RIGENERATIVO
 (con 4 spillamenti)

Ciclo con MISCELATORE



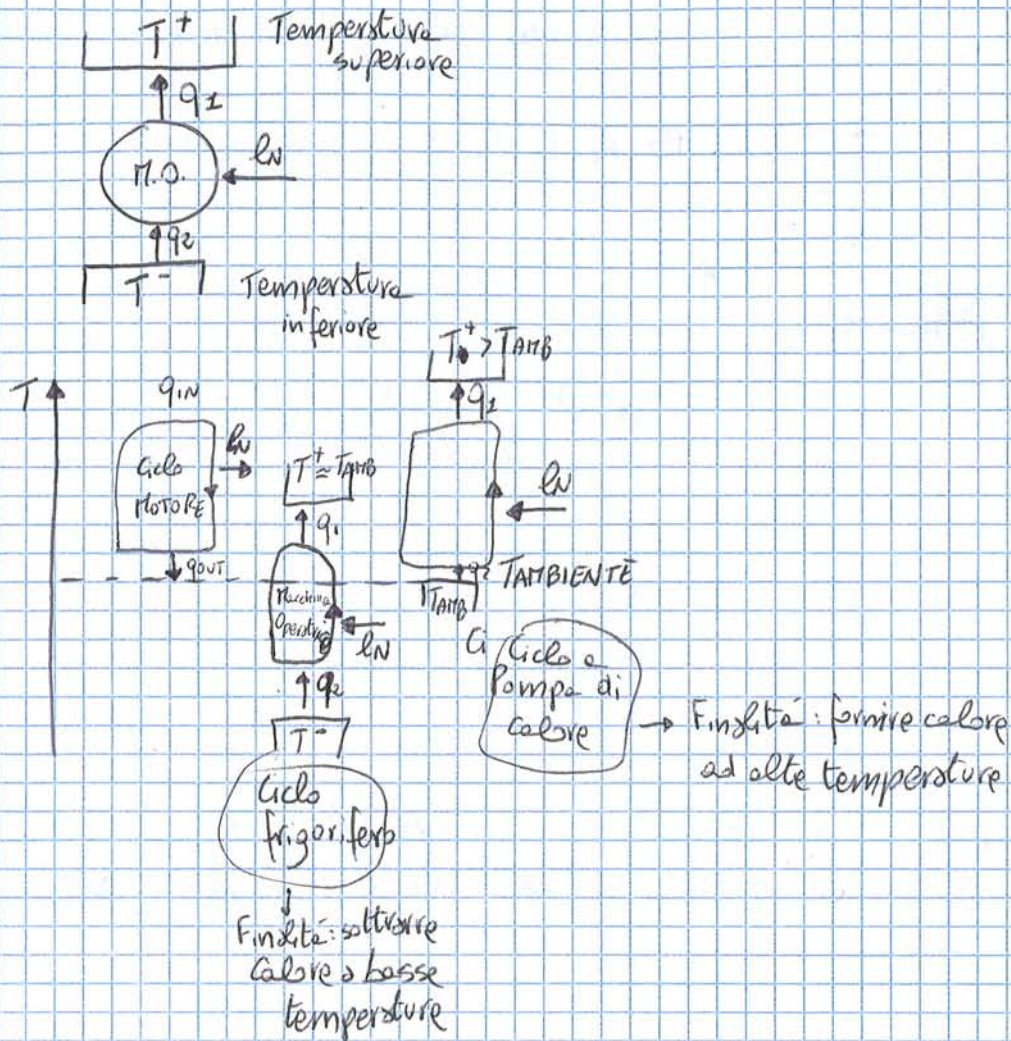
Ciclo con 4 spillamenti

~~$$\eta = \frac{W_T}{\phi_{IN}} = \frac{G_{TOT} (h_5 - h_3) + (G_{TOT} - G_4) (h_9 - h_{10}) + (G_{TOT} - G_4 - G_3) (h_{10} - h_{11}) + (G_{TOT} - G_4 - G_3 - G_2) (h_{11} - h_{12}) + (G_{TOT} - G_4 - G_3 - G_2 - G_1) (h_{12} - h_{13})}{G_{TOT} (h_5 - h_3)}$$~~

$$\eta = \frac{W_T}{\phi_{IN}} = \frac{G_{TOT} (h_5 - h_3) + (G_{TOT} - G_4) (h_9 - h_{10}) + (G_{TOT} - G_4 - G_3) (h_{10} - h_{11}) + (G_{TOT} - G_4 - G_3 - G_2) (h_{11} - h_{12}) + (G_{TOT} - G_4 - G_3 - G_2 - G_1) (h_{12} - h_{13})}{G_{TOT} (h_5 - h_3)}$$

CICLI INVERSI

Cicli di macchine operatrici usano lavoro per far avvenire trasformazioni non spontanee (passaggio di calore da T_{bassa} a T_{alta})



Dal 1° principio $\rightarrow L_W(c) = q(c)$

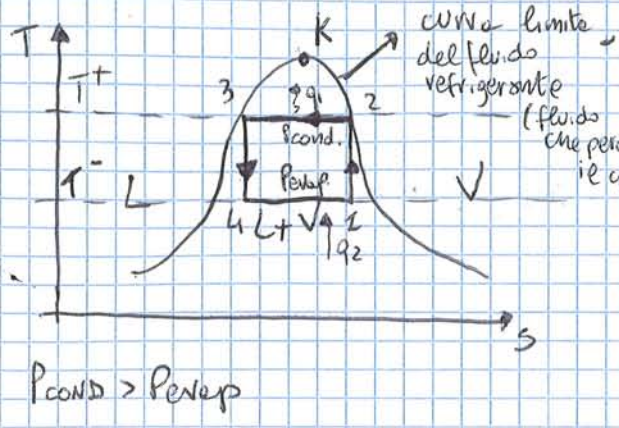
$$\cancel{L_W(c)} \quad -|L_W| = q_2 - |q_1| \Rightarrow |L_W| = |q_1| - q_2$$

Ciclo frigorifero \rightarrow efficienza frigorifera $E_f = \frac{q_2}{|L_W|}$

Ciclo o pompa di calore \rightarrow COP (coefficient of performance) $= \frac{|q_1|}{|L_W|} = \frac{|q_1|}{|q_1| - q_2} > 1$ (non è una stranezza ma deriva dalla sua definizione)

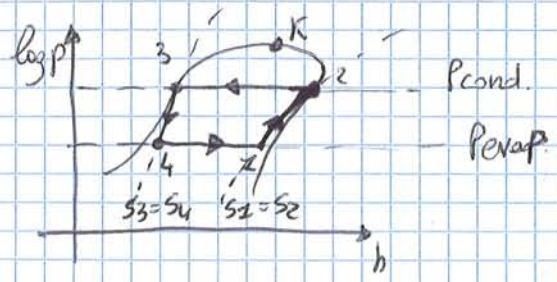
In un ciclo $L_W < 0 \Rightarrow q_2 < 0$ (perché $L(c) = q(c)$)

Cicli inversi a vapore



Ciclo di Carnot inverso

- 1-2 compressione adiabatica reversibile (isentropica)
- 2-3 condensazione con cessione calore q_2 all'esterno
- 3-4 espansione adiabatica reversibile
- 4-1 evaporazione con ingresso di calore q_1



$$|q_1| = T^+ (s_2 - s_3)$$

$$q_2 = T^- (s_1 - s_4)$$

$$|w| = |q_1| - q_2 = (T^+ - T^-) (s_2 - s_3) \quad \text{oppure } s_1 - s_4$$

$$E_f = \frac{q_2}{|w|} = \frac{T^- (s_1 - s_4)}{(T^+ - T^-) (s_1 - s_4)} = \frac{T^-}{T^+ - T^-} = \frac{1}{\frac{T^+}{T^-} - 1}$$

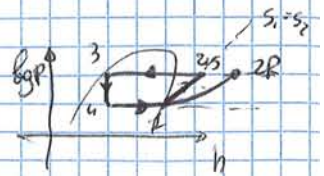
E_f aumenta quando $\frac{T^+}{T^-}$ diminuisce cioè quanto più le 2 temperature si avvicinano

$$COP = \frac{|q_1|}{|w|} = \frac{T^+ (s_2 - s_3)}{(T^+ - T^-) (s_2 - s_3)} = \frac{T^+}{T^+ - T^-} = \frac{1}{1 - \frac{T^-}{T^+}}$$

COP aumenta quando $\frac{T^-}{T^+}$ aumenta

Considerazioni:

- la valvola di laminazione produce l'effetto utile e quindi l'efficienza
- la 1-2 non è una isentropica perché l'isentropicità è una condizione ideale: $S_{2, reale} > S_1 = S_{2, is}$



$$S_1 = S_{2, is}$$

$$\eta_{is, c} = \frac{h_{2, is} - h_1}{h_{2, reale} - h_1} = \frac{c_{p, is}}{c_{p, reale}} \Rightarrow \text{Data questa trovo } h_{2, reale}$$

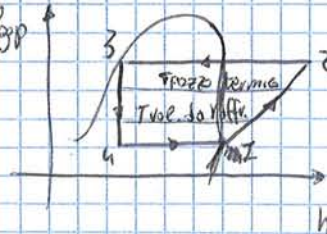
- Data la $T_{evaporazione} \Rightarrow$ la T dell'ambiente da cui sottraggo il calore deve essere maggiore di $T_{evap} \Rightarrow$ cioè per mantenere una zona a $-20^\circ C$ devo usare un fluido che ha una $T_{-20^\circ C}$ perché questo fluido deve sottrarre calore alla mia zona.

Esempio: se $T_{vol. da raffr.} = -20^\circ C \Rightarrow T_{evap} = T_f = T_a < -20^\circ C$

↳ Tanto più l'evaporatore è migliore, tanto più la temperatura del fluido può essere vicina alla $T_{vol. da raffreddare}$

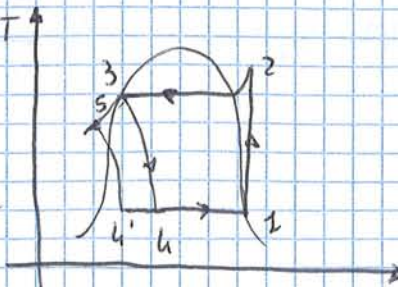
Ad es se basta una $T_{evap} = -25^\circ C$ Buono
se $T_{evap} = -35^\circ C$: Peggio!

- Nella fase di condensazione la $T_{poco termica}$ (cioè la T dell'ambiente) deve essere minore della $T_{condensazione}$ perché deve esserci un flusso di calore verso l'ambiente.



Come posso migliorare il ciclo?

- spostare il punto 3 e 4:
- spostare il punto 3 lungo la isobora
- spostare il punto 4 a sinistra ed aumenta l'effetto utile



⇒ limitazione: $T_5 > T_{poco termica}$

$$\sum_{i=1}^N y_i = 1 \quad (\text{la somma di tutte le frazioni molari } \bar{e} = 1)$$

Se ho una miscela formata da un solo gas \Rightarrow la sua frazione molare $\bar{e} = 1$

P_i - pressione parziale della specie chimica i -esima nella miscela:

pressione che avrebbe il mio gas se si trovasse da "solo" nella miscela alle V e T iniziali del sistema

legge di Dalton $\Rightarrow \sum_{i=1}^N p_i = P$

Dimostrazione:

$PV = n_{TOT} \cdot RT$ ← miscela

$P_i V = n_i RT$ ← specie chimica i -esima

Rapporto $\Rightarrow \boxed{\frac{n_i}{n_{TOT}} = y_i = \frac{P_i}{P}}$

Poiché $n_{TOT} = \sum_{i=1}^N n_i \Rightarrow P = \sum_{i=1}^N P_i$

MASSA TOTALE miscela $\Rightarrow \sum_{i=1}^N m_i = M$: m_i = masse delle singole miscele
 M_i = massa molare della specie chimica i -esima (g/mol = kg/kmol)
 $M = \sum_{i=1}^N n_i \bar{M}_i$

MASSA MOLARE miscela $\Rightarrow \bar{M}_m = \frac{M}{n} = \frac{\sum_{i=1}^N n_i \bar{M}_i}{n} = \sum_{i=1}^N y_i \bar{M}_i$
 ↳ somma pesata delle varie miscele pesata per la rispettiva frazione molare

Adesso: R^* : costante specifica di ogni singolo gas

$\rightarrow R_m^*$ = costante elastica miscela?

$PV = nRT \rightarrow PV = \frac{M}{\bar{M}_m} RT \rightarrow PV = \frac{M}{\bar{M}_m} R T \rightarrow \boxed{PV = R_m^* T}$

con $\boxed{R_m^* = \frac{R}{\bar{M}_m}}$

$R_m^* = \frac{R}{\bar{M}_m} = R \cdot \frac{n}{M} = \frac{R}{M} \sum_{i=1}^N n_i = \frac{R}{M} \sum_{i=1}^N \frac{M_i}{\bar{M}_i} = \sum_{i=1}^N \frac{M_i R}{M \bar{M}_i} = \sum_{i=1}^N X_i R_i^*$

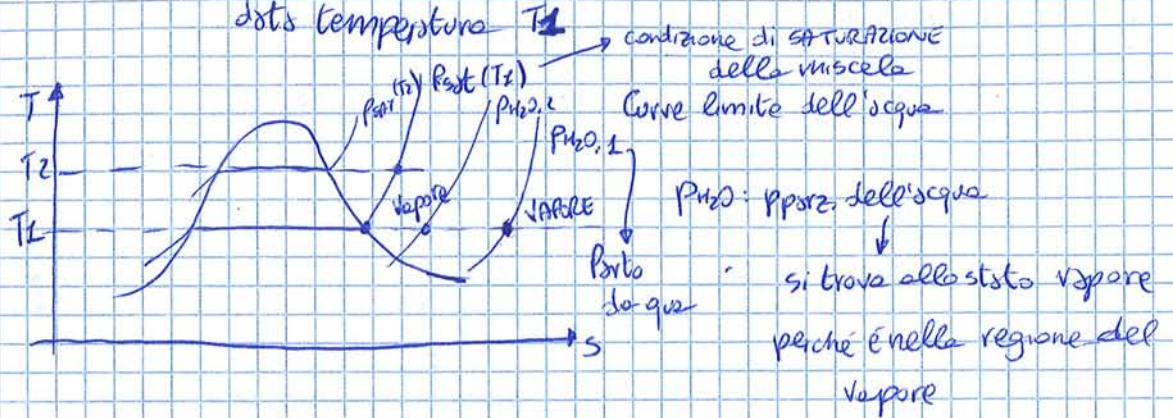
$\boxed{R_m^* = \sum_{i=1}^N X_i R_i^*}$

con $X_i = \frac{M_i}{M}$ = frazione massica della specie chimica i -esima

Studieremo ora il comportamento di queste miscele!

Il comportamento dell' H_2O all'interno della miscela dipende solo dall' H_2O e dalla sua termodinamica \Rightarrow non dipende dal gas con cui è miscelata

- Immagina un volume con vapor d'acqua in miscela con alcuni gas ad una data temperatura T_1



Se in una miscela del genere inserisco $H_2O \Rightarrow$ la sua ppste aumenta ($p_{H_2O,2}$) (perché aumenta la sua massa)

A $p_{sat}(T_2)$ cambiano le cose \Rightarrow se continuo a mettere $H_2O \rightarrow$ l'acqua diventa liquida
 \rightarrow miscela satura di vapore d'acqua

Quindi per sapere quanto vapore ^{d'acqua} posso tenere in una miscela devo vedere la p_{sat,H_2O} a quella data T
 \Rightarrow quindi dipende solo da se stesso (non dagli altri gas presenti in miscela)

Se considero una $T_2 > T_1$ devo aumentare l' H_2O per arrivare ad un valore di saturazione

Quindi se aumenta $T_{miscela}$ si può stare più H_2O nella miscela

Una miscela d'aria fredda satura prima (a p minori) se ha T minori (fenomeno della rugiada in inverno)

MISCELA di ARIA STANDARD e ACQUA \rightarrow "ARIA UMIDA"
 \rightarrow H₂O: componente condensabile

questa miscela è studiata dalla psicommetria

Aria standard:	specie chimica	frat. molare	massa molare (g/mol)
	N ₂	0,7803	28,016
	O ₂	0,2095	32,00
	Ar	0,0093	39,934
	CO ₂	0,0003 (300 ppm)	44,01

Uso eq. gas perfetti.

$$\phi = \frac{P_v \cdot v}{R_v \cdot T} \cdot \frac{P_{sat} \cdot v}{P^* \cdot T}$$

$$\phi = \frac{P_v}{P_{sat}}$$

P_{sat} è la pressione di saturazione dell' H_2O della $T_{miscela}$ → P_{sat} è relativa a $T_{miscela}$ quindi NON è un numero ma è una funzione di $T_{miscela}$

Umidità assoluta → $X = 0,622 \cdot \frac{\phi \cdot P_{SAT}(T_{misc.})}{P - \phi \cdot P_{SAT}(T_{misc.})}$

Per sapere X devo sapere:
 - ϕ
 - $T_{miscela}$ (da questo n. P_{SAT})

3) ENTALPIA ARIA UMIDA

$$H = H_a + H_v = M_a h_a + M_v h_v$$

$$h = \frac{H}{M_{aria\ secca}}$$

NON divido per M_{tot} perché M_{tot} è in continua variazione perché varia M_{vapore}

$$h = \frac{M_a h_a + M_v h_v}{M_a} = h_a + X \cdot h_v \quad [h = h_a + X \cdot h_v] \quad [J/Kg_{a}]$$

Per calcolare h devo calcolare:

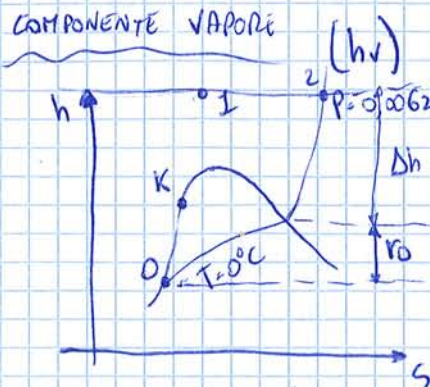
- h_a
- h_v

devo trovare uno stato di riferimento: quello definito in psicomatria è $T=0^\circ C = 273,15 K$ con H_2O in fase liquida.

COMPONENTE NONCONDENSABILE = GASSOSA (aria secca) → $(h_a - h_0) = C_{pa} (T_a - T_0)$

$$h_a = C_{pa} (T_a - T_0)$$

$T_a - T_0 = t_a$ cioè la Temperatura di A in $^\circ C$



h_0 : stato di riferimento
 h_1 : stato che vogliamo trovare
 Trovare l'isentroperica per 1 fino ad intercettare l'isobara
 h_0 : entalpia di evaporazione a $T=0^\circ C$
 $\Delta h = C_{p,v} \Delta T$