



Corso Luigi Einaudi, 55 - Torino

Appunti universitari

Tesi di laurea

Cartoleria e cancelleria

Stampa file e fotocopie

Print on demand

Rilegature

NUMERO : 166

DATA : 03/10/2011

A P P U N T I

STUDENTE : Callari

MATERIA : Termodinamica
Prof. Borchiellini

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

16-09-09

• DEFINIZIONI

Si parla di TERMODINAMICA quando nel problema entra in gioco la grandezza temperatura e inoltre non possiamo trascurare la grandezza calore. Se vi sono queste due grandezze bisogna anche considerare le conversioni dell'energia. La termodinamica si basa sui due principi che valgono sempre.

• TERMODINAMICA CLASSICA

La termodinamica classica studia i corpi nella loro macroscopicità.

Il corpo si considera come un sistema continuo (cioè senza spazi vuoti qualsiasi dV si prenda in considerazione) e omogeneo (cioè le caratteristiche del corpo sono uguali in ogni punto del corpo).

Il corpo si considera omogeneo rispetto allo spazio ma non rispetto al tempo, quindi può cambiare anche di valore.

• TERMINOLOGIA

1) ENERGIA

17-09-09

L'energia è una proprietà della materia, cioè risiede all'interno di un corpo, e si può trasferire parzialmente da un corpo ad un altro. Questo trasferimento di energia implica una trasformazione. Questo significa che c'è scambio di energia solo se c'è un disequilibrio tra i corpi.

Quando il sistema è in equilibrio con quello che lo circonda il sistema si dice MORTO.

• INTERAZIONI e SCAMBI DI ENERGIA

Durante le interazioni tra sistema e ambiente esterno si osserva un trasferimento di energia e si possono misurare due grandezze, calore e lavoro.

• TIPI DI SISTEMI

Diversi tipi di sistemi si stabiliscono in base a come avvengono gli scambi tra sistema e ambiente esterno.

1) SISTEMA APERTO

Un sistema si dice aperto se permette di scambiare materia ed è possibile eventualmente ~~scambiare~~ scambiare forze ed energia termica.

2) SISTEMA CHIUSO

Un sistema si dice chiuso se non permette di scambiare materia ma può scambiare forze ed energia termica.

3) SISTEMA ISOLATO

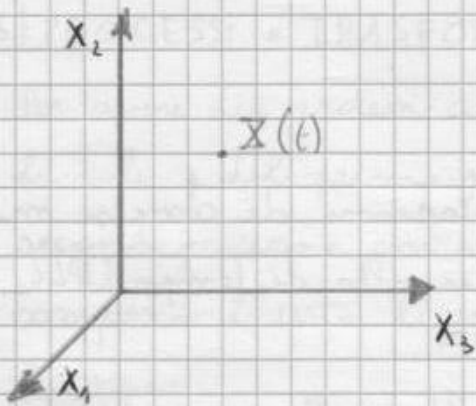
Un sistema si dice isolato se non consente nessun tipo di interazione.

4) SISTEMA ADIABATICO

Un sistema si dice adiabatico se non è possibile scambiare ^{termica} energia ma eventualmente può scambiare forze e materia.

5) SISTEMA RIGIDO

Un sistema si dice rigido quando non può scambiare forze ma può scambiare materia ed energia termica.



Questo grafico non mi dice come il mio sistema stia evolvendo nel tempo

• EQUILIBRIO TERMODINAMICO

Dico che sono in equilibrio termodinamico quando con lo scorrere del tempo non cambia il valore del vettore $X(t) = \text{cost}$

• EQUAZIONI DI STATO

L'equazione di stato è una relazione che correla le variabili dipendenti alle variabili indipendenti.

Possono essere espresse in

$F(y, x_1, x_2, \dots, x_N) = 0$ FORMA IMPLICITA

$y = f(x_1, x_2, \dots, x_N)$ FORMA ESPLICITA

Un esempio di equazione di stato è l'equazione di stato dei gas che è la seguente

$pV = nRT$

Se scrivo n come la massa diviso la massa molare ottengo

$pV = \frac{M}{M} RT$

Posso scrivere $\frac{R}{M} = R^*$ che è una costante che dipende dal gas come

derivato e ottengo

$pV = MR^*T$

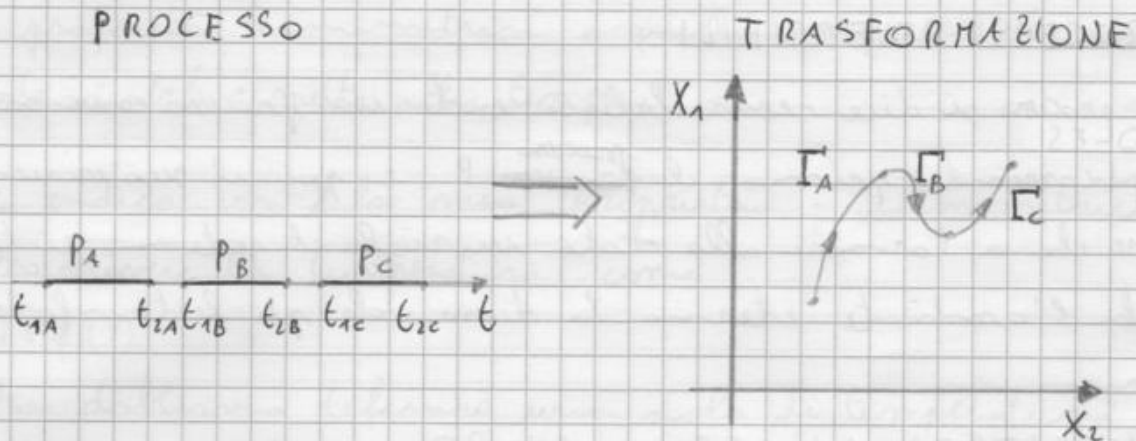
Se infine divido per la massa il mio valore diventa un volume specifico

~~pV~~ $pV = R^*T$

3) PROCESSI e TRASFORMAZIONI COMPOSTI

Per avere dei processi composti devo fare in modo che lo stato finale del primo processo sia uguale allo stato iniziale del secondo processo e così via. Ne consegue che la trasformazione composta è una linea ininterrotta.

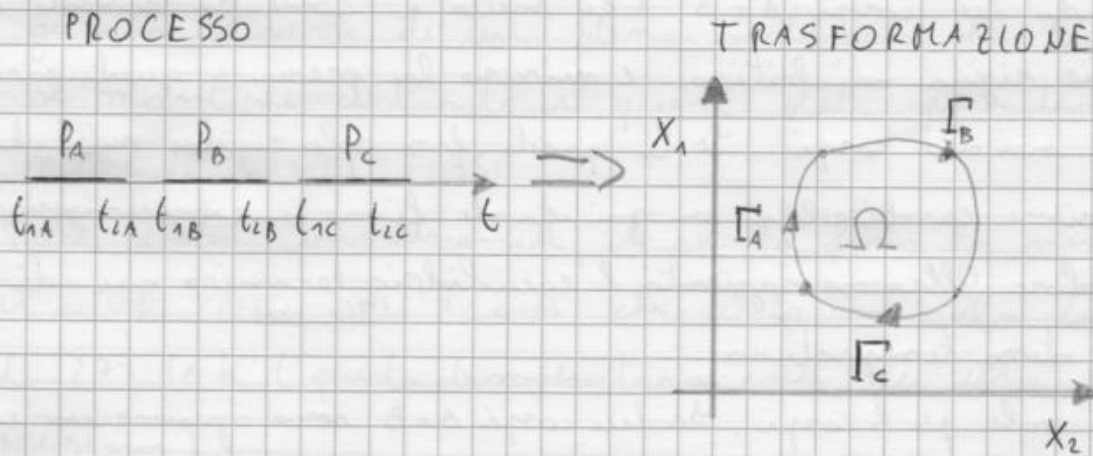
Esempio



4) PROCESSI E TRASFORMAZIONI CICLICI

Il processo ciclico è l'insieme di più processi in cui lo stato finale dell'ultimo processo è uguale allo stato iniziale del primo processo. Ne consegue che la trasformazione ciclica è una linea chiusa.

Esempio



3) TERMO METRO

Il termometro è lo strumento che si usa per misurare la temperatura e si basa nel principio \circ

La sostanza termometrica è una sostanza che varia il suo stato termodinamico in modo sensibile rispetto alla temperatura.

La proprietà termometrica è quella proprietà che varia in modo visibile rispetto alla temperatura.

23-03-03

Se indico con X la mia proprietà termometrica, allora posso scrivere la temperatura come

$$T = f(X)$$

Ora dobbiamo definire una scala di temperatura per identificare il valore di T . Per fare ciò dobbiamo fare delle premesse.

- esiste una temperatura al di sotto della quale non può essere portato alcun materiale e che chiameremo ZERO ASSOLUTO.
- in natura quando coesistono due o più stati di aggregazione diversi di una stessa sostanza la temperatura si mantiene costante e questi stati prendono il nome di PUNTI FISSI.

Nella scala convenzionale il punto fisso da noi scelto è il PUNTO TRIPLO DELL'ACQUA che si trova alla temperatura di $273,16 \text{ K}$ (questa temperatura vale per una data pressione).

Per calcolare il valore di T uso la seguente formula

$$\frac{T}{T_0} = \frac{X}{X_0} \Rightarrow T = T_0 \frac{X}{X_0}$$

Quando nel gas cambiano p , v e T . Devono riuscire a mantenere lo stesso volume e lo faccio aggiungendo liquido che riporta il gas dentro il sensore. Adesso ho un legame solo tra la T e la p e posso calcolare la T_x

$$P_1 V_1 = R^* T_x \quad P_2 V_2 = R^* T_0$$

Se faccio il rapporto fra questi due avrò

$$\frac{P_1 V_1}{P_2 V_2} = \frac{R^* T_x}{R^* T_0} \Rightarrow T_x = \frac{P_1}{P_2} T_0 = 273,16 \frac{\Delta P}{\Delta P_0}$$

ΔP_0 = differenza di pressione iniziale

ΔP = differenza di pressione finale

5) CALORE

Il calore è una forma di energia ed è una grandezza primitiva della termodinamica.

Si parla di calore quando esiste una differenza di temperatura. La conseguenza di questa differenza è che il calore passa dal corpo più caldo a quello più freddo.

Nella realtà questi scambi possono essere sia interni, nel senso scambiati tra diverse regioni del sistema, ma esterni, cioè scambiati tra sistema e ambiente esterno. Dato che noi consideriamo il nostro corpo omogeneo considereremo solo gli scambi esterni.

Visto che il calore passa dal sistema all'ambiente esterno o viceversa, diremo che il calore passa allora verso la superficie di controllo.

N.B. Il calore non è una proprietà termodinamica del corpo perché, se anche mi trovo allo stesso stato, il calore non è detto che sia lo stesso.

8) LAVORO

Il lavoro nasce dall'applicazione di una forza che genera uno spostamento. Come per il calore anche il lavoro è un'energia che non è una proprietà termodinamica. Anche il lavoro è legato ad un processo e si indica con

$L(P) \Rightarrow$ non è un funzione di uno stato ma è legato ad un processo.

Il lavoro si misura in Joule. Il lavoro è positivo se c'è un'espansione del sistema mentre è negativo se vi è una compressione. È il contrario della meccanica perché si fa riferimento alla forza che il sistema esercita sull'ambiente esterno.

Il lavoro è un'azione.

9) POTENZA MECCANICA

La potenza meccanica mi dice con che rapidità il mio sistema scambia lavoro con l'ambiente esterno. È un grandezza istantanea perché può variare da un momento all'altro. Si esprime in Watt e si indica con $W(t)$

10) RELAZIONI TRA LAVORO e POTENZA MECCANICA

\tilde{L} = è un differenziale ma non è esatto

$$\tilde{L} = W(t) dt$$

$$L(P) = \int_{P_1}^{P_2} \tilde{L} = \int_{t_1}^{t_2} W(t) dt$$

$$W(t) \neq \frac{dL}{dt}$$

Si possono definire lavoro e potenza meccanica rispetto all'unità di massa e si indicano con \tilde{L} e $W(t)$

13) FORZE A DISTANZA

Le forze a distanza sono forze che si esercitano senza contatto diretto tra il corpo e l'ambiente esterno. Esse agiscono su tutta la massa del corpo e la loro risultante può essere applicata al baricentro del corpo stesso.

$$\vec{F}_{se} = \int_V \vec{b}_{se} dV$$

Se stiamo parlando del campo gravitazionale avremo che \vec{b} sarà uguale alla densità ρ per la costante gravitazionale g .

Se le forze a distanza sono conservative e quindi ammettono potenziale avremo

$$L_{se}^d(P) = \Delta E_p = E_p(t_2) - E_p(t_1)$$

24-09-09

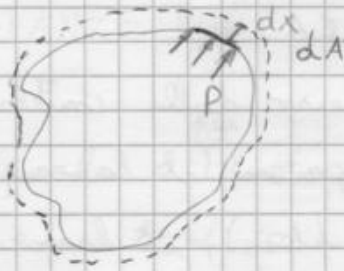
14) FORZE INTERNE

Quando un corpo è soggetto a forze esterne nel nostro corpo si generano delle forze interne che generano la forza che si oppone alla forza esterna e che fa in modo che la risultante sia nulla.

Se prendo un volumetto del mio corpo, sul quale è applicata una forza esterna, noterò che su di esso si saranno esercitate delle forze che chiamo TENSIONI.



Questo sistema è in equilibrio perché si crea un sistema di forze che globalmente equilibrano il sistema e ciò genera le forze interne che sono distribuite nel sistema.



Se all'interno del mio corpo agisce una pressione il mio volume cambia. La forza che si genera sarà

$$F = pA$$

Il lavoro dato da tale forza sarà dato dal prodotto tra la forza e lo spostamento generato che dovrà essere integrato

$$F dx \Rightarrow p A dx = p dV$$

$$L_{L,R} = \int_V p dV$$

Se il mio fluido non è viscoso vuol dire che il lavoro di attrito è nullo e quindi avrà:

$$L_L = L_{L,R} = \int_V p dV$$

16) QUANTITÀ DI MOTO

La quantità di moto è una grandezza vettoriale che è definita come il prodotto della velocità del baricentro del corpo per la sua massa

$$\vec{Q}_H = M \cdot \vec{v}_B$$

17) CONSERVAZIONE DELLA QUANTITÀ DI MOTO

"In ogni istante di un processo la risultante delle forze applicate dall'esterno è uguale alla velocità di variazione della quantità di moto"

$$\sum (\vec{F}_{es}^s + \vec{F}_{es}^d) = \frac{d\vec{Q}_H}{dt}$$

• SOSTANZE PURE ED EQUAZIONI DI STATO

1) FASE

Si parla di ^{più} fasi quando macroscopicamente non distinguere due o più zone con componenti differenti (es. acqua + zucchero fase unica, acqua + olio 2 fasi)

2) SOSTANZE PURE

Le sostanze pure sono quelle sostanze che hanno molecole tutte uguali. Le sostanze pure si possono trovare in differenti stati di aggregazione.

3) STATI DI AGGREGAZIONE DELLA MATERIA

Gli stati di aggregazione della materia sono 4: compressato, solido, gas e liquido. Gli stati che ci interessano sono gas e liquido perché nelle macchine termiche devono poter fluire. Ogni fase si trova sempre ad un solo stato di aggregazione.

4) RELAZIONI FENOMENOLOGICHE

Le relazioni fenomenologiche sono quelle relazioni che correlano il calore scambiato all'evoluzione dello stato e delle coordinate indipendenti.

I fluidi che si considerano sono detti FOSNV ovvero FLUIDI OMOGENEI SEMPLICI NON VISCOSI, ciò vuol dire che sono caratterizzati da due sole variabili indipendenti con $\lambda = 0$ dato che sono non viscosi.

Le equazioni fenomenologiche si possono scrivere in due modi

- nel dominio del tempo
- nello spazio degli stati

6) IL LAVORO INTERNO NELLE VARIABILI V-T e v-T

Nel dominio del tempo, rispetto a V-T abbiamo

$$W_i(t) = p(V, T) \frac{dV}{dt}$$

Nello spazio degli stati rispetto a V-T abbiamo

$$L_i(P) = \int_{\Gamma} \tilde{L}_i = \int_{\Gamma} p(V, T) dV$$

Nel dominio del tempo rispetto a v-T abbiamo

$$w_i(t) = p(v, T) \frac{dv}{dt}$$

Nello spazio degli stati rispetto a v-T abbiamo

$$l_i(P) = \int_{\Gamma} \tilde{l}_i = \int_{\Gamma} p(v, T) dv$$

7) IL CALORE NELLE VARIABILI P, T

Nel dominio del tempo abbiamo

$$\Phi(t) = \lambda_p(p, T) \frac{dp}{dt} + c_p(p, T) \frac{dT}{dt}$$

$$\varphi(t) = \lambda_p(p, T) \frac{dp}{dt} + c_p(p, T) \frac{dT}{dt}$$

Nello spazio degli stati abbiamo

$$Q = \int_{\Gamma} \tilde{Q} = \int_{\Gamma} \lambda_p(p, T) dp + c_p(p, T) dT$$

$$q = \int_{\Gamma} \tilde{q} = \int_{\Gamma} \lambda_p(p, T) dp + c_p(p, T) dT$$

λ_p = calore latente rispetto alla pressione $[\frac{J}{kg}]$

c_p = calore specifico a pressione costante $[\frac{J}{kg \cdot K}]$

Δp = calore latente rispetto alla pressione $[m^3]$

C_p = capacità termica a pressione costante $[\frac{J}{K}]$

Per poter calcolare le incognite $\lambda_p, c_p, \Delta p, C_p, p$ mi servono

5 equazioni.

3) DIAGRAMMA DI AMAGAT

Il diagramma di Amagat mi mette in relazione Z con pressione e temperatura ridotte. Si osserva che l'andamento della Z è all'incirca indipendente dal tipo di gas.

4) EQUAZIONE DI VAN DER WAALS

È un'equazione che descrive abbastanza bene la zona del liquido e la zona all'interno della curva limite.

$$p = \frac{R^*T}{(v-b)} - \frac{a}{v^2}$$

b è il volume e tiene conto del fatto che il gas non si può comprimere oltre un certo valore.

SISTEMI APERTI A DEFLUSSO

25-09-09

Il funzionamento dei sistemi a deflusso è basato su processi termodinamici di fluidi che ne attraversano la superficie di controllo e che scambiano calore e lavoro con l'ambiente esterno.

Gli schemi che si usano per studiare i sistemi a deflusso sono i seguenti.



W_b = potenza tecnica: è la potenza che può essere fornita alla pala del fluido o che può essere data dalla pala al fluido. È scambiata con l'esterno.

Secondo la definizione di G possiamo scrivere

$$G = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{M(\Delta t)}{\Delta t}$$

$M(\Delta t)$ rappresenta la quantità di massa che passa in un intervallo di tempo e non è $\frac{dM}{dt}$ che indica la conservazione della massa. Sviluppando ottengo che

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\vec{A} \cdot \vec{v} \Delta t \cdot \rho}{\Delta t} \quad \vec{v} \Delta t = \Delta x$$

$$\vec{m} A \vec{v} \Delta t = V$$

Ho sostituito la massa con il prodotto tra il volume considerato e la densità del fluido ($\rho = \frac{M}{V}$). Quindi

$$G = \rho A \vec{m} \cdot \vec{v} = \pm \rho A |\vec{v}|$$

Il \pm deriva dal fatto che le velocità ~~non~~ sono tutte parallele e ortogonali alla superficie.

Dati i ~~due~~ versi usati G sarà negativa se è entrante e positiva se è uscente.

5) DERIVATA SOSTANZIALE DI UNA GRANDEZZA ESTENSIVA

Se considero Z come una proprietà estensiva del mio fluido posso scrivere che

$$\frac{dZ}{dt} = \left(\frac{dZ}{dt} \right)_{VC} + \sum_{K=1}^{NC} \pm G_K Z_K$$

VC = volume di controllo

NC = numero di condotti

K = indica il K -esimo condotto

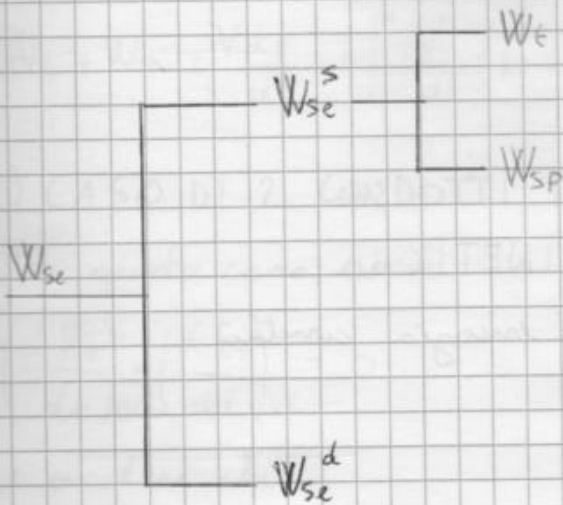
$\frac{dZ}{dt}$ = indica la velocità di variazione di Z

$\left(\frac{dZ}{dt} \right)_{VC}$ = indica la velocità di variazione di Z nel VC

$\sum_{K=1}^{NC} \pm G_K Z_K$ = indica il contributo delle portate sulla variazione di Z

NB Z minuscolo indica la proprietà specifica ($Z = \frac{Z}{M}$)

LAVORO TECNICO E LAVORO DI SPOSTAMENTO



1) LAVORO TECNICO

Il lavoro tecnico è detto anche lavoro all'albero. È il lavoro scambiato dal sistema con l'esterno. È positivo se corrisponde ad energia ceduta all'esterno ed è negativo se corrisponde ad energia ricevuta dall'esterno.

2) LAVORO DI SPOSTAMENTO

Il lavoro di spostamento è l'energia fornita o ceduta per introdurre o espellere il fluido attraverso i condotti. Si calcola così la potenza di spostamento

$$W_{sp} = F \cdot \vec{v}$$

Dato che la nostra forza è dovuta alla pressione possiamo scrivere

$$W_{sp} = p A \vec{v} \cdot \vec{v} = \pm p \frac{G}{\rho} \quad \text{perché} \quad \vec{v} = \frac{G}{\rho A}$$

Sapendo che $\frac{1}{\rho} = v$ possiamo scrivere

$$W_{sp} = \pm G \cdot (p v)$$

Per ottenere il lavoro si basta integrare W_{sp}

Sostituendo le derivate sostanziali d'energia

$$+W_c + W_a + V \frac{dp}{dt} + \left[\frac{d}{dt} (E_c + E_p) \right]_{VC} + \sum_{k=1}^{NC} G_k (l_{pk} + l_{ck}) = 0$$

1) CASO DI 2 CONDOTTI IN CONDIZIONI STAZIONARIE

In questo caso avrà

$$\left(\frac{dE_c}{dt} \right)_{VC} = \left(\frac{dE_p}{dt} \right)_{VC} = 0$$

e inoltre che

$$G^2 = G^u = G$$

Sostituendo otteniamo che

$$W_c + W_a + V \frac{dp}{dt} + G(\Delta e_p + \Delta e_c) = 0$$

Per ottenere il lavoro basta che dividiamo per la portata $\left(\frac{J}{s} \cdot \frac{s}{m} \right)$

$$l_c + l_a + \frac{V}{G} \frac{dp}{dt} + \Delta e_p + \Delta e_c = 0$$

Possiamo scrivere che

$$\frac{V}{G} \frac{dp}{dt} = \frac{1}{G} \frac{dp}{dt} \int dV = \int \frac{dp}{dt} \frac{1}{\rho \frac{dx}{dt}} \underbrace{(\rho dx)}_{G} dV = \int \frac{dp}{dt} \frac{1}{\rho \frac{dx}{dt}} dx = \int_{\pi} \sigma dp$$

Come si può notare $\frac{dp}{dt}$ non si toglie perché non è riferito al VC ma a tutto ciò che lo circonda,

Ora sostituendo possiamo scrivere

$$l_c + l_a + \int_{\pi} \sigma dp + \Delta e_p + \Delta e_c = 0$$

Se il fluido fosse anche incomprimibile otterrei

$$l_c + l_a + \sigma \Delta p + \Delta e_c + \Delta e_p = 0$$

Sviluppando Δe_c , Δe_p e $\sigma \Delta p$ ottengo

$$\frac{p^u}{\rho} + g z^u + \frac{V^u}{2} + l_c + l_a = \frac{p^e}{\rho} + g z^e + \frac{V^e}{2} \quad \text{BERNOULLI}$$

4) MACCHINE BITERMICHE

7-10-09

Una macchina bitermica è una macchina in cui è presente un ciclo e due termostati che scambiano calore con il sistema.

Il sistema scambia del lavoro con l'ambiente esterno.

Per termostato si intende l'ambiente che riesce a cedere o a ricevere calore senza variare la sua temperatura. Ovviamente non rappresenta la realtà ma il nostro ambiente lo possiamo considerare come termostato dato che la variazione di temperatura che subisce non è apprezzabile. Inoltre il termostato ha un comportamento reversibile.



T^+ è la temperatura a cui scambia Q^+

Q^+ è il calore che entra nel sistema fornito dal termostato a temperatura T^+

$L_m(C)$ = lavoro netto scambiato su tutto il ciclo

Q^- è il calore che cede il sistema al termostato che si trova a temperatura T^-

T^- è la temperatura a cui scambia Q^-

Se considero il lavoro netto su tutto il ciclo avrò che $\Delta E_c = 0$ dato che l'energia cinetica è una funzione di stato. Dal teorema dell'energia cinetica posso scrivere

$$-L_{se} + L_i = \Delta E_c = 0 \Rightarrow L_{se} = L_i$$

Quindi posso parlare sul ciclo di lavoro netto ma come lavoro scambiato dal sistema con l'esterno o come lavoro interno

ceduto all'esterno quindi avremo

$$\eta = \frac{L_m(C)}{Q^+}$$

3) MACCHINE BITERMICHE: ALCUNE DEFINIZIONI

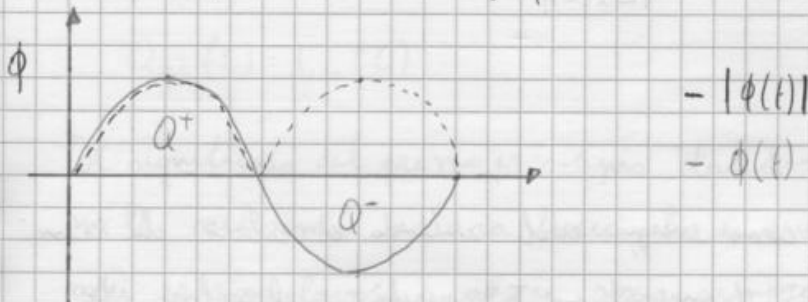
Il calore assorbito da una macchina bitermica è uguale a

$$Q^+(C) = \frac{1}{2} \int_{t_1}^{t_2} [|\phi(t)| + \phi(t)] dt > 0$$

mentre il calore ceduto è uguale a

$$Q^-(C) = \frac{1}{2} \int_{t_1}^{t_2} [|\phi(t)| - \phi(t)] dt > 0$$

Questo si può vedere dal grafico di $\phi(t)$ e di $|\phi(t)|$



Lo stesso grafico si può fare per la potenza e si ottiene che il lavoro assorbito sarà uguale a

$$L^+(C) = \frac{1}{2} \int_{t_1}^{t_2} [|W_{se}(t)| + W_{se}(t)] dt > 0$$

mentre il lavoro ceduto sarà uguale a

$$L^-(C) = \frac{1}{2} \int_{t_1}^{t_2} [|W_{se}(t)| - W_{se}(t)] dt > 0$$

Il lavoro netto è uguale a

$$L_m(C) = L^+(C) - L^-(C)$$

mentre il calore netto è uguale a

$$Q_m(C) = Q^+(C) - Q^-(C)$$

I DUE PRINCIPI DELLA TERMODINAMICA

1) LE LEGGI DELLA TERMODINAMICA

Le leggi della termodinamica sono enunciate come assiomi matematici cioè delle proposizioni non dimostrate e non dimostrabili che sono assunte a priori. Sono valide per tutti i corpi a cui si applica la teoria.

2) ENUNCIATO DEL PRIMO PRINCIPIO

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

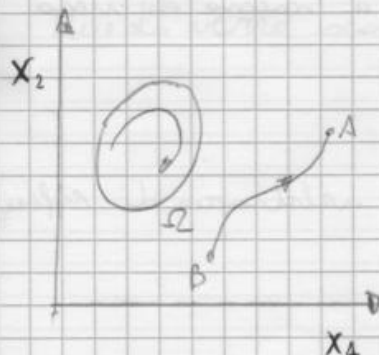
$$Q_m(C) = L_m(C)$$

Il significato del primo principio stabilisce che lavoro e calore hanno la medesima natura fisica che è quella dell'energia e che in ogni processo lavoro e calore sono sempre correlati tra di loro.

Inoltre si può notare che calore e lavoro possono sempre essere convertiti l'uno nell'altro, cosa che poi vedremo non vera.

3) TEOREMA DEL POTENZIALE

Se l'integrale esteso a una linea chiusa di una funzione dello stato X è uguale a 0 allora posso calcolare l'integrale nella medesima forma esteso ad una linea non chiusa come differenza dei valori della funzione potenziale negli estremi A e B della linea considerata.



$$Q_{\Omega} = 0$$

⇓ implica

$$Q_{\Omega} = E(X_B) - E(X_A)$$

Suppondo che

$$-L_{sc} + L_c = \Delta E_c$$

$$L_c = L_{c, \text{tot}} - L_a = \int p dV - L_a$$

da

$$Q(P) - L_{sc}(P) = \Delta E$$

sostituendo ottengo

$$Q(P) - L_c = \Delta E - \Delta E_c = \Delta U = Q(P) - L_{c, \text{tot}} + L_a = Q(P) - \int p dV + L_a$$

ΔU è la variazione di energia interna del sistema ed è anch'essa una funzione di stato

Se ho un FOSNV avrà il lavoro di attrito pari a σ e quindi

$$Q(P) - \int p dV = \Delta U$$

Riprendiamo ora l'espressione del rendimento di una macchina motrice

$$\eta = \frac{L_m(C)}{Q^+}$$

Dato che

$$Q_m(C) = L_m(C)$$

Possiamo scrivere

$$\eta = \frac{Q_m(C)}{Q^+} = \frac{Q^+ - Q^-}{Q^+} = 1 - \frac{Q^-}{Q^+}$$

Sembra che se riesco a realizzare una macchina che ha $Q^- \rightarrow 0$ riesco ad ottenere rendimento massimo (1).

Questo verrà smentito dal secondo principio

Ora posso scrivere la variazione di entropia come un termine $\frac{\tilde{Q}}{T}$ più un termine dovuto all'irreversibilità

$$dS = \frac{\tilde{Q}}{T} + \Sigma_i$$

Se ho una trasformazione reversibile $\Sigma_i = 0$ quindi

$$dS = \frac{\tilde{Q}}{T}$$

Integrando ottengo

$$\Delta S = \int_{\Pi} \frac{\tilde{Q}}{T} + \int_{\Pi} \tilde{S}_i = \int_{\Pi} \frac{\tilde{Q}}{T} + S_i$$

7) ENTROPIA NEL CASO DELL'ISOTERMA

In questo caso la temperatura è costante e posso portarla fuori dall'integrale

$$\Delta S = \frac{1}{T} \int_{\Pi} \tilde{Q} + S_i = \frac{Q}{T} + S_i$$

8) ENTROPIA NEL CASO DELL'ADIABATICA

Dato che $Q = 0$ avrò che

$$\Delta S \geq 0 \Rightarrow \Delta S = S_i$$

Nell'universo che è un sistema isolato quindi adiabatico l'entropia può essere solo ≥ 0 mai < 0 mentre in un sistema posso avere $\Delta S < 0$

Se supponiamo di misurare la temperatura con una scala assoluta indipendente dal materiale termometrico che chiameremo T se applico il secondo principio al ciclo ottengo

$$\int_a \frac{\tilde{Q}}{T} = \Delta S = 0 \quad \text{perché ho considerato un ciclo}$$

Tutti gli S_i sono nulli perché i processi sono reversibili quindi

$$\int_a \frac{\tilde{Q}}{T} = \int_{T_1} \frac{\tilde{Q}}{T} + \int_{T_2} \frac{\tilde{Q}}{T} + \int_{T_3} \frac{\tilde{Q}}{T} + \int_{T_4} \frac{\tilde{Q}}{T} = 0$$

Per T_1 e T_3 , che sono le adiabatiche, il ΔS si annulla quindi rimane

$$\int_a \frac{\tilde{Q}}{T} = \frac{Q^+}{T^+} - \frac{Q^-}{T^-} = 0 \quad \Rightarrow \quad \frac{Q^+}{Q^-} = \frac{T^+}{T^-}$$

Da ciò si nota che posso definire una scala di temperatura riferita al calore.

Se ora valuto il rendimento ottengo che

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

Da ciò si vede che il rendimento per il ciclo di Carnot non dipende dalla sostanza che percorre il ciclo.

La T^- che è più facile utilizzare è la T_{amb} perché è la temperatura che è più alla nostra portata

Da questo si può notare che per conoscere l'energia interna devo sapere la pressione in funzione di v e T e il c_v in funzione di v e T .

1) GAS IDEALE

Per un gas ideale sappiamo che

$$p = \frac{R^* T}{v} \quad \lambda_v = p \quad c_p = c_p(T)$$

Sostituendo ottengo che

$$\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T = \lambda_v - p = p - p = 0$$

Da questo si capisce che l'energia interna non dipende da v quindi

$$u = u(T)$$

Dependendo questo posso scrivere che

$$\left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_v = c_v(T) \Rightarrow \frac{du}{dT} = c_v \Rightarrow du = c_v dT$$

↓
quindi perché dipende solo da T e non da v

2) ENTALPIA

L'entalpia è la somma dell'energia interna e del prodotto tra pressione e volume. Quindi

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

Come l'energia interna, anche l'entalpia è una grandezza di stato.

X FOSUV

Se considero un FOSUV aperto che l'entalpia dipende solo da due variabili indipendenti; scegliamo p e T per comodità

$$h = h(p, T)$$

Come per l'energia interna calcoliamo il differenziale

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

3) ENTROPIA

Per calcolare l'entropia possiamo utilizzare come variabili indipendenti sia $v-T$ che $p-T$. Vediamo i due casi separati

$$s = s(v, T)$$

$$s = s(p, T)$$

Se facciamo il differenziale otteniamo

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

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

Sapendo che per un corpo reversibile $ds = \frac{\tilde{q}}{T}$ possiamo scrivere

$$ds = \frac{\tilde{q}}{T} = \frac{\lambda_v}{T} dv + \frac{\lambda_T}{T} dT$$

$$ds = \frac{\tilde{q}}{T} = \frac{\lambda_p}{T} dp + \frac{\lambda_T}{T} dT$$

Se confrontiamo e sapendo che $\lambda_v = T \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v$ e che $\lambda_p = -T \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p$ avremo

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

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

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

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

X GAS IDEALE

Sapendo che $p = \frac{R^* T}{v}$ che $v = \frac{R^* T}{p}$ so che $\lambda_v = p$ e $\lambda_p = -v$

Utilizzando le relazioni di prima otteniamo

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

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

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

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

Quindi posso infine scrivere che

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

$$ds = -\frac{R^*}{p} dp + \frac{\lambda_T}{T} dT = -\frac{v}{T} dp + \frac{\lambda_T}{T} dT$$

$$\Phi - W_e = \left[\frac{dU}{dt} \right]_{VC} + \sum_{i=1}^{NC} \pm G_i (e_i + p_i v_i + u_i + e_p)$$

Sappiamo che

$$h = u + p v$$

raccogliendolo nella sommatoria otteniamo la formulazione del primo principio riferito ai sistemi aperti

$$\Phi - W_e = \left[\frac{dU}{dt} \right]_{VC} + \sum_{i=1}^{NC} \pm G_i (h + e_i + e_p)$$

Nel caso di due condotti in condizioni stazionarie avremo

$$\Phi - W_e = G (\Delta h + \Delta e_c + \Delta e_p)$$

2) SECONDO PRINCIPIO PER I SISTEMI APERTI

Scriviamo il secondo principio in forma di potenza

$$\frac{dS}{dt} = \frac{\Phi}{T} + \sum_{irr}$$

Dato che l'entropia è una grandezza estensiva, possiamo scrivere la derivata sostanziale quindi

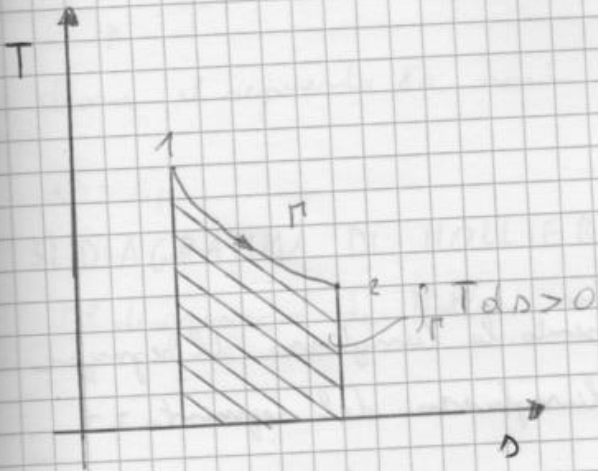
$$\frac{dS}{dt} = \left[\frac{dS}{dt} \right]_{VC} + \sum_{i=1}^{NC} \pm G_i D_i$$

Sostituendo $\frac{dS}{dt}$ ottengo la formulazione del secondo principio per sistemi aperti

$$\frac{\Phi}{T} + \sum_{irr} = \left[\frac{dS}{dt} \right]_{VC} + \sum_{i=1}^{NC} \pm G_i D_i$$

2) DIAGRAMMA DI GIBBS

Il diagramma di Gibbs mette in relazione T e ΔS

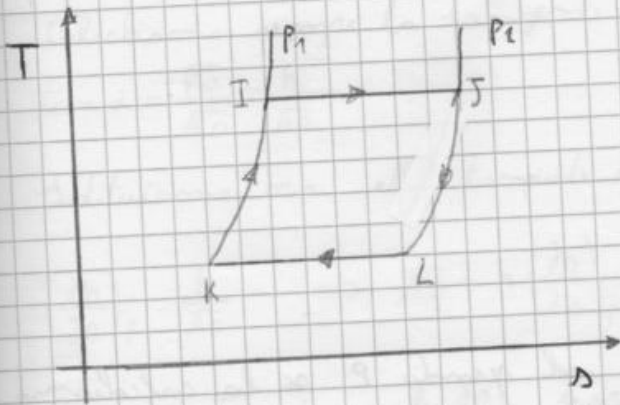


Se Γ è una trasformazione reversibile allora

$$\int T d\Delta S = q$$

che deriva dal II principio.

Una supponiamo di avere un ciclo formato da due isobare e da due isoterme e lo tracciamo sul diagramma $T-\Delta S$



Analizziamo quanto valgono ΔS_{LK} e ΔS_{JI}

$$\Delta S_{LK} = c_p \ln \frac{T_L}{T_K} - R^* \ln \frac{P_L}{P_K}$$

$$\Delta S_{JI} = c_p \ln \frac{T_J}{T_I} - R^* \ln \frac{P_J}{P_I}$$

Posso eliminare il logaritmo riferito alla temperatura perché mi sto riferendo alle due isoterme. Posso dire che

$$\Delta S_{LK} = \Delta S_{JI}$$

quindi ora posso scrivere sapendo che per un gas ideale

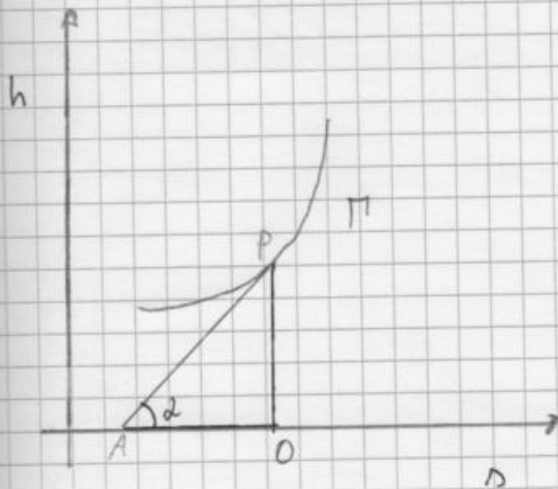
$$\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_p = \frac{c_p}{T}$$

allora il segmento \overline{AO} sarà

$$\overline{AO} = \lambda p$$

3) DIAGRAMMA DI HOLLIER

Il diagramma di Hollier mette in relazione h e s



La trasformazione è fatta a $p = \text{cost}$

Calcoliamo sempre la tangente di α

$$\tan \alpha = \frac{\overline{PO}}{\overline{AO}} = \frac{h}{\overline{AO}}$$

Sostituiamo ora alla tangente il valore di $\left(\frac{\partial h}{\partial s}\right)_{p=\text{cost}}$ quindi

$$\left(\frac{\partial h}{\partial s}\right)_p = \frac{h}{\overline{AO}} \Rightarrow \overline{AO} = h \left(\frac{\partial s}{\partial h}\right)_p$$

Per sapere quanto vale $\frac{\partial s}{\partial h}$ riprendo la formulazione del I principio

$$\tilde{q} - \tilde{L}_u = du$$

Sapendo che

$$dh = du + d(pv) = du + p dv + v dp \Rightarrow du = dh - p dv - v dp$$

sostituendo avrò

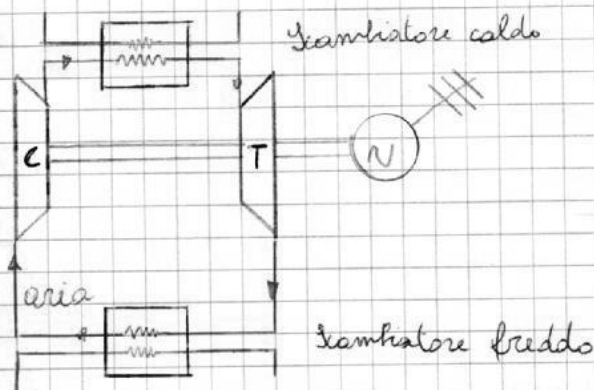
$$\tilde{q} - p dv = dh - p dv - v dp \Rightarrow \tilde{q} = dh - v dp$$

Il ciclo schematizzato in figura è un turbogas a circuito aperto e funziona nel seguente modo. L'aria viene prelevata dall'atmosfera e viene imbrodata in un compressore che ne alza la pressione. Subito dopo l'aria viene portata nella camera di combustione dove si miscela con del combustibile e si innalza di temperatura. Ora abbiamo aria miscelata e dei fumi dovuti alla combustione che entrano in una turbina dove il fluido si abbassa di temperatura e di pressione, quindi perde dell'energia che viene portata all'esterno dall'albero che, tramite una convertitore la trasmette in energia elettrica. In uscita abbiamo dei fumi che vengono riportati nell'atmosfera. Il ciclo ricomincia prendendo dall'atmosfera l'aria.

NB Compressore e turbina sono dei componenti isolati e le cui trasformazioni sono reversibili quindi sono delle adiabatiche reversibili le trasformazioni che si svolgono al loro interno quindi isentropiche perché

$$\Delta S = \frac{Q}{T} + S_{irr} = 0$$

3) CICLI A GAS: MOTORI A CIRCUITO CHIUSO



Con questa soluzione sono riuscito a far percorrere il mio ciclo da sola aria e sono riuscito a riportarlo alle condizioni iniziali. Vediamo il suo funzionamento.

CICLI AD ARIA STANDARD

1) RELAZIONE PER SISTEMI APERTI E CHIUSI ($\Delta e_c, \Delta e_p \approx 0$)

Vediamo l'equazione dell'energia cinetica.

SISTEMA APERTO

$$l_c = -\int v \, dp - l_a$$

SISTEMA CHIUSO

$$l_c = l_a - \Delta(pv)$$

Se scriviamo invece il I° principio otteniamo

$$q - l_c = \Delta h$$

$$q - l_a = \Delta u$$

Sostituendo l_c e l_a otteniamo

$$q + \int v \, dp = \Delta h - l_a$$

$$q + \int v \, dp = \Delta h - l_a$$

che sono uguali

Se suppongo di avere delle trasformazioni reversibili senza attrito ottengo che per un sistema aperto per dei FOSNV

$$l_c = -\int v \, dp = -\bar{v} \Delta p$$

$$l_a = \int p \, dv = \bar{p} \Delta v$$

Da ciò possiamo dire che se in un processo il volume specifico aumenta il lavoro interno è > 0 mentre se la pressione aumenta il lavoro tecnico è < 0

Ora vogliamo sapere quanto vale il lavoro netto su tutto il ciclo. Sapendo che

$$l_c = l_a - \Delta(pv)$$

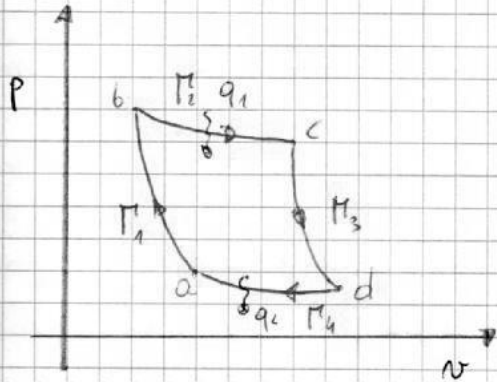
Sappiamo che il lavoro netto è l'integrale sul ciclo del lavoro tecnico quindi

$$l_n = \oint l_c = \oint (l_a - \Delta(pv)) = \oint l_a$$

$\oint d(pv)$ è zero perché sia p che v sono grandezze di stato quindi la loro variazione lungo il ciclo è nulla.

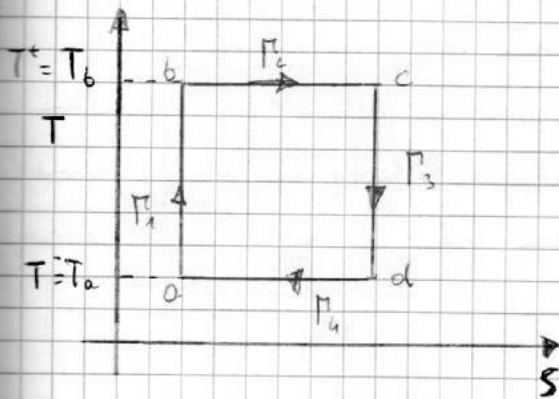
CICLI CON DUE ADIABATICHE

1) CICLO DI CARNOT



$P_1 - P_3 = \text{adiabatiche}$

$P_2 - P_4 = \text{isoterme}$



Le due adiabatiche essendo anche reversibili diventano isentropiche

Scriviamo il rendimento per il ciclo di Carnot

$$\eta = 1 - \frac{T^-}{T^+} = 1 - \frac{T_a}{T_b} = 1 - \frac{T_d}{T_c}$$

Per quanto detto sulle politropiche a 2 a 2 uguali nei cicli possiamo scrivere

$$T_a N_a^{\gamma-1} = T_b N_b^{\gamma-1} = T_c N_c^{\gamma-1} = T_d N_d^{\gamma-1}$$

quindi che

$$\frac{T_a}{T_b} = \left(\frac{N_b}{N_a}\right)^{\gamma-1} \quad \text{dove } \frac{N_b}{N_a} = p = \text{rapporto di compressione}$$

inoltre

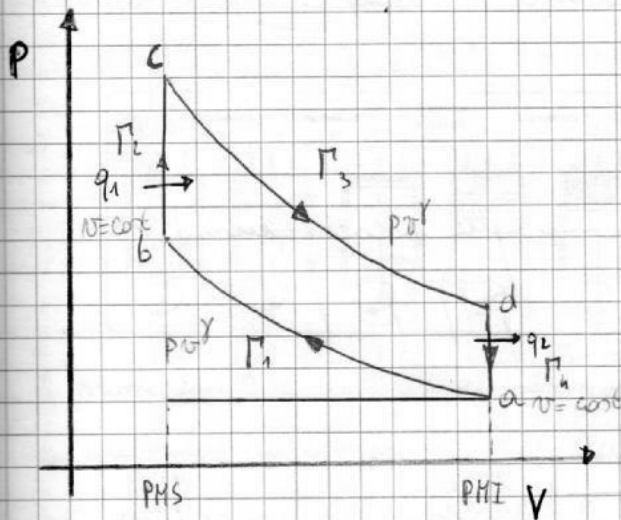
$$\frac{T_a}{T_b} = \frac{T_d}{T_c} \quad \text{e} \quad \frac{N_b}{N_a} = \frac{N_c}{N_d}$$

quindi si può sostituire nell'espressione di η

$$\eta = \frac{N_b}{N_a} = \frac{N_c}{N_d}$$

Se innalziamo temperatura e pressione e il pistone si muove fino al punto morto inferiore dopo aver subito un raffreddamento. A questo punto apre la valvola di scarico per far uscire i fumi e riporta il pistone al punto morto superiore per poi aprire la valvola di aspirazione e ricominciare il ciclo.

- DIAGRAMMA P-V

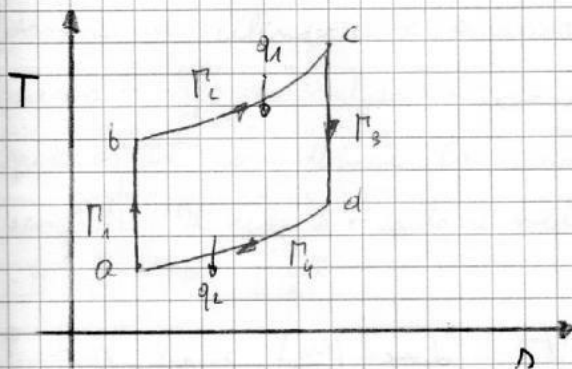


$\Gamma_1 = \Gamma_3 =$ adiabatica reversibile = isoterma

$\Gamma_2 = \Gamma_4 =$ isocora

Come si vede nelle due isocore introduce e toglie calore al fluido.

- DIAGRAMMA T-D



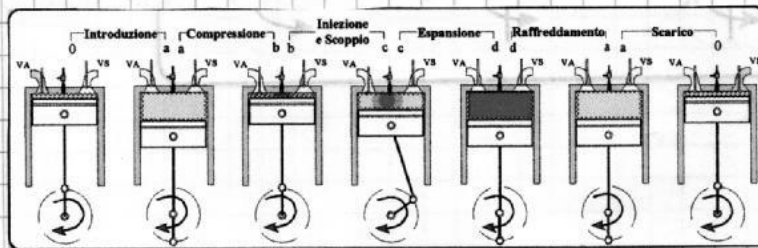
NB Nel diagramma p-V posso eliminare il tratto che mi porta dal punto morto inferiore al punto morto superiore e viceversa perché non interviene ai fini del calore e del lavoro all'interno del processo.

3) IL CICLO DIESEL

Il ciclo Diesel è una macchina volumetrica.

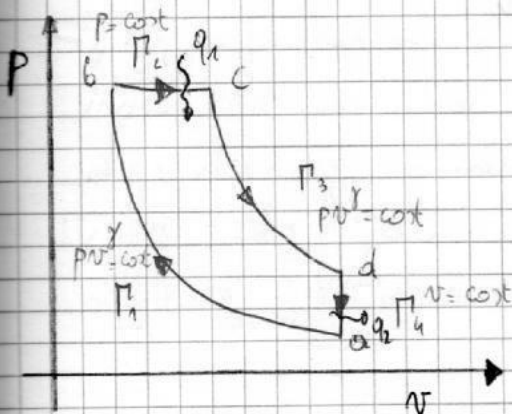
Il ciclo ideale è costituito da una compressione adiabatica, da una trasformazione isobara in cui il fluido riceve calore, da un'espansione adiabatica e da una isobara in cui il fluido cede calore per riportarsi alle condizioni iniziali.

- SCHEMA DI FUNZIONAMENTO



Le prime fasi del ciclo Diesel sono uguali a quelle del ciclo Otto fino a quando si comprime il fluido fino al punto morto superiore ed introduce del combustibile tramite l'iniettore. In questa fase si vuole un certo tempo di tempo per permettere al combustibile di entrare nel cilindro. Ciò cambia il volume che si trova dentro al cilindro e abbassa la pressione che però verrà allo stesso tempo innalzata dall'inizio della combustione quindi possiamo considerare la trasformazione isobara e non più isocora. Il resto del ciclo si svolge come nel ciclo Otto.

- DIAGRAMMA P-V



$\Gamma_1 = \Gamma_3 = \text{adiabatica reversibile}$

$\Gamma_2 = \text{isobara}$

$\Gamma_4 = \text{isobara}$

$$\frac{T_b}{T_a} = \left(\frac{V_b}{V_a}\right)^{\gamma-1} \quad \text{perché è una adiabatica}$$

Se chiamo

$$\delta = \frac{V_c}{V_b} = \text{rapporto di compressione}$$

posso scrivere sostituendo quanto trovato che

$$\frac{T_d}{T_a} = \left(\frac{V_c}{V_a}\right)^{\gamma-1} \frac{V_c}{V_b} \cdot \left(\frac{V_b}{V_c}\right)^{\gamma-1} = \left(\frac{V_c}{V_b}\right)^{\gamma} = \delta^{\gamma}$$

V_d e V_a si elidono perché sono gli estremi di un'isocora

Sostituendo quanto trovato posso scrivere

$$\eta = 1 - \frac{1}{\delta} \frac{T_a}{T_b} \left(\frac{\delta^{\gamma}-1}{\delta-1}\right) = 1 - \frac{1}{\delta} \frac{1}{\delta^{\gamma-1}} \left(\frac{\delta^{\gamma}-1}{\delta-1}\right)$$

Si nota che se $\delta \rightarrow 1$ per il teorema di de l'Hopital il rendimento tende a quello del ciclo Otto.

Se si mettono a confronto i rendimenti del ciclo Otto e del ciclo Diesel si può notare che a parità di rapporto di compressione il ciclo Otto è migliore ma che il ciclo Diesel può lavorare con rapporti di compressione più elevati.

4) IL MOTORE JOULE-BRAYTON

Il motore Joule-Brayton è una macchina a flusso continuo costituita da trasformazioni a due a due uguali: due adiabatiche e due isobare. Nel caso ideale la combustione è esterna e tutte le trasformazioni sono reversibili e senza attrito. Nel caso reale la combustione è interna e le trasformazioni non sono reversibili.

- RENDIMENTO

Per un motore possiamo scrivere

$$\eta = 1 - \frac{q_2}{q_1}$$

q_2 e q_1 sono scambiati lungo delle isobare quindi vale scrivere

$$q = \int_{T_a}^{T_b} \cancel{Np} (c_p dT) = \cancel{Np} dT$$

Allora possiamo scrivere

$$\eta = 1 - \frac{c_p (T_d + T_a)}{c_p (T_c - T_b)} = 1 - \frac{T_a \left(\frac{T_d}{T_a} - 1 \right)}{T_b \left(\frac{T_c}{T_b} - 1 \right)}$$

Dato che il ciclo è formato da politropiche a 2 a 2 uguali sappiamo che

$$T_a T_c = T_b T_d \Rightarrow \frac{T_d}{T_a} = \frac{T_c}{T_b}$$

Quindi posso dire che

$$\eta = 1 - \frac{T_a}{T_b}$$

T_a e T_b si trovano lungo una adiabatica quindi

$$T_a v_a^{\gamma-1} = T_b v_b^{\gamma-1} \Rightarrow \frac{T_a}{T_b} = \left(\frac{v_b}{v_a} \right)^{\gamma-1} \quad \text{dove } \frac{v_a}{v_b} = \beta$$

quindi

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

Sappiamo anche che

$$\frac{T_a}{T_b} = \left(\frac{p_b}{p_a} \right)^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} \quad \text{dove } \frac{p_b}{p_a} = \beta = \text{rapporto manometrico di compressione}$$

quindi otteniamo anche che

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

- CICLO NON RIGENERATIVO

Se il ciclo non è rigenerativo posso scrivere il rendimento come

$$\eta = \frac{L_m}{q_1} = \frac{(q_1 + q_2) - (q_2 + q_2)}{q_1 + q_2} = \frac{\int_a^{b'} T ds + T^+(s_c - s_{b'}) - \int_b^c T ds - T^-(s_d - s_a)}{\int_a^{b'} T ds + T^+(s_c' - s_{b'})}$$

Per $\int T ds$ posso usare il teorema del valore medio e trovare che

$$\eta = \frac{\bar{T}(s_{b'} - s_a) + T^+(s_c - s_{b'}) - \bar{T}(s_{b'} - s_c) - T^-(s_d - s_a)}{\bar{T}(s_{b'} - s_a) + T^+(s_c' - s_{b'})}$$

Dato che il segmento $ad = bc = b'c'$ sappiamo che $s_c' - s_{b'} = s_d - s_a$ quindi

$$\eta = \frac{(T^+ - T^-)(s_d - s_a)}{\bar{T}(s_{b'} - s_a) + T^+(s_c' - s_{b'})} = \frac{T^+ - T^-}{T^+ + \bar{T} \left(\frac{s_{b'} - s_a}{s_c' - s_{b'}} \right)} < \frac{T^+ - T^-}{T^+} = \eta_c$$

Abbiamo dimostrato che il rendimento di tale ciclo è minore di quello di Carnot a parità di temperature massime.

- CICLO RIGENERATIVO

Ora pensiamo di portare del calore ceduto dal fluido nel tratto $c'd$ al tratto $a b'$

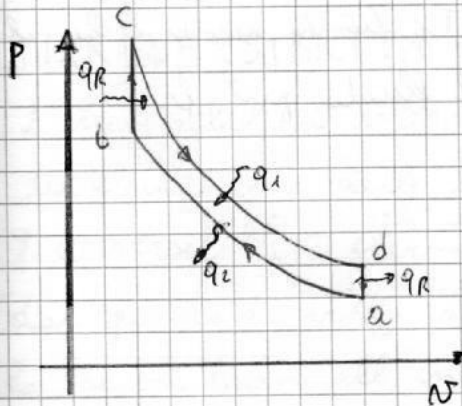
$$\eta_R = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{T^-(s_d + s_a)}{T^+(s_c' - s_{b'})} = 1 - \frac{T^-}{T^+} = \eta_c$$

Con la rigenerazione riusciamo a ottenere il rendimento del ciclo di Carnot

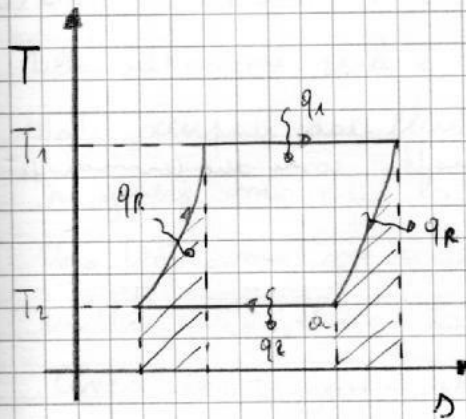
A questo punto ho portato il mio fluido alla temperatura T_1 quindi libero il pistone superiore e il gas si espande adiabaticamente.

Ora si riporta il fluido dall'altro cilindro bloccando il pistone superiore e traslando il gas attraverso il rigeneratore

- DIAGRAMMA P-N



- DIAGRAMMA T-S



- RENDIMENTO SENZA RIGENERAZIONE

$$\eta = \frac{l_m}{q_1 + q_R} = \frac{(q_1 + q_R) - (q_2 + q_R)}{q_1 + q_R} = 1 - \frac{q_2 + q_R}{q_1 + q_R}$$

- RENDIMENTO CON RIGENERAZIONE

$$\eta = \frac{l_m}{q_1} = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1} = \eta_C$$

Dato che il sistema che si considera è isolato avrà che

$$\Delta S = \int_{T_1}^{T_2} \frac{\delta Q}{T} + S_{irr} - S_{irr}$$

e dato che ho trovato che è > 0 vuol dire che il sistema è irreversibile anche se è costituito da due trasformazioni reversibili.

1) IRREVERSIBILITÀ INTERNA ED ESTERNA

L'irreversibilità interna è un fenomeno dovuto all'attrito del fluido e a delle eventuali reazioni chimiche.

L'irreversibilità esterna è quella che si può vedere solo dal punto di vista dell'universo e non riesce a misurarla se mi trovo all'interno del sistema considerato.

2) LA RAPPRESENTAZIONE NEI DIAGRAMMI

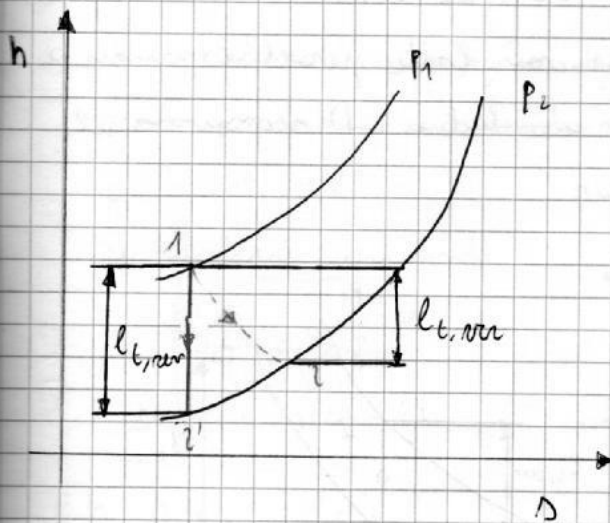
Nella situazione reale è difficile, se non impossibile, definire gli stati occupati dal fluido nel percorrere la trasformazione.

In genere sono noti lo stato iniziale e quello finale.

Una trasformazione reale si può approssimare con una politropia; inoltre nel grafico la trasformazione reale si segna con una linea tratteggiata per evidenziare che il percorso indicato non coincide necessariamente con quello reale ma solo lo stato iniziale e lo stato finale.

3) ESEMPIO: ESPANSIONE IN TURBINA

La turbina è una componente che in prima approssimazione possiamo considerare adiabatica e quindi nello studio dell'entropia sarà presente solo il termine S_{irr} . Disegniamo l'espansione del ciclo Joule nel caso ideale (in cui sarà isentropico) e nel caso reale.



Da ciò si può notare che nel caso reversibile avrò

$$l_{e,rev} = -\Delta h = -(h_2' - h_1) = h_1 - h_2'$$

mentre nel caso irreversibile avrò

$$l_{e,irr} = -\Delta h = -(h_2 - h_1) = h_1 - h_2$$

Ora posso anche definire un rendimento isentropico di espansione che sarà

$$\eta_{is,e} = \frac{l_{e,irr}}{l_{e,rev}} < 1$$

Se il mio gas fosse ideale so che

$$\Delta h = c_p \Delta T \quad \text{con } c_p = \text{costante}$$

quindi il rendimento diventa

$$\eta_{is,e} = \frac{l_{e,irr}}{l_{e,rev}} = \frac{h_1 - h_2}{h_1 - h_2'} = \frac{c_p (T_1 - T_2)}{c_p (T_1 - T_2')} = \frac{T_1 - T_2}{T_1 - T_2'}$$

5) CONCLUSIONI

In conclusione possiamo dire che una trasformazione reale possiamo considerarla una politropica

$$pV^m = \text{cost}$$

reversibile quindi

$$\Delta S = \int \frac{\delta Q}{T} + S_{\text{irr}} = 0$$

e la cui quantità di calore q corrisponde a

$$q = \int T ds = l_a$$

cioè la quantità di calore generata è uguale al lavoro di attrito generato.

CICLI A VAPORE

1) PREMESSE

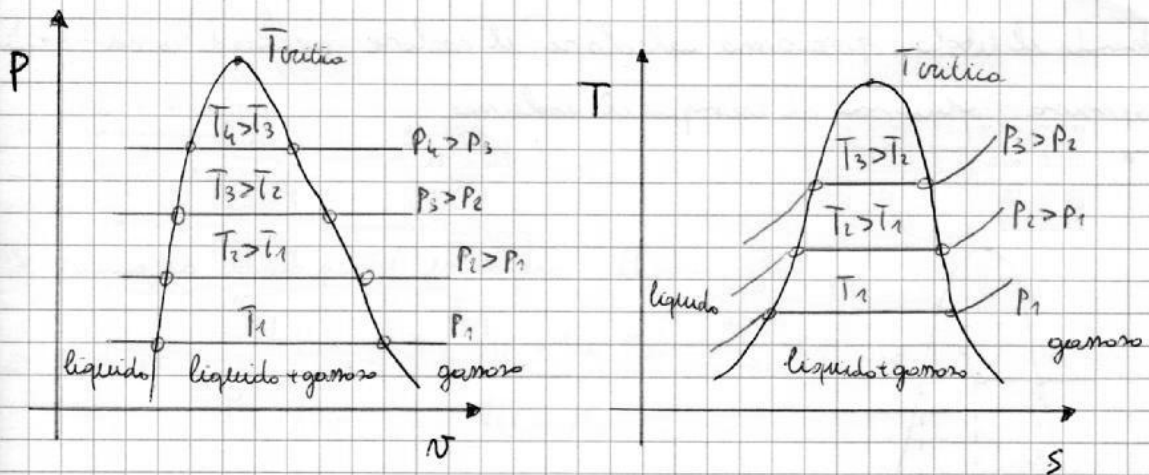
Nei cicli a vapore il fluido che percorre il ciclo è il gas surriscaldato, cioè il gas che si trova al di sotto della temperatura critica.

La temperatura critica è la temperatura al di sopra della quale se si fissa la temperatura e cambia pressione e volume ottengo sempre il fluido allo stato gassoso.

La curva limite è la curva che definisce il limite tra lo stato liquido e lo stato gassoso e si trova al di sotto della temperatura critica.

Il punto triplo è il punto in cui ho la coesistenza dei 3 stati di aggregazione.

Una cosa importante da ricordare, dato che il fluido che percorre i nostri cicli a vapore è l'acqua, è che nel passaggio da solido a liquido il volume aumenta, mentre per altre sostanze diminuisce.



Come si vede nel diagramma T-s si ottiene una curva più regolarmente mentre è un po' deformata nel diagramma p-v.

Come si vede la curva si può dividere in due parti: la curva limite inferiore che rappresenta il punto in cui ho tutto liquido e si sta formando la prima particella di gas, e la curva limite superiore in cui ho tutto gas con l'ultima goccia di liquido che deve ancora trasformarsi.

3) IL TITOLO

Il titolo è una grandezza che mi identifica quanto liquido e quanto vapore c'è nella miscela liquido-vapore. È una grandezza adimensionata ed è definito come rapporto tra la massa del vapore e la massa totale di liquido più vapore.

$$X = \frac{m_g}{m_g + m_l}$$

Nella curva limite inferiore il titolo vale 0 cioè in condizioni di liquido saturo mentre nella curva limite superiore il titolo vale 1 cioè in condizioni di vapore saturo. All'interno della curva limite il titolo varia da 0 a 1.

dunque e quindi che

$$x = \frac{N_x - N_e}{N_v - N_e}$$

Se faccio lo stesso per l'entalpia otteno che

$$h_x = H \cdot m = \frac{H_e + H_v}{M_e + M_v} = \frac{h_e \cdot M_e + h_v \cdot M_v}{M_e + M_v} = h_e (1-x) + h_v x$$

Da ciò ottengo che

$$x = \frac{h_x - h_e}{h_v - h_e}$$

Se mi fanno gli stessi calcoli per l'entropia si ottiene che

$$x = \frac{s_x - s_e}{s_v - s_e}$$

4) IL CALORE DI VAPORIZZAZIONE O DI CONDENSAZIONE

La differenza di entalpia di un liquido che si sta trasformando in vapore tra lo stato finale con titolo uguale a 1 e lo stato iniziale con $x=0$ si chiama calore di vaporizzazione. La stessa differenza cambiata di segno si chiama calore di condensazione. Si indica con R e si misura in J/kg . Il significato di tale valore è il calore che bisogna fornire o sottrarre per far passare il fluido da liquido a vapore o viceversa per il calore di condensazione.

Ricordiamo che per il diagramma di Mollier si ha che

$$\left(\frac{dh}{ds}\right)_p = T$$

e che

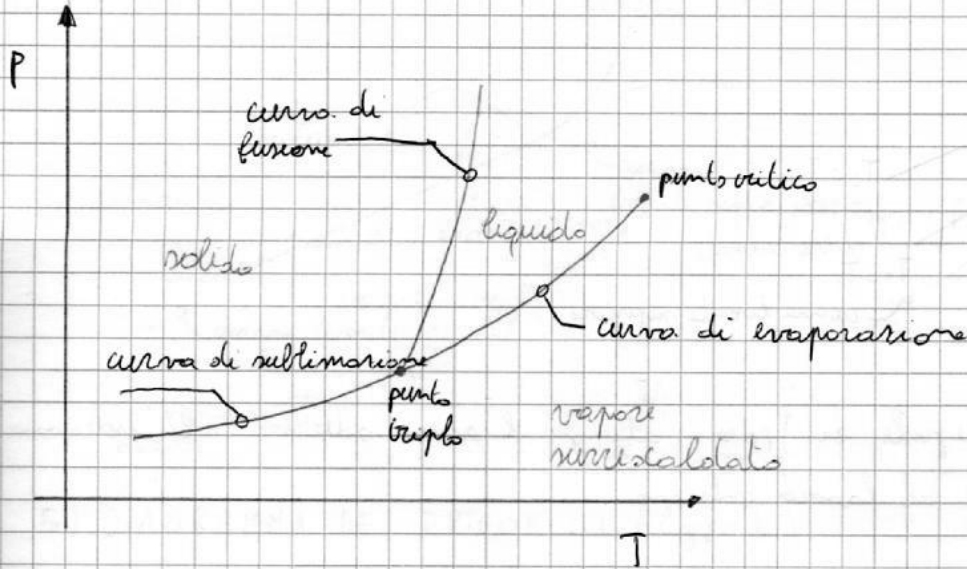
$$T = T_0$$

cioè la pendenza della curva disegata sul diagramma $h-s$

TRASFORMAZIONI LIQUIDO VAPORE

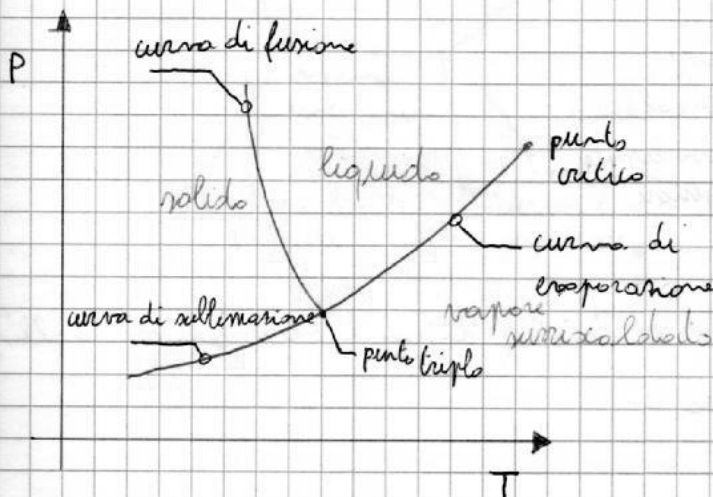
1) DIAGRAMMA P-T

- FLUIDO COME L'ACQUA



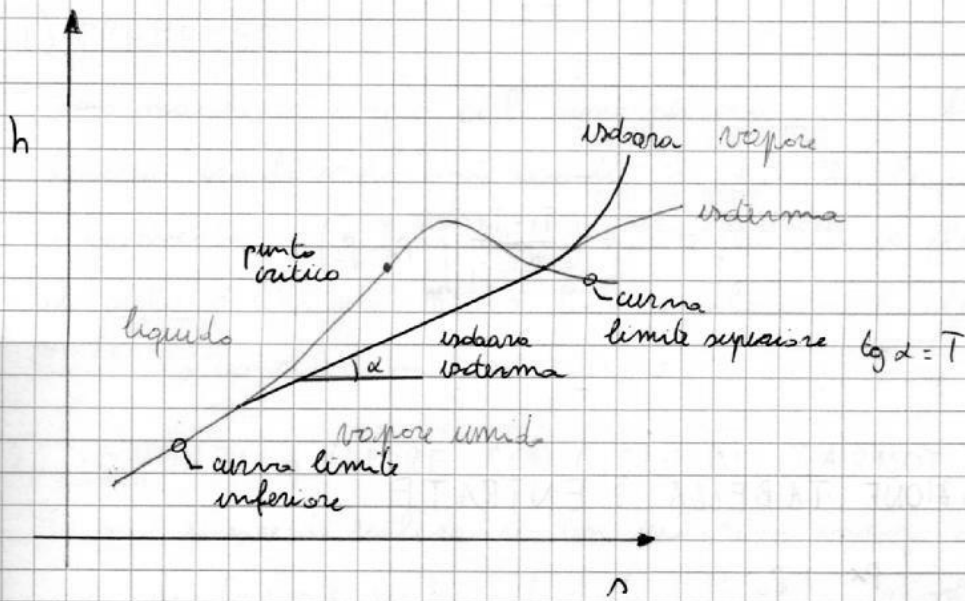
In questo caso la curva di fusione pende verso destra perché per l'acqua se il liquido solidifica si riscontra un aumento di volume.

- FLUIDO CHE NON SI COMPORTA COME L'ACQUA

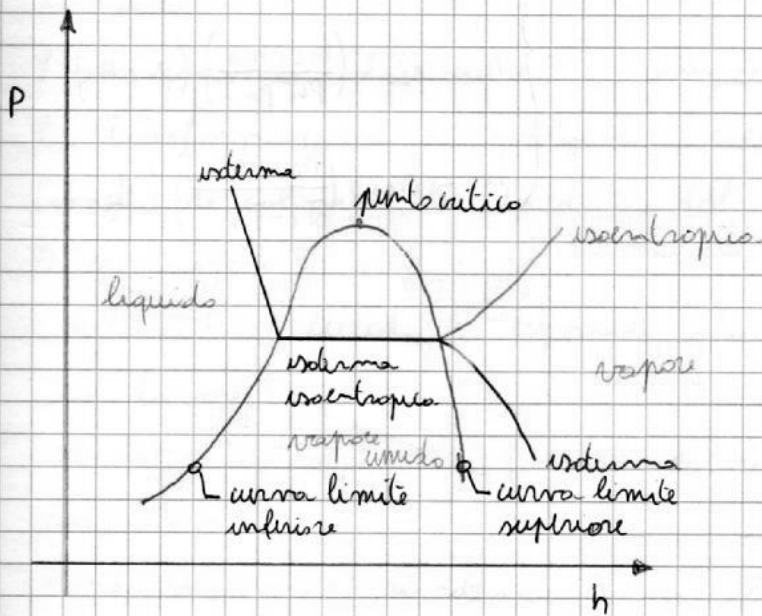


In questo caso si riscontra una diminuzione di volume nel passaggio liquido-solido e quindi la curva di fusione pende a sinistra.

4) DIAGRAMMA DI MOLLIER (h-s)



5) DIAGRAMMA DEI FRIGORISTI ($\log p-h$)



MOTORI A VAPORE

1) PREMESSE

Sono macchine i cui cicli sono percorsi da un fluido che nelle diverse trasformazioni cambia di stato da liquido a vapore o viceversa. Nella maggior parte dei casi il fluido che percorre il ciclo è l'acqua. Noi studiamo solo i cicli ideali, quindi il fluido lo consideriamo un FOSNV.

2) IMPIANTI A VAPORE CON CICLO DI CARNOT

Si può pensare di realizzare un motore a vapore che utilizzi il ciclo di Carnot poiché il rendimento è massimo a parità di temperature estreme e il rendimento non dipende dal fluido nel ciclo.

L'impianto è costituito da 4 componenti e si suppone che le trasformazioni si svolgano solo nei componenti e che nei condotti di collegamento lo stato del fluido non cambi.

Le 4 componenti sono:

- turbina: il fluido si espande adiabaticamente cedendo all'esterno lavoro
- generatore di vapore: si fornisce calore al fluido a temperatura costante.
- condensatore: si sottrae calore al fluido a temperatura costante
- pompa-compressore: si comprime adiabaticamente il fluido fornendo gli lavoro

Ora applichiamo quanto detto a tutte le trasformazioni

1-2 (riscaldamento isoterma)

$$q^+ = h_2 - h_1 = T^+ (D_2 - D_1)$$

2-3 (espansione isentropica)

$$l_E = h_2 - h_3$$

3-4 (raffreddamento isoterma)

$$q^- = h_4 - h_3 = T^- (D_4 - D_3)$$

4-1' (compressione isentropica)

$$l_C = h_4 - h_2$$

Il rendimento sarà

$$\eta_C = \frac{l_m}{q^+} = \frac{q^+ - q^-}{q^+} = 1 - \frac{q^-}{q^+} = 1 - \frac{T^- (D_4 - D_3)}{T^+ (D_2 - D_1)} = 1 - \frac{T^-}{T^+}$$

3) IMPIANTI A VAPORE CON CICLO RANKINE

Il ciclo Rankine è un ciclo di Carnot a vapore al quale sono state apportate delle modifiche.

La condensazione nel ciclo Rankine è prolungata per fare in modo di sottrarre una quantità maggiore di calore, fino a raggiungere la curva limite inferiore.

Inoltre la compressione isentropica si svolge tutta nella zona del liquido. Ciò richiede, a parità di aumento di pressione, una quantità inferiore di lavoro rispetto a quella necessaria per comprimere una miscela di liquido e vapore.

Ora calcoliamo i calori scambiati e i lavori. Ovvero che

- Riscaldamento isobaro - isoterma 1-3

$$q_1 = h_3 - h_1 = T_m (\nu_3 - \nu_1)$$

- Espansione isentropica 3-4

$$l_t = h_3 - h_4$$

l_t è il lavoro fatto dalla turbina.

- Raffreddamento isobaro - isoterma 4-5

$$q_2 = h_4 - h_5 = T_2 (\nu_4 - \nu_5)$$

- Compressione isentropica 5-1

$$|l_p| = h_5 - h_1$$

l_p è il lavoro fatto dalla pompa.

Ora calcoliamo il rendimento

$$\eta_R = \frac{l_m}{q_1} = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{T_2 (\nu_4 - \nu_5)}{T_m (\nu_3 - \nu_1)} = 1 - \frac{T_2}{T_m}$$

Dato che T_m è la temperatura media di somministrazione del calore so che

$$T_m < T_1$$

e da ciò ne consegue che

$$\eta_R < \eta_C$$

Se calcoliamo i calori scambiati otteniamo che

$$q_1 = h_4 - h_1 = T_m (\Delta_4 - \Delta_1)$$

$$q_2 = h_5 - h_6 = T_2 (\Delta_5 - \Delta_6)$$

Mentre i lavori scambiati sono

$$l_T = h_4 - h_5$$

$$l_P = h_1 - h_6$$

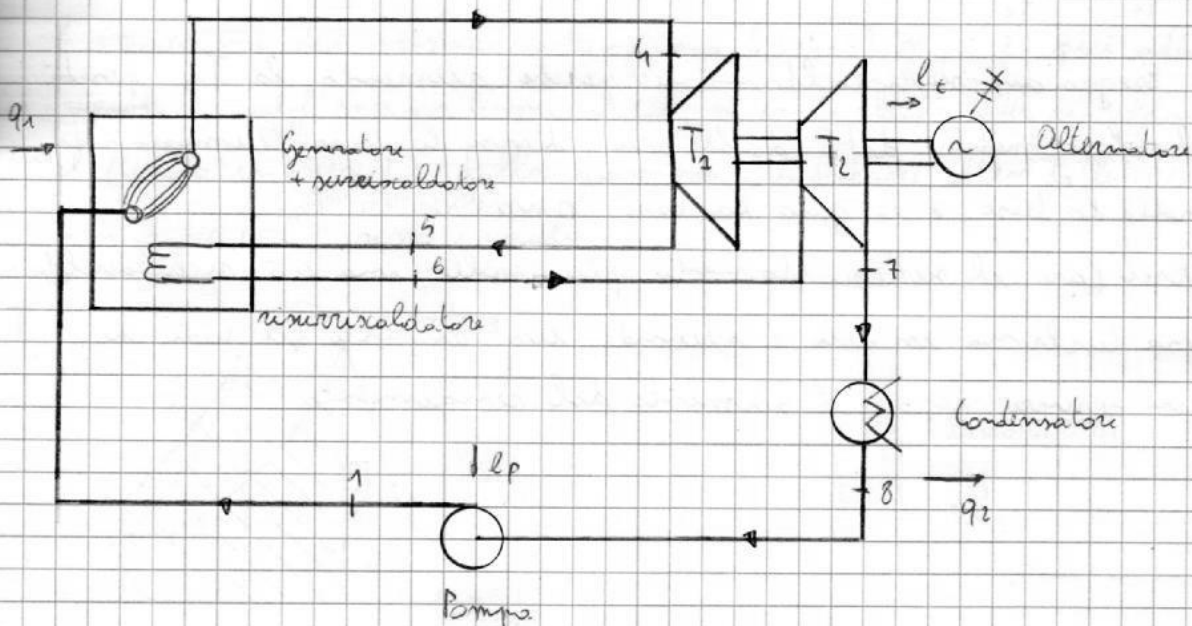
Se calcoliamo il rendimento otteniamo

$$\eta = \frac{l}{q_1} = \frac{l_T - l_P}{q_1} = \frac{l_T}{q_1}$$

Abbiamo escluso il lavoro dovuto alla pompa perché molto più piccolo rispetto a quello ottenuto in turbina.

5) CICLO RANKINE CON DUE SURRISCALDAMENTI

Valendo si può aggiungere un surriscaldatore dopo l'espansione in turbina e farlo di nuovo espandere a una pressione inferiore a quella precedente. Lo schema è il seguente

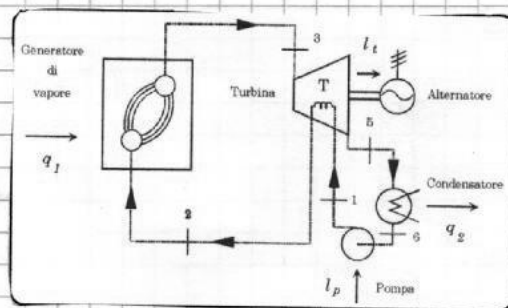


IMPIANTI A VAPORE RIGENERATIVI

La rigenerazione, così come i surriscaldamenti singoli e ripetuti, è una tecnica per aumentare la temperatura media effettiva di somministrazione del calore. Mentre con i surriscaldamenti si aumenta il calore fornito ad alta temperatura, con la rigenerazione si diminuisce il calore fornito a bassa temperatura.

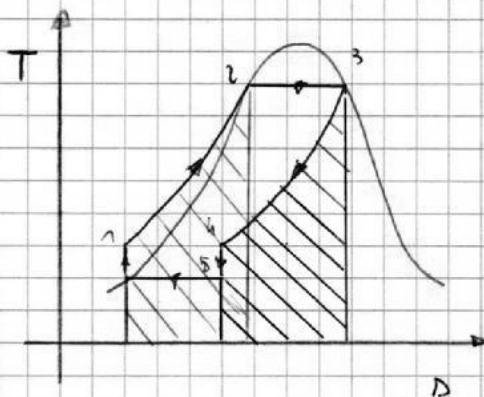
1) RIGENERAZIONE CONTINUA IDEALE

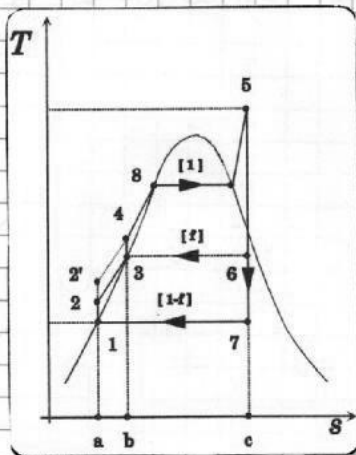
Lo schema è il seguente ed è una modifica del ciclo Rankine



Come si vede l'acqua di alimentazione della caldaia che proviene dalla pompa passa attraverso il rigeneratore ideale dove è riscaldato, senza apprezzabili salti di temperatura, dal vapore che si espande in turbina.

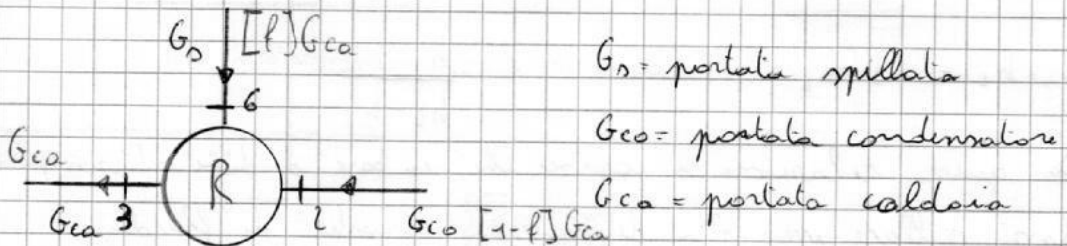
L'espansione del vapore in turbina (3-4-5) non è più adiabatica ed è uguale all'energia termica ceduta in turbina per riscaldare il fluido in uscita dalla pompa. Le due aree sottese dalle curve 3-4-5 e 6-1-2 sono uguali.





La frazione di portata f è spillata dalla turbina ad alta pressione nello stato 6 mentre la portata $1-f$ prosegue il suo percorso fino a mescolarsi al vapore spillato nello scambiatore rigenerativo.

Prendiamo il seguente schema



Poiché trascurare q , h_t , Δec , Δep e tenere conto che sono in condizioni stazionarie.

Dal primo principio ottengo che

$$\sum G_i h_i = 0$$

$$G_{ca} h_3 - G_d h_6 - G_{co} h_2 = 0$$