



Corso Luigi Einaudi, 55 - Torino

**Appunti universitari**

**Tesi di laurea**

**Cartoleria e cancelleria**

**Stampa file e fotocopie**

**Print on demand**

**Rilegature**

NUMERO: 1921A -

ANNO: 2016

# **A P P U N T I**

STUDENTE: Renis Claudia

MATERIA: Termofluidodinamica - prof. Chioccia, Iovieno

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.**

2/12/15

## PROPRIETÀ DEI FLUIDI

Considereremo fluidi

LIQUIDI      GAS

La differenza fondamentale sta nel fatto che:

- LIQUIDI → hanno un volume proprio
- GAS → prendono tutto il volume del contenitore

Una fase intermedia tra liquidi e gas è quella dei FLUIDI BIFASE (es. nebulosa).

## DIFFERENZE SOLIDO DEFORMABILE - FLUIDO

1. Un fluido ammette cambiamenti di forma senza opporre resistenza. Il solido oppone resistenza se lo si prova a deformare.
2. Un fluido genera tensioni che si oppongono alla velocità del cambiamento di forma. Il solido genera tensioni che si oppongono alla deformazione.
3. Un fluido si deforma per tutto il tempo che lo oppone una forza. Nel solido deformabile, raggiunto l'equilibrio elastico, esso non si deforma più.

Modello di fluido

- trasmette al suo interno sforzi normali (pressioni).
- trasmette sforzi tangenziali, detti viscosi (o di attrito interno)
- trasmette calore.
- può essere comprimibile sotto gli effetti di sforzi normali.

### ↓ COMPRESSIBILITÀ:

proprietà di un fluido di poter variare la propria densità sotto l'azione di forze.

Esecludiamo il caso dei fluidi rarefatti.

Per comodità consideriamo le flange continue, senza vuoti intermedi.

Definiamo due scale:

- Scala MOLECOLARE o dei vuoti intermolecolari →  $\lambda \approx 10^{-7}$
- Scala MICROSCOPICA → quella sotto la quale percepiamo le variabili del fluido.  $L \approx 1m$

libero con  
vuoti medi

$$\frac{\lambda}{L} = Kn \rightarrow \text{numero di Knudsen}$$

Se  $Kn \ll 1$ , non vediamo la distanza tra le molecole (i vuoti). Possiamo considerare il fluido un continuo.

$$d\alpha = \frac{\partial \alpha}{\partial t} dt + \frac{\partial \alpha}{\partial x} dx$$

↳ ma in questa scrittura  $dt$  e  $dx$  possono essere del tutto indipendenti uno dall'altro.  
Se ipotizziamo

$$dx = U dt$$

allora si ha:

$$d\alpha = \frac{\partial \alpha}{\partial t} dt + U \frac{\partial \alpha}{\partial x} dt$$

fornisce la variazione di  $\alpha$  calcolata seguendo la particella nel suo moto.

Dividendo ambo i membri per  $dt$  si ottiene la derivata Lagrangiana

$$\frac{D\alpha}{Dt} = \frac{\partial \alpha}{\partial t} + U \frac{\partial \alpha}{\partial x}$$

l'estensione al caso di un campo di moto tridimensionale nel quale la velocità  $U$  possiede le componenti  $x, y, z$ .

$$\frac{D\alpha}{Dt} = \frac{\partial \alpha}{\partial t} + U_x \frac{\partial \alpha}{\partial x} + U_y \frac{\partial \alpha}{\partial y} + U_z \frac{\partial \alpha}{\partial z} =$$

$$= \frac{\partial \alpha}{\partial t} + (U \cdot \text{grad } \alpha)$$

↓  
termine euleriano

↓  
termine convettivo

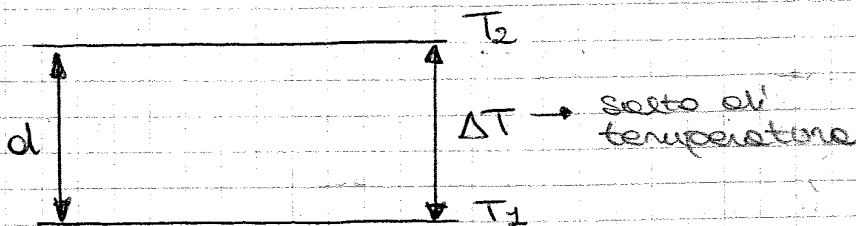
- Se il termine euleriano  $\frac{\partial \alpha}{\partial t} = 0 \Rightarrow$  CAMPO DI MOTO STAZIONARIO  
(avere velocità nel tempo ma le condizioni possono essere diverse da punto a punto).

- Se il termine convettivo  $U \cdot \text{grad } \alpha = 0 \Rightarrow$  CAMPO DI MOTO UNIFORME  
(le condizioni variano nel tempo in maniera uniforme).

do stesso processo dal punto di vista matematico fu ottenuto da:

• FOURIER → dedusse la legge di diffusione del calore.

• Prese due piastre con un ferro o solido in mezzo (ha una striscia ferro)



Il flusso di calore che si stabilisce attraverso la parete è dato da:

$$Q = -\lambda \cdot S \cdot \frac{\Delta T}{d}$$

segno meno (perché il flusso va dal caldo al freddo).

dove  $\lambda$  è il COEFFICIENTE DI CONDUCIBILITÀ TERMICA

u. d. m  $[\lambda] = \frac{\text{cal}}{\text{m} \cdot \text{C} \cdot \text{s}}$

$$1 \text{ cal} = 4.186 \text{ J} \Rightarrow [\lambda] = \frac{\text{J}}{\text{m} \cdot \text{C} \cdot \text{s}} = \frac{\text{W}}{\text{m} \cdot \text{C}}$$

$\mu$  → bisogna distinguere i casi liquido e gas

- bisogna considerare energie di legame, calori latenti di fusione ed evaporazione, ecc.

- la viscosità diminuisce al crescere della temperatura secondo la legge

$$\mu = A e^{-T/B}$$

(dove A e B sono caratteristiche del liquido)

- $\mu$  aumenta al crescere della temperatura perché aumenta l'agitazione termica  $\Rightarrow$  aumenta l'energia cinetica  $\Rightarrow$  si diffonde di più.

## NUMERO DI PRANDTL (numero adimensionale)

$$Pr = \frac{\nu}{\kappa}$$

- ARIA  $Pr = 0,71$
- OLIO  $Pr \gg 1$  (elevato)  $\rightarrow$  la conduttività termica  $\ll$  delle viscosità
- MERCURIO (metallo liquido)  $\rightarrow Pr$  minuscolo  $\rightarrow$  la conduttività termica  $\gg$  della viscosità.
- ACQUA  $Pr = 6$

## DIFFUSIONE DI MASSA

- Immaginario di mettere in contatto due zone di equal posizione chimica differente. Abbiamo la diffusione della parte più ricca in quella più povera.

$$p_s = \frac{M_s}{V} \begin{matrix} \text{massa} \\ \text{volume} \end{matrix}$$

$$\dot{q}_s = -K_s \cdot \frac{dp_s}{dz}$$

$\rightarrow$  LEGGE DI FICK (o legge della diffusione di una specie chim. nell'altra)

area di specie chimica che facciamo fluire ad andare a mescolarsi:

Coefficiente di diffusione molecolare

$$[K_s] = m^2/s$$

Il rapporto tra  $\nu$  e  $K_s$  si chiama NUMERO DI SCHMIDT

$$Sc = \frac{\nu}{K_s}$$

Volume specifico dell'acqua  $v = 10^{-3} \text{ m}^3/\text{kg}$

## EQUAZIONE DI STATO DEI GAS PERFETTI

$$pV = NRT$$

$n$ : densità di particelle

↳ numero di moli

$$R = \frac{8.314 \text{ J}}{\text{K} \cdot \text{mole}}$$

DIFETTI:

- è scritta con unità estensive (volume!)

Trasformandola in un'equazione con grandezze intensive dividendo per la massa del sistema.

$$p \cdot \frac{V}{m} = \frac{N}{m} RT$$

$$N = \frac{m}{M} \quad \begin{array}{l} \text{— massa del sistema} \\ \text{massa moleare} \end{array}$$

$$\frac{N}{m} = \frac{1}{M}$$

Quindi  $\Rightarrow p \cdot v = \frac{1}{M} RT$  (in termini di volume specifico)

$$p \cdot v = \left( \frac{R}{M} \right) T \quad R^* \text{ COSTANTE ELASTICA DEI GAS}$$

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

$$\Rightarrow p \cdot \frac{1}{\rho} = R^* T$$

$$\boxed{p = R^* \cdot T \cdot \rho}$$

EQUAZIONE DI STATO DEI GAS PERFETTI

Due eccezioni situazioni (x ES quando il gas è molto denso) questo modello non va bene.

## EQUAZIONE DEI GAS

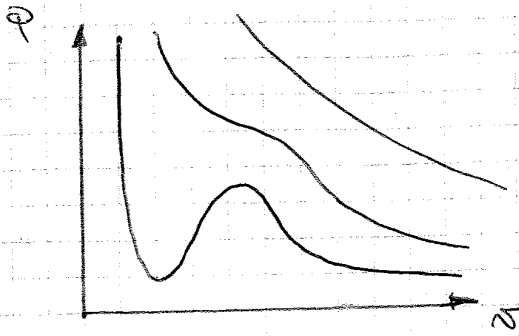
È l'equazione dei gas modificata:

NOBLE-ABEL

$$p(v - b) = \frac{R \cdot T}{M}$$

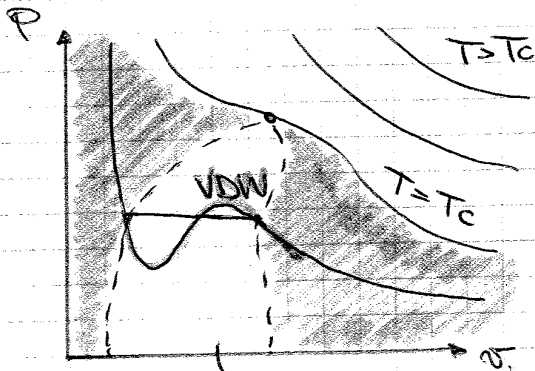
COVOLUONE = volume occupato per unità di massa dalla molecola.

## VAN DER WAALS



- 1) Ho un massimo e un minimo.
- 2) Salendo ho un flesso
- 3) Salendo invece di più il flesso sparisce.

Per temperature  $T > T_c$  il sistema è AREIFORME  
 $T = T_c$  il sistema può stare nello stato LIQUIDO o AREIFORME.  
 $T < T_c$  il sistema è LIQUIDO



in questa comparsa coesistono STATO LIQUIDO e AREIFORME.

**GAS :**

- si trova ad una  $T > T_c$
- areiforme che non può essere liquefatto

**VAPORE :**

- si trova ad una  $T < T_c$
- areiforme che può essere liquefatto con una trasformazione isoterma

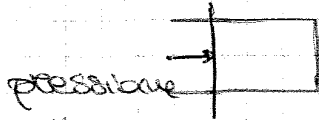
⇓  
la differenza è puramente teorica

All'interno della campana ho un sistema che annette le trasformazioni di stato. Il sistema non è omogeneo. Servono 3 variabili di stato per descrivere il comportamento del sistema.

$$\text{TITOLO VAPORE} = \frac{\text{massa totale del vapore}}{\text{massa totale del vapore} + \text{massa totale del liquido}}$$



- Immaginario di compiere lavoro per comprimere un fluido.



$$dL = -p \cdot dV = \text{variabile di volume}$$

lavoro di compressione

DIM

area

perché  $A \cdot dx = -dV$

$$dL = p \cdot A \cdot dx = p \cdot d(Ax) = \int p dV$$

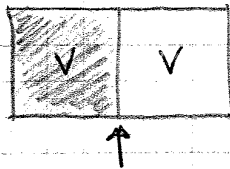
devo dividere per la massa del sistema:

$$dl = \frac{dL}{m} = -p \frac{dV}{m} = -p dv$$

- dq non ha una formula in termini di variabili di stato.

- dalla  $\int (dl + dq) = \int dl$  risulta la variazione di energia interna  
 $l + q = \Delta e$

- Da cosa dipende  $\Delta e$ ?  
 Dipende dalla temperatura T.  
 ESPERIMENTO DI JOULE



- Stessa temperatura di partenza.

Se tolgo la membrana di separazione

$$e = e(T)$$

perché non ci sono né calore né lavoro. L'ent. interna non cambia per il 1° PRINC. DELLA TERMODINAMICA.

$$e = \frac{f}{2} \cdot \frac{k_B \cdot N_A}{\mathcal{R}} T$$

## ● CALORE SPECIFICO

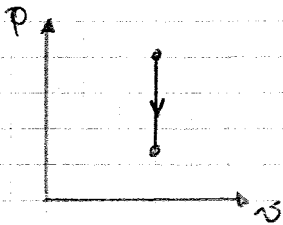
- quantità di calore che sarebbe rapportata alla variazione di temperatura.

$$c = \frac{dq}{dT} \quad dq = c \cdot dT$$

- cambia da punto a punto
- non può essere costante perché il calore non è una funzione di stato.

## TRASFORMAZIONI

### 1) ISOCORA ( $v = \text{cost.}$ )



$$dq + dL = de$$

$$dq - \underbrace{p \cdot d\bar{v}}_0 = de$$

0 perché  $v = \text{cost.}$

$$\Rightarrow dq = de$$

### CONSEGUENZA

$$c_v = \left( \frac{dq}{dT} \right)_{v=\text{cost}} \Rightarrow dq = c_v dT$$

$$\Downarrow$$

$$de = c_v dT$$

Se calore specifico a volume costante mi permette di trovare l'energia interna.

Se  $c_v = \text{cost} \Rightarrow e = c_v T + \text{costante additiva}$

$$c_v = \frac{f}{2} \frac{k_B \cdot N_A}{\mathcal{R}} \cdot \frac{\mathcal{R}}{\mathcal{R}} = \frac{f}{2} \frac{k_B \cdot N_A}{\mathcal{R}} \Rightarrow \text{calore specifico di un gas perfetto}$$

### 3) ISOTERMA ( $T = \text{cost.}$ )

$$dq - p dV = \underbrace{de}_{c_v dT = 0}$$

$$\Rightarrow dq = p dV$$

$$C_T = \frac{dq + 0}{dT = 0} = +\infty$$

come faccio a calcolare il calore scambiato?  
Calcolo il lavoro e integro.

$$q = \int p dV = \int \left( \frac{R \cdot T}{\nu} \right) dV = \frac{RT}{\nu} \int \frac{dV}{V} = \frac{RT}{\nu} \log \frac{V_2}{V_1}$$

$$P_1 V_1 = \frac{R}{\nu} T$$

$$P_2 V_2 = \frac{R}{\nu} T$$

$$\left. \begin{array}{l} P_1 V_1 = \frac{R}{\nu} T \\ P_2 V_2 = \frac{R}{\nu} T \end{array} \right\} \Rightarrow \frac{P_1 V_1}{P_2 V_2} = 1$$

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{P_1}{P_2}$$

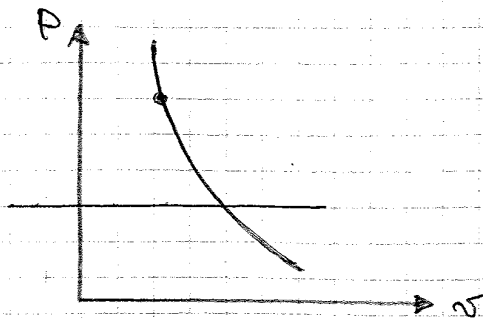
$$q = \frac{RT}{\nu} \log \frac{P_1}{P_2} = P_1 V_1 \log \frac{P_1}{P_2}$$

### 4) ADIABATICA ( $dq = 0$ )

$$-p dV = \underbrace{de}_{c_v dT}$$

$$-p dV = c_v dT$$

N.B.  $\left\{ \begin{array}{l} c_a = 0 \text{ perché } dq = 0 \\ \frac{dq}{dT} \end{array} \right\}$



$$\left\{ \begin{array}{l} -p dV = c_v dT \\ pV = \frac{R}{\nu} T \end{array} \right.$$

$$\Rightarrow d(pV) = \frac{R}{\nu} dT$$

$$dT = \frac{\nu}{R} d(pV)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{T^\gamma}{p^{\gamma-1}} &= \text{cost} \\ \frac{p}{p^\gamma} &= \text{cost} \end{aligned} \right\} \text{sono scritture equivalenti}$$

Nelle trasformazioni adiabatiche non scambiano calore, ma compiono lavoro.

$$dL = -p dV$$

$$L = - \int_1^2 p dV$$

$$p V^\gamma = p_1 V_1^\gamma$$

$$p = (p_1 V_1^\gamma) V^{-\gamma}$$

$$L = - \int (p_1 V_1^\gamma) \cdot V^{-\gamma} dV = - (p_1 V_1^\gamma) \cdot \frac{1}{1-\gamma} V^{1-\gamma} \Big|_1^2 =$$

$$= - (p_1 V_1^\gamma) \cdot \frac{1}{\gamma-1} (V_2^{1-\gamma} - V_1^{1-\gamma}) =$$

$$= - (p_1 V_1^\gamma) \cdot \frac{V_1^{1-\gamma}}{\gamma-1} \left( 1 - \left( \frac{V_2}{V_1} \right)^{1-\gamma} \right) =$$

$$= - \frac{p_1 V_1}{\gamma-1} \left( 1 - \left( \frac{V_2}{V_1} \right)^{1-\gamma} \right) =$$

$$= \frac{p_1 V_1}{\gamma-1} \left( \left( \frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma-1} - 1 \right) =$$

$$= \frac{p_1 V_1}{\gamma-1} \left( \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right)$$

$$dL = -p dV = dL = c_v dT$$

$$L = c_v (T_2 - T_1) = c_v T_1 \left( \frac{T_2}{T_1} - 1 \right)$$

Al posto del rapporto delle temperature metterò il rapporto delle pressioni.

$$\frac{T_1^\gamma}{p_1^{\gamma-1}} = \frac{T_2^\gamma}{p_2^{\gamma-1}}$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$$

$$\Rightarrow L = c_v T_1 \left( \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right)$$

$$p v^{\gamma} = \text{cost.}$$

$$dp \cdot v^{\gamma} + p \cdot \gamma \cdot v^{\gamma-1} dv = 0$$

$$p \propto \frac{1}{v^{\gamma}}$$

$$T v^{\gamma-1} = \text{cost.}$$

derivando ottengo:

$$dT v^{\gamma-1} + T(\gamma-1)v^{\gamma-2} dv = 0$$

$$dT + T(\gamma-1)v^{-2} dv = 0$$

$$\frac{dv}{dT} = -\frac{1}{\gamma-1} \cdot \frac{v}{T}$$

Il calore specifico di una poltropica è costante.

$$c = c_v - \frac{p v}{(\gamma-1)T} = c_v - \frac{R/\gamma}{\gamma-1} =$$

$$= c_v - \frac{c_p - c_v}{\gamma-1} = c_v \left[ 1 - \frac{\gamma-1}{\gamma-1} \right]$$

$$c = c_v \cdot \frac{\gamma-1}{\gamma-1}$$

calore di una poltropica

2) L'acqua deve essere sempre più alta

3) I due salti  $\Delta z_s$  e  $\Delta z_i$  sono penalizzati  
 $\Delta z_s$  è un fattore di irreversibilità come anche  $\Delta z_i$  perché fanno perdere quota  
 $\Rightarrow$  l'acqua entra nel cassetto superiore ed esce nel cassetto inferiore per salti irreversibili di quota

4) Non ci devono essere perdite distribuite (che sarebbero irreversibili).



Analizzando queste condizioni da solo può comparire solo la reversibilità del sistema.

Questo sistema idraulico costituisce un ciclo, detto ciclo IDRAULICO (tante acque scende, tanta ne risale)



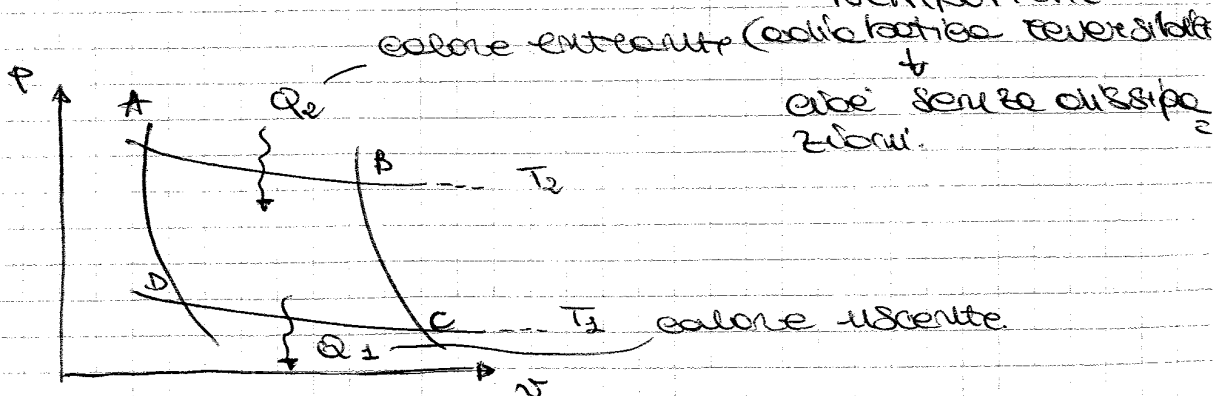
produce potere zero.  $\Rightarrow$  è inutile il ciclo.

In un ciclo TERMICO produciamo lavoro meccanico, che è il nostro obiettivo.

Carnot dimostra che stabilizza delle analogie tra MACCHINA TERMICA e IDRAULICA.

- 1) In una macchina termica il flusso calorico deve essere trasferito alle temperature massima (ISOTERMA).
- 2) Il flusso calorico deve essere ceduto alla temperatura minima (ISOTERMA).
- 3) Il fluido calorico deve passare sopra e sotto nelle macchine per salti irreversibili di temperatura.
- 4) Niente del calore deve essere fornito o ceduto nel passaggio dal caso 1) e 2) (ADIABATICA).

Carnot può disegnare il suo ciclo, ciclo di MASSIMO RENDIMENTO (dove le due caratteristiche sono ISOTERMICHE e ENTROPICHE)



In un ciclo termodinamico non si ha mai  $\eta = 1$ .  
 Si ha sempre  $\eta < 1$ . Il fluido calorico si consuma!  
 Nel ciclo entra  $Q_2$  ed esce  $Q_1$  (parte restituita all'ambiente).

Carnot si rese conto che il fluido calorico si consumava. Si rese conto che  $Q_2 > Q_1$ . Così definì il rendimento come:

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

cioè che si aveva  
 vol  $\times$  ciclo di Carnot

$1A - 1B - 1C \rightarrow 1D - 1E - 1F$

$\Rightarrow \frac{V_D}{V_A} = \frac{V_C}{V_A}$

$V_D V_B = V_C V_A$

dividendo per i due membri:

$\frac{V_B}{V_A} = \frac{V_C}{V_D}$

$\eta_c = \frac{T_2 - T_1}{T_2} \left( = \frac{Q_2 - Q_1}{Q_2} \right)$  per la definizione generale

nel ciclo reversibile di CARNOT posso sostituire i calcoli con le temperature.

Temperatura max del ciclo: qualunque. Col ciclo ideale di Carnot sulla Terra il rendimento non supera il 70%. Il 30% almeno viene sprecato.

CLAUSIUS

Consideriamo il ciclo reversibile di Carnot e il uguale garanzia che esso rispetta:

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

Allora possiamo dire riscrivendo:

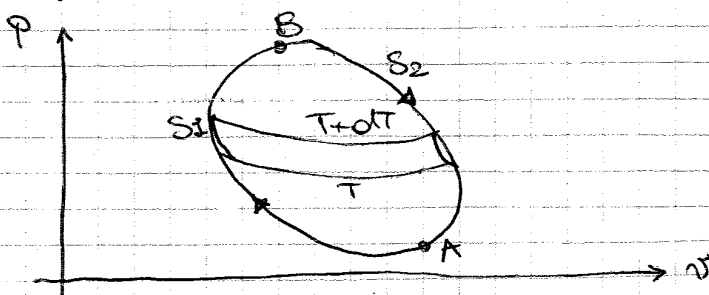
$\frac{(Q_2)_{rev} - (Q_1)_{rev}}{(Q_2)_{rev}} = \frac{T_2 - T_1}{T_2}$  CARNOT REVERIBILE

$1 - \frac{(Q_1)_{rev}}{(Q_2)_{rev}} = 1 - \frac{T_1}{T_2}$

$\frac{(Q_2)_{rev}}{T_2} - \frac{(Q_1)_{rev}}{T_1} = 0 \Rightarrow$  Clausius da riscrivere come

$\oint \frac{\delta Q_{rev}}{T} = 0$

Prendiamo un ciclo non di Carnot ma reversibile.



Differenza traof. reversibile e irreversibile

si esce a scambiare  
le massima quanti-  
tà di calore

si esce a scambiare  
la minima quantità  
di calore.

Immaginiamo che il nostro ciclo di Carnot abbia delle irreversibilità (dissipazioni, attriti, ...).  
Se rendimento è dato da:

$$\eta = \frac{(Q_2)_{irr} - (Q_1)_{irr}}{(Q_2)_{irr}} < \frac{T_2 - T_1}{T_2} \quad \text{CARNOT IRREVERS.}$$

non vale più l'uguaglianza

$$1 - \frac{(Q_1)_{irr}}{(Q_2)_{irr}} < 1 - \frac{T_1}{T_2}$$

$$\frac{(Q_2)_{irr}}{T_2} - \frac{(Q_1)_{irr}}{T_1} < 0 \Rightarrow \oint \frac{\delta Q_{irr}}{T} < 0$$

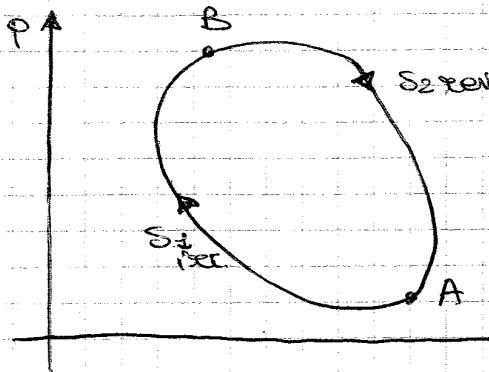
non è più l'integrale  
dell'ENTROPIA ( $\frac{\delta Q_{rev}}{T}$ ).  
È l'integrale  
del calore scambiato  
irreversibilmente.

Riprendiamo il "ciclo potato" e immaginiamolo con delle irreversibilità.

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \sum_{i=1}^n \left( \int \frac{\delta Q_{irr}}{T} \right) < 0$$

Non scorderemo mai che quell'integrale è > 0.

Immaginiamo il nostro ciclo generico così:



Spezziamo il ciclo in due parti  $\left\{ \begin{array}{l} S_1 \text{ irr.} \\ S_2 \text{ rev.} \end{array} \right.$

$$\oint \frac{\delta Q}{T} < 0$$

$$\int_{A(S_1)}^B \frac{\delta Q_{irr}}{T} + \int_{B(S_2)}^A \frac{\delta Q_{rev}}{T} < 0$$



- la energia gettata sotto il punto in presenza  $u$  e  $v$   
 quantità di calore scambiato

N.B. stiamo sottraendo calore

in maniera  
 (rev.)

in maniera  
 rev.

finisce ad un'  
 entropia superiore  
 ad A.

finisce in A dal  
 punto di vista  
 dell'entropia.

« l'entropia cresce mescolabilmente » → come la interpretato?

$$\int_1^2 \frac{\delta Q_{irr}}{T} < S_2 - S_1$$

↓ il salto di entropia sarà sempre  $>$   
 del calore che riesce a scambiare.

Immaginiamo che il sistema sia isolato. Allora:

$$\int_1^2 \frac{\delta Q_{irr}}{T} = 0$$

(SISTEMA ADIABATICO)  
 ES Universo

$$S_2 > S_1$$

→ non viene scambiato  
 calore

↓  
 l'entropia cresce mescolabilmente.

↓  
 di nuovo sono tutte le  
 impurità che stanno dentro.

• CICLO TERMODINAMICO IRREVERSIBILE

↓  
 non è un sistema isolato. Forniamo e sottraiamo  
 calore. Compriamo lavoro.

↓  
 l'entropia non cresce.

l'entropia è una variabile di controllo.

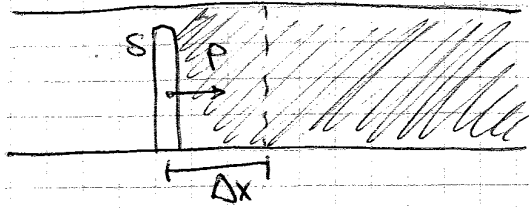
- Se la trasform. adiabatica è perfetta alla fine troverò lo stesso valore di entropia in A e B.
- Se la trasform. adiabatica non è perfetta alla fine trovo  $S_2 > S_1$ , con  $S_2$  tanto maggiore quanto più scalfisca e la trasformazione.

Δ FUNZIONE DI CONTROLLO

$$[S] = \frac{kJ}{K \cdot Kg} \quad (\text{Kilojoule al grado e al kilo})$$

Il cui interesse avviene il movimento (meccanico). Mentre il fluido è sottoposto al lavoro di spostamento è protagonista anche di lavoro termico  $\dot{w}_p$ .

Immaginiamo di avere un fluido che si sposta:



Il lavoro netto di spostamento è

$$\frac{\text{lavoro per unità di massa}}{p \cdot v \Delta x} = \frac{p \cdot S \cdot \Delta x}{p \cdot v \Delta x} = \frac{p \cdot S \cdot \Delta x}{p \cdot S \cdot \Delta x} = \frac{p}{p} = p \cdot v$$

A livello infinitesimo avere

$$d(pv) = p dv + v dp$$

per l'  $H_2O$  :  $dv = 0 \Rightarrow$  il lavoro si riduce a  $v dp$ .

Se volessi sollevare da 1 bar a 3 bar  $2 \text{ m}^3/\text{s}$  tramite una pompa, la potenza ideale sarà:

$$W = \dot{V} \Delta p = \frac{2 \cdot 2 \cdot 10^5}{\eta_p} \text{ Watt}$$

$\eta_p$   
rendimento della pompa

cos'è  $v dp$ ?

Immaginiamo il passaggio di un fluido in una turbina e immaginiamo che ci sia un lavoro di spostamento in una fase turbina, che poi diventa lavoro termico e poi anche lavoro di spostamento.

STATO STATO  
0  $\rightarrow$  1 - lav. di spostamento

1  $\rightarrow$  2 - lav. termico

2  $\rightarrow$  0 - lav. di spostamento

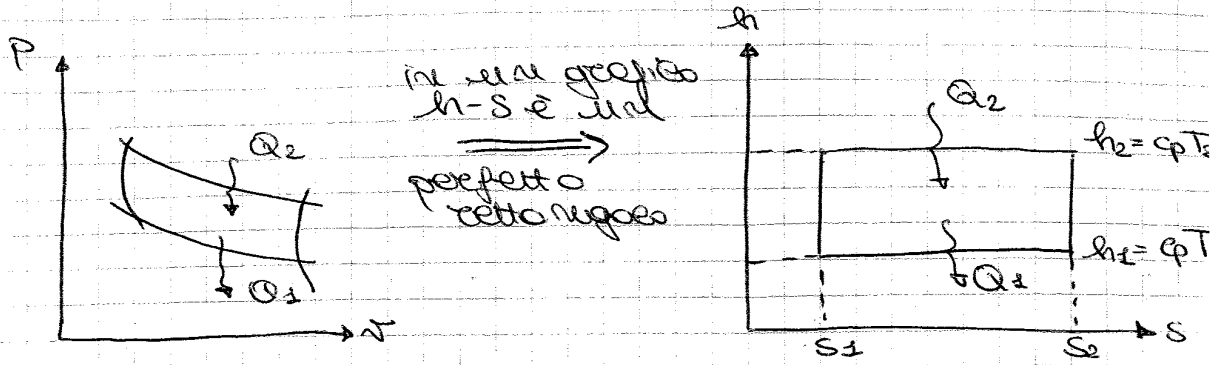
$$\int_0^1 d(pv) + \int_1^2 p dv + \int_2^0 d(pv) =$$

$\int_1^2 p dv$  lavoro termico della turbina

$$= \int_0^1 d(pv) + \int_1^2 p dv - \int_0^1 d(pv) - \int_1^2 d(pv) =$$

$$= \int_1^2 p dv - \int_1^2 p dv - \int_1^2 v dp = - \int_1^2 v dp = \mathcal{L} = \mathcal{L}^* + \text{lav. di spostamento}$$

calcolo dell'area del ciclo in un...



Calcoliamo l'area del ciclo no:

$$\begin{aligned}
 \oint h \, ds &= h_2 (s_2 - s_1) - h_1 (s_2 - s_1) = \\
 &= (h_2 - h_1) (s_2 - s_1) = \\
 &= c_p (T_2 - T_1) (s_2 - s_1) = \\
 &= c_p T_2 (s_2 - s_1) - c_p T_1 (s_2 - s_1) = \\
 &= c_p \underbrace{\int_2^1 T \, ds}_{Q_2} - c_p \underbrace{\int_1^2 T \, ds}_{Q_1} = \\
 &= c_p (Q_2 - Q_1) = c_p \cdot \Delta
 \end{aligned}$$

La temperatura varia lo stesso, ma varia seguendo le leggi delle ISENTROPICHE.

$$c = \sqrt{\gamma \frac{p}{\rho}} = \sqrt{\gamma \cdot R^* \cdot T}$$

↓  
 la velocità del suono è direttamente proporzionale alla radice quadrata della temperatura.

La velocità del suono nell'aria è:

$$c = 20 \sqrt{T}$$

COMPRESSIONE BAROMETRICA → dovuta al fatto che si generano nel fluido delle pressioni talmente alte che compaiono i fenomeni di "schiumatura" (→ no "slubescione") → effetto della selicciata). Nel caso che il fluido impatti contro un ostacolo.

stabilisce l'equivalenza dell'aumento delle pressioni nel fluido →  $\Delta p \approx \rho v^2$  variazione di  $p$  all'aumento di  $p$ .

$$\frac{\Delta p}{p} = \beta \Delta p \approx \frac{1}{\rho c^2} \cdot \rho v^2 = \left(\frac{v}{c}\right)^2 = M^2$$

NUMERO DI MACH

Nel caso di COMPRESSIONE CINEMATICA  $\frac{\Delta p}{p} \approx \left(\frac{v}{c}\right)^2$ .

Se  $M \gg$  grande → le variazioni di densità diventano significative.



Quando  $\frac{\Delta p}{p} \approx 0,1$ , da cui si può dedurre la velocità nel nostro campo  $p$  di moto permette la COMPRESSIBILITÀ. Le limite sul numero di Mach è  $M \approx 0,3$ .

Sotto questo valore il fluido non è comprimibile. Al di sopra di quel valore siamo nel regime di compressibilità.

# ESERCITAZIONE 1

## UNITÀ DI MISURA

S.I.

5 grandezze fondamentali

- lunghezza (L) m
- tempi (T) s
- masse (M) kg
- temperatur. (Temp) K
- intensità (I) A

grandezze derivate

- forze (F)  $\rightarrow N = \text{kg} \cdot \frac{\text{m}}{\text{s}^2}$
- pressioni (P)  $\rightarrow \frac{\text{kg} \cdot \frac{\text{m}}{\text{s}^2}}{\text{m}^2} = \frac{\text{kg}}{\text{m} \cdot \text{s}^2} = \text{Pa} = \text{N}/\text{m}^2$
- energie (E)  $\rightarrow \text{kg} \cdot \frac{\text{m}^2}{\text{s}^2} = \text{J} = \text{N} \cdot \text{m}$
- potenze (Pot)  $\rightarrow \text{N} \cdot \frac{\text{m}}{\text{s}} = \text{J}/\text{s} = \text{W}$

### UNITÀ DI MISURA ALTERNATIVE

- Pressione (P)  $1 \text{ bar} = 10^5 \text{ Pa}$        $1 \text{ atm} = 101325 \text{ Pa}$   
 $1 \text{ mmHg} = 9,8 \text{ Pa}$       ( $760 \text{ mmHg} = 1 \text{ atm} = 101325 \text{ Pa}$ )

Nel sistema ANGLOSASSONE

$$1 \text{ at} = 98\,300 \text{ Pa}$$

"   
 atmosfera

• Energia (E)

$$1 \text{ Cal} = 4\,186,8 \text{ J}$$

Nel sistema ANGLOSASSONE:

$$1 \text{ in} = 2,54 \cdot 10^{-2} \text{ m} \quad (\text{POLICE})$$

$$1 \text{ ft} = 12 \text{ in} = 0,3048 \text{ m} \quad (\text{PIEDE})$$

$$1 \text{ yd} = 3 \text{ ft} = 0,9144 \text{ m} \quad (\text{YARDA})$$

$$1 \text{ lb} = 0,453 \text{ kg} \quad (\text{LIBBRA})$$

$$T_{\text{C}} = \frac{5}{9} (T_{\text{F}} - 32) \quad (\text{FARENHEIT})$$

$$T_{\text{C}} = T_{\text{K}} - 273,15$$

temperatura  
gradi C

temperat.  
gradi K

$$T_{\text{F}} = 32 + \frac{9}{5} T_{\text{C}}$$

temperatura  
gradi F.

libbra forza

$$1 \text{ psi} = 1 \frac{\text{libbra}}{\text{in}^2} = \dots$$

$$1 \text{ BTU} = 0,453 \text{ kg} \cdot 4186 \frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot \text{K}} \cdot \frac{5}{9} \text{ K} = 1055 \text{ J}$$

ES 1

Un gas subisce una TRASFORM. ISOCORA

$$\gamma = \frac{4}{3}$$

$V = 0,4 \text{ m}^3$   $(\text{NH}_3)$  molecole poliatomiche (atomi non allineati  $l=6$ )

$T = 50^\circ\text{C} = 323,15 \text{ K}$

$P = 4,9 \text{ bar} = 4,9 \cdot 10^5 \text{ Pa}$

- 1) Quanto calore bisogna fornire affinché la temperatura arrivi a  $100^\circ\text{C}$ ? ( $Q = ?$ )  $V = \text{cost.}$
- 2)  $Q$  a  $p = \text{cost}$   $\rightarrow V_{\text{finale}} = ?$

①  $dq = de = c_v \cdot dT$

$q = c_v (T_{\text{fin}} - T_{\text{in}})$  (Calore per unità di massa)

$Q = m q = m c_v (T_{\text{fin}} - T_{\text{in}})$

Calcolo la massa dall'eq. di stato dei gas perfetti

$m = \rho V = \frac{V}{v} = \frac{pV}{\frac{R \cdot T}{M}} = 1,24 \text{ Kg}$

$\rho = \frac{p}{\frac{R \cdot T}{M}}$

$M = 14 + 1 + 1 + 1 = 17 \text{ Kg/mole}$

$c_v = \frac{6 \cdot R}{2 \cdot 17 \text{ Kg/mole}} = 146,7 \text{ J/Kg K}$

$Q = 9,1 \cdot 10^4 \text{ J}$

- ② Uso il 1° PRINC TERM. per ricavare la  $T_{\text{fin}}^*$ .  
Dall'eq. di stato mi ricaverò  $V_{\text{fin}}$ .

$dq - p \cdot dv = de$

ma posso

scrivere anche  $dq + v \cdot dp = dh$

$dq = dh = c_p \cdot dT$

$q = c_p (T_{\text{fin}}^* - T_{\text{in}})$

$Q = m c_p (T_{\text{fin}}^* - T_{\text{in}})$

$T_{\text{fin}}^* = T_i + \frac{Q}{m c_p} = 87,5^\circ\text{C}$

$c_p = \gamma \cdot c_v = \frac{4}{3} c_v$

$p v = \frac{R \cdot T}{M}$

Multiplio per la massa

$\left\{ \begin{aligned} p V_i &= m \frac{R \cdot T_i}{M} \end{aligned} \right.$

12] CONDIZIONE DI ISOBARIA REVERSIBILE

$$T ds = dq = \frac{pdv + vdp}{T} = \frac{p}{T} dv$$
 dipende dallo stato iniziale e finale

Integro su  $v$  che trovo per  $p$ , dall'equazione di stato dei gas perfetti.

$$p = \frac{R}{M} \frac{T}{v}$$

$$ds = \frac{R}{M} \frac{1}{v} \cdot \frac{dv}{1} = \frac{R}{M} \frac{dv}{v}$$

$$S_2 - S_1 = \frac{R}{M} \log \left( \frac{v_2}{v_1} \right) \quad (\rightarrow \text{VARIATIONE DI ENTROPIA X UNITA' DI MASSA})$$

$$\Delta S = n(S_2 - S_1) = n \frac{R}{M} \log \left( \frac{nv_2}{nv_1} \right) = n \frac{R}{M} \log 2$$

(VARIATIONE DI ENTROPIA DEL SISTEMA)

Calcoleremo l'entropia di un gas perfetto:

• TRASFORMAZ. ISOBARA

$$dq - pdv = cv dt$$

$$v = \text{cost} \quad dq = cv dt$$

$$\Rightarrow ds = \frac{dq}{T} = cv \frac{dT}{T}$$

$$S_2 - S_1 = cv \log \frac{T_2}{T_1}$$

finale

iniziale

In termini di pressione:

$$\begin{cases} p_2 v = \frac{R}{M} T_2 \\ p_1 v = \frac{R}{M} T_1 \end{cases}$$

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{T_2}{T_1} \Rightarrow S_2 - S_1 = cv \log \frac{p_2}{p_1}$$

FUCKER



superficie  
ferraccia

$$\dot{Q} = S \cdot \frac{T_1 - T_2}{d} \cdot \lambda$$

spessore

facce delle lastre

$$\lambda = \text{CONDUCIBILITÀ TERMICA} = \frac{\dot{Q}}{S} \cdot \frac{d}{T_1 - T_2}$$

$$[\lambda] = \frac{W}{m^2} \cdot \frac{m}{K} = \frac{W}{mK}$$

Watt al metro Kelvin

potenza scambiata per unità di superficie

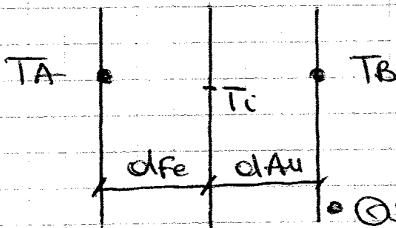
$$\dot{q} = -\lambda \cdot \frac{dT}{dx}$$

perché il calore fluisce dal corpo più caldo al corpo più freddo.

$$\dot{q} = -\lambda \nabla T$$

ES 3

Due ambienti sono separati da due lastre, una di ferro Fe e una d'oro Au, a temperature  $T_A$  e  $T_B$  e spessore  $d_{Fe}$



$$T_A = 300 K$$

$$T_B = 250 K$$

$$d_{Fe} = d_{Au} = 1 \text{ cm}$$

Quanto vale la temperatura  $T_i$  all'interfaccia tra le lastre?

La conduttività delle due lastre è:

$$\lambda_{Fe} = 50 \frac{\text{Cal}}{\text{h m K}} = 50 \cdot \frac{4186,8}{3600} \frac{J}{s m K} = 58,15 \frac{W}{mK}$$

$$\lambda_{Au} = 257 \frac{\text{Cal}}{\text{h m K}} = 298,89 \frac{W}{mK}$$

Calcola la temperatura dell'interfaccia.

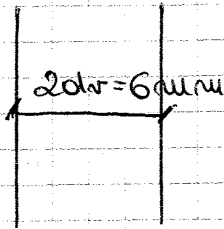
NB • Siamo in condizioni stazionarie.

La potenza termica che attraversa la 1° piastra è la stessa che attraversa la 2° piastra. Lo stesso vale per le stesse quantità di calore che cede alle 2 piastre ambiente  $\dot{Q} = S \cdot \lambda_{Fe} \cdot \frac{T_A - T_i}{d_{Fe}} = S \cdot \lambda_{Au} \cdot \frac{T_i - T_B}{d_{Au}}$

$$T_i \left( \frac{\lambda_{Au}}{d_{Au}} + \frac{\lambda_{Fe}}{d_{Fe}} \right) = T_A \frac{\lambda_{Fe}}{d_{Fe}} + T_B \frac{\lambda_{Au}}{d_{Au}}$$



Se il sistema fosse costituito da una lastre più spesse:



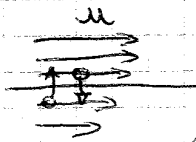
$$\frac{\dot{Q}}{S} = \lambda_r \cdot \frac{T_A - T_E}{2dr} = 2.093 \frac{W}{m^2}$$

$$T_1 = T_A - \frac{\dot{Q}}{S} \cdot \frac{dr}{\lambda_r} = T_A - 46,5 \cdot \frac{3 \cdot 10^{-3}}{0,4} = 12^\circ C$$

**NEWTON**

VISCOSITA  
( $\mu$ )

→ coeff di proporzionalità tra gli sforzi tangenziali di un fluido in moto e le gradiente delle velocità.



$$\tau = \mu \cdot \frac{du}{dy}$$

pressione (forze x unità di superficie)

Contra la derivata delle  $u$  rispetto alla direzione  $y$ .

$\mu = \frac{\tau}{du/dy} \Rightarrow \frac{Pa}{\frac{m}{s} \cdot \frac{1}{m}} = Pa \cdot s$   
VISCOSITA' DINAMICA

$\Rightarrow \mu$  mi fornisce gli sforzi e produce delle accelerazioni

$$1 Pa \cdot s = \frac{kg}{m \cdot s^2} \cdot s = \frac{kg}{m \cdot s}$$

$\nu = \frac{\mu}{\rho}$  è una velocità per una lunghezza

VISCOSITA' CINEMATICA

$$\frac{\frac{kg}{m \cdot s}}{\frac{kg}{m^3}} = \frac{m^2}{s}$$

$\Rightarrow \nu$  mi dice quanto valgono le accelerazioni.

Nel sistema CGS  $[\nu]_{CGS} = 1 P$  (Poise)

$$1 P = \frac{1g}{cm \cdot s} = \frac{10^{-3} kg}{10^{-2} m \cdot s} = \frac{10^{-1} kg}{m \cdot s}$$

$$1 St (Stokes) = \frac{1 cm^2}{s} = \frac{10^{-4} m^2}{s}$$

$$H_2O (a 20^\circ C) \left\{ \begin{array}{l} \nu = 1,011 \cdot 10^{-6} \frac{m^2}{s} \\ \mu = 1009 \cdot 10^{-3} \text{ Kg/m} \cdot \text{s} \end{array} \right.$$

ARIA → la viscosità aumenta all' aumentare della temperatura (a 20°C)

Risolvendo con la legge di Stevino

$$\Delta p = \rho g h$$

$$d\ell' = \underbrace{v dp}_{\frac{1}{\rho}} \Rightarrow \ell' = \frac{1}{\rho} \Delta p = g h$$

- Viscosità  $\mu$  e conducibilità termica sono legate dal NUMERO DI PRANDTL.

$$\mu \quad v = \frac{\mu}{\rho}$$

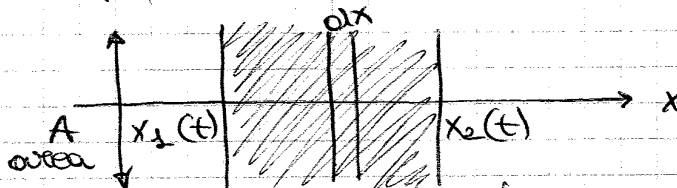
$$\lambda \quad K = \frac{\lambda}{\rho c_p} \rightarrow \text{mi dice quanto il fluido si scosta con questi scambiatori di calore}$$

$$P_x = \frac{v}{K} \quad (\text{se } P_x = 0 \rightarrow \text{io trasferisco più calore di quanto quantità di calore})$$

$$P_x = 0, \neq 1$$

17/03/15

- VELOCITÀ DI PROPAGAZIONE DEL SUONO



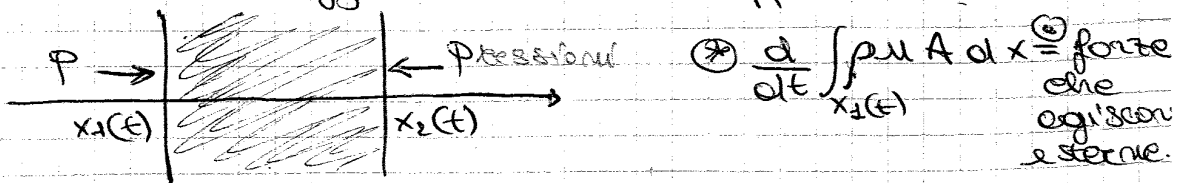
Consideriamo un gas che si sposta lungo l'asse  $x$ .  
oss.

- La massa del nostro gas rimane costante.

$$\frac{d}{dt} \int_{x_1(t)}^{x_2(t)} \rho A dx = 0$$

massa  
(p. vol)

- Consideriamo la quantità di moto. Essa non rimane costante. Per la legge di Newton sappiamo che:



$$\rho u \quad \text{velocità} \quad (\Rightarrow \text{QUANTITÀ DI MOTO PER UNITÀ DI VOLUME})$$

$$\int_{x_1(t)}^{x_2(t)} \rho u A dx$$

$$\begin{aligned} \textcircled{*} \quad \textcircled{=} &= P(x_1, t) A - P(x_2, t) A = \\ &= -(P(x_2) - P(x_1)) \end{aligned}$$

$$= \frac{d}{dt} \int_{x_1(t)}^{x_2(t)} \tilde{f}(x_0, t) \frac{\partial x}{\partial x_0} dx_0 = \rightarrow \left. \begin{array}{l} \text{ho esercitato tutto} \\ \text{mi fermarmi all'} \\ (x_0, t) \end{array} \right\}$$

porto la derivata nell'integrale

$$= \int_{x_1(t)}^{x_2(t)} \frac{d}{dt} \left[ \tilde{f}(x_0, t) \frac{\partial x}{\partial x_0} \right] dx_0 =$$

$$= \int_{x_1(t)}^{x_2(t)} \left[ \frac{d\tilde{f}}{dt} \cdot \frac{\partial x}{\partial x_0} + \tilde{f} \frac{d}{dt} \left( \frac{\partial x}{\partial x_0} \right) \right] dx_0 =$$

$$= \frac{d}{dx_0} \cdot \frac{dx}{dt} = \frac{du}{dx_0} = \frac{du}{dx} \cdot \frac{dx}{dx_0} \rightarrow \text{lo raccordo}$$

$$= \int_{x_1(t)}^{x_2(t)} \left[ \frac{d\tilde{f}}{dt} \cdot \frac{\partial x}{\partial x_0} + \frac{du}{dx} \cdot \frac{\partial x}{\partial x_0} \right] dx_0 =$$

$$= \int_{x_1(t)}^{x_2(t)} \left[ \frac{d\tilde{f}}{dt} + \tilde{f} \frac{du}{dx} \right] \frac{\partial x}{\partial x_0} dx_0 =$$

$$= \int_{x_1(t)}^{x_2(t)} \left[ \frac{d\tilde{f}}{dt} + u \frac{d\tilde{f}}{dx} + \tilde{f} \frac{du}{dx} \right] dx =$$

$$\frac{d}{dx} (\tilde{f}u)$$

Tenendo a considerare  $\frac{d}{dt} \int_{x_1(t)}^{x_2(t)} p dx = 0 \Rightarrow$

$$\Rightarrow = \int_{x_1(t)}^{x_2(t)} \left[ \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (pu) \right] dx = 0$$

**NB** Questa relazione vale se la funzione è continua, per ogni  $x_1$  e  $x_2$ .

posso dunque dire che

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (pu) = 0$$

EQUAZIONE DI  
BILANCIO DELLA  
MASSA.

$$(p_0 + p') \cdot \left( \frac{\partial u'}{\partial t} + u' \cdot \frac{\partial x'}{\partial x} \right) = -c_0^2 \frac{\partial p'}{\partial x}$$

$$p_0 \frac{\partial u'}{\partial t} = -c_0^2 \frac{\partial p'}{\partial x} \quad \text{EQUAZIONE DELLA QUANTITÀ DI MOTO}$$

Le due equazioni sono

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} + p_0 \frac{\partial^2 u'}{\partial t \partial x} = 0 \\ p_0 \frac{\partial^2 u'}{\partial x \partial t} = -c_0^2 \frac{\partial^2 p'}{\partial x^2} \end{cases}$$

Se sottraggo e ottengo:

$$\frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} = c_0^2 \frac{\partial^2 p'}{\partial x^2} \quad \text{EQ. D'ACUSTICA DELLE ONDE}$$

La velocità con cui si propaga le suono è:

$$c_0^2 = \frac{dp}{d\rho} (p, s) \quad p(p, s)$$

Consideriamo:

$$p = A \rho^\gamma$$

$$s = c_v \log \frac{p}{p_0} + \text{cost}$$

$$A = e^{s/c_v}$$

obedi. eq. di stato dei gas perfetti:  
 $p v = \frac{R}{M} T$

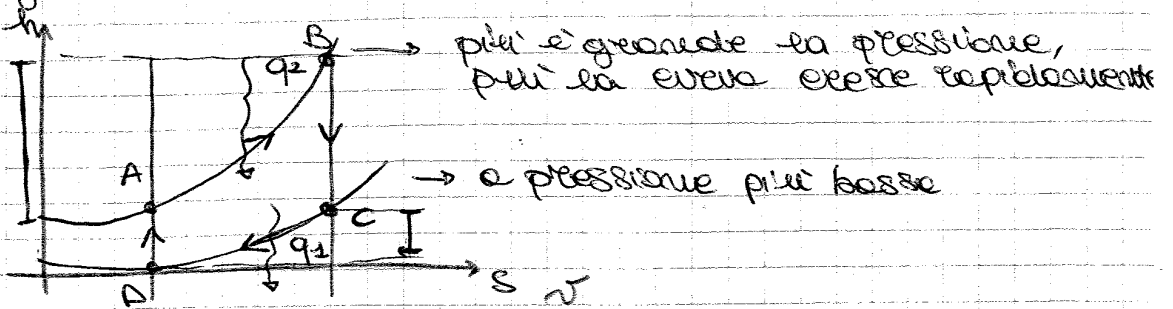
$$\text{Sapendo che } A = \frac{p}{\rho^\gamma} \cdot \gamma \rho^{\gamma-1} = \gamma \left( \frac{p}{\rho} \right) = \gamma \frac{R}{M} T \Rightarrow$$

$$\Rightarrow c = \sqrt{\gamma \frac{R}{M} T}$$

La velocità del suono dipende solo dalla TEMPERATURA, e cambia di poco passo con le velocità di agitazione molecolare.

Gli scambi di calore avvengono a pressione costante, non a  $T = cost$  (come in CARNOT).

• Sue diagramma  $h-s$



$$s = c_v \log p v^\gamma = c_v \log p \left( \frac{R}{M} \frac{T}{p} \right)^\gamma = \text{multiplico e divido per } c_p$$

$$= c_v \log \left[ p^{1-\gamma} T^\gamma \left( \frac{R}{M} \right)^\gamma \right] = c_v \log \left[ p^{1-\gamma} h^\gamma \left( \frac{R}{M c_p} \right)^\gamma \right]$$

$$c_p = \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{R}{M} = \frac{\gamma+2}{2} \frac{R}{M}$$

$$s = c_v \log \left[ p^{1-\gamma} h^\gamma \left( \frac{\gamma-1}{\gamma} \right)^\gamma \right] = c_v \log \left[ p^{1-\gamma} h^\gamma \right] + c_v \log \left( \frac{\gamma-1}{\gamma} \right)^\gamma$$

$$h^\gamma = p^{\gamma-1} e^{\frac{s-cost}{c_v}}$$

$$h = p^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} e^{\frac{s-cost}{\gamma c_v}}$$

• RENDIMENTO DEL CICLO

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

$$Q_1 = q_1 = c_p (T_c - T_b)$$

$$Q_2 = q_2 = c_p (T_b - T_a)$$

↓ sono i salti di entalpia (I)

Nel diagramma  $h-s$  la curva superiore deve essere più ripida perché  $Q_2 > Q_1$  e dunque il salto di entalpia della trasformazione AB è più grande dell'entalpia della transf. CD.

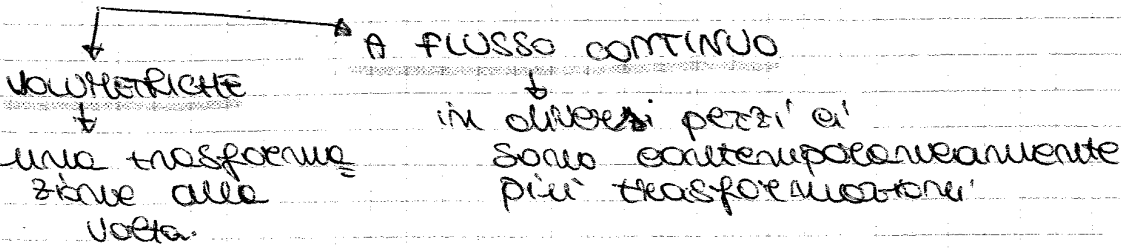
Il rendimento varia < di quello che si ottiene in Carnot e dipende solo dal rapporto di compressione barometrica.

$$= 1 - \frac{1}{\left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}} = 1 - \frac{1}{\bar{p}^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}$$

dove  $\bar{p} = \frac{P_2}{P_1}$  (rapporto tra le pressioni)  
**RAPPORTO DI COMPRESSIONE**

Per aumentare il rendimento devo aumentare le pressioni.

**MACHINE**



Realizzazione del ciclo Joule

**COMPRESSORE**

l'aria viene aspirata le palette ruotano e nel contempo l'aria

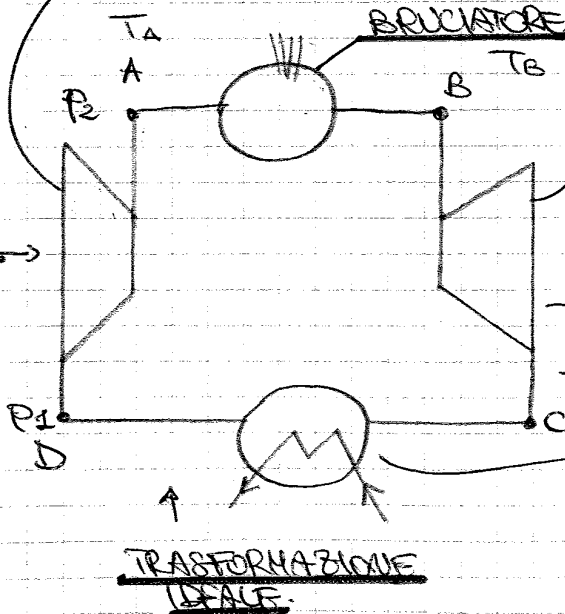
l'aria passa in un tubo dove viene in combustibile (NAFTA).

**TURBINA** (è il motore del compressore) l'aria si espande e accelera fino a raggiungere la pressione di partenza

ho aria con un po' di combustibile ottenuto

**SCAMBIATORE DI CALORE (o REFRIGERATORE)**

subisce all'uscita dalla turbina il gas si trova ad una temperatura superiore.



fornisce l'aria

Usato nelle navi militari, nella propulsione aerea e nelle centrali elettriche.

**FUNZIONAMENTO**

Il compressore preleva il gas e ne aumenta la pressione dal valore  $P_1$  al valore  $P_2$  (stato A). Viene somministrato calore e si solleva dunque la temperatura del gas da  $T_A$  a  $T_B$ . Ad avvenire grazie ad una combustione interna al gas stesso nel BRUCIATORE. Da B il gas entra in una TURBINA entro cui si espande fino a uscire in C dove rimane il gas e si raffredda. Viene ancora più raffreddato da un REFRIGERATORE.

$$T_2 = \frac{T_B}{3^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}} = 487 \text{ K}$$

• Se lavoro e calore che otteniamo dal ciclo:

$$q_2 = c_p (T_B - T_A) = h_B - h_A = 656 \frac{\text{KJ}}{\text{kg}} \quad \left( \begin{array}{l} \text{CALORE FORNITO} \\ \text{AL SISTEMA} \end{array} \right)$$

$$q_1 = c_p (T_c - T_D) = h_c - h_D = 499 \frac{\text{KJ}}{\text{kg}} \quad \left( \begin{array}{l} \text{CALORE CEDUTO} \\ \text{DAL SISTEMA} \end{array} \right)$$

$$l = q_2 - q_1 = 656 - 499 = 157 \frac{\text{KJ}}{\text{kg}}$$

$$P = \dot{m} l$$

$$\dot{m} = \frac{P}{l}$$

• LAVORO NELLA TURBINA

$$l_t' = - \int_B^C v dp = - \int_B^C dh = h_B - h_c = 263 \frac{\text{KJ}}{\text{kg}}$$

ricordando che  $dh + v dp = 0$   $\underbrace{v dp}_{\text{dl' LAVORO TECNICO}} = dh$

• LAVORO NEL COMPRESSORE

$$l_c' = \int_D^A v dp = \int_D^A dh = h_A - h_D = 106 \frac{\text{KJ}}{\text{kg}}$$

• Se invece avessi una TURBINA e un COMPRESSORE non ideali.

• RENDIMENTO TURBINA

$$\eta_t = \frac{l_t}{l_t', \text{ideale}} = 0,93$$

• RENDIMENTO COMPRESSORE

$$\eta_c = \frac{l_c, \text{ideale}}{l_c'} = 0,88$$

• Parto dal punto D. In condizioni ideali arriverei nel punto A. In condizioni reali non arrivo in A ma sull'isobara, nel punto A'.

$$\dot{Q}_2 = H_i \cdot \dot{n}_i \cdot \eta_g$$

$\downarrow$  rendimento del compressore  
 $\downarrow$  portata del compressore

ovvero  $\eta_g = \frac{\dot{Q}}{\dot{n}_g H_i}$

la portata di compressibile è  $\dot{n}_g = \frac{\dot{m}_g}{H_i}$

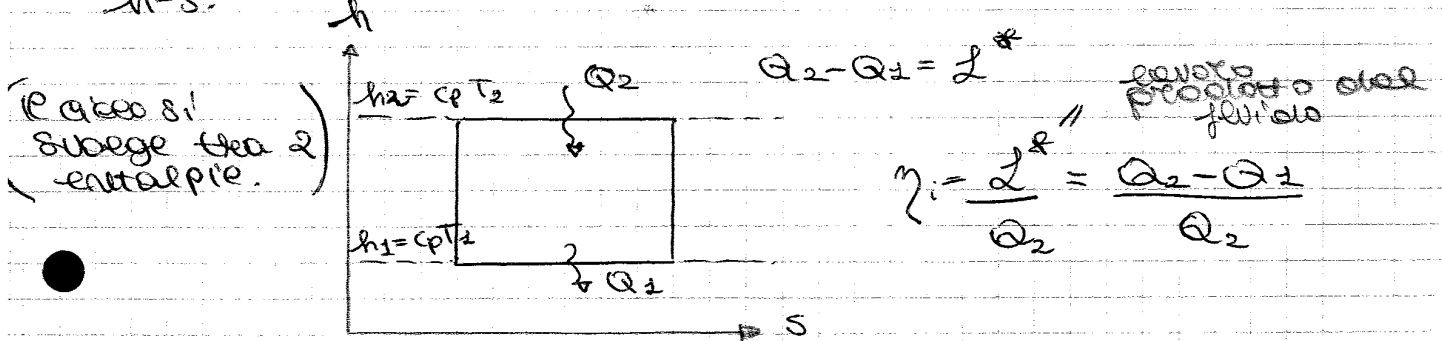
NOTA  $\downarrow$  è molto più piccola della portata dell'aria.

23-03-15

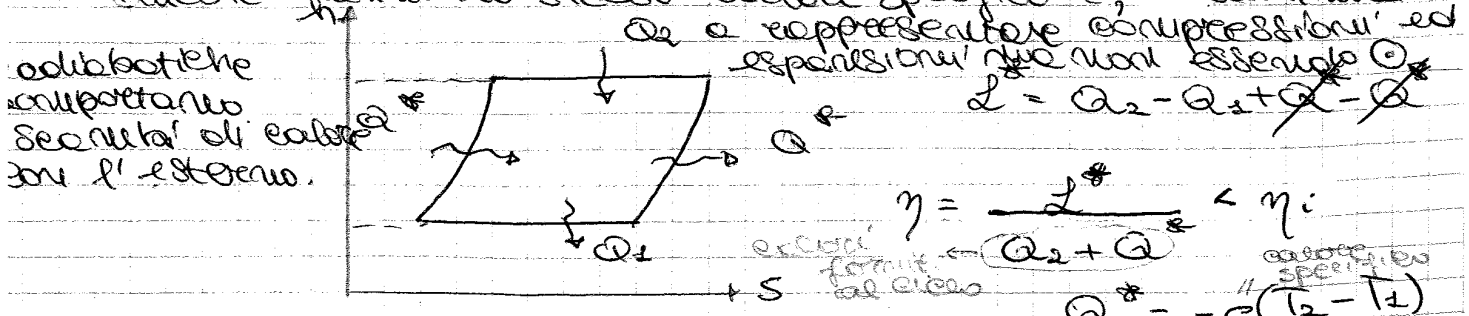
### RIGENERAZIONE

Assegnate due temperature esterne tra cui il ciclo può funzionare, il ciclo di Carnot è l'unico che riesce ad avere rendimento massimo. Nessun altro ciclo raggiunge  $\eta$  di Carnot, ma ci si può avvicinare. Il processo che permette di far avvicinare il rendimento al rendimento del ciclo di Carnot si chiama RIGENERAZIONE.

Disegniamo il ciclo di Carnot sul nostro diagramma h-s:



Accanto a questo consideriamo un altro ciclo tra due isoterme e due politropiche (ciclo non di Carnot). Queste hanno lo stesso calore specifico c, e quindi...



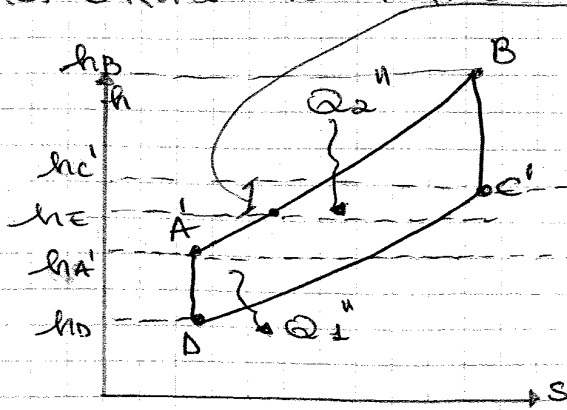
Dal punto di vista del lavoro prodotto i due cicli sono identici. Il rendimento non è lo stesso.

$$\eta = \frac{Q_2 - Q_1}{Q_2 + c(T_2 - T_1)}$$



Sostituendo i dati dell'esercizio dell'altro volta ho  $\eta_c = 0,425$ .

### RIGENERAZIONE REALE



questo parte non lo posso usare per riscaldare. Finisce nell'ambiente. Non riscaldato per via del 20% di inefficienza del rigeneratore. NB i dati sono dell'es. dell'altro volta.

Riesco a trasferire a sinistra solo una parte, cioè  $h_C - h_A'$

$$\epsilon = \frac{h_C - h_A'}{h_C - h_A} < 1$$

efficacia del rigeneratore  $\epsilon = 0,8$  (80%)

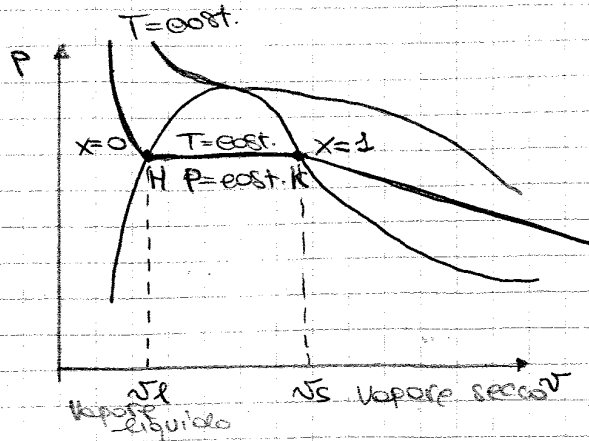
perché  $\epsilon < 1$  per una quantità più grande

$$h_C = h_A' + \epsilon (h_B - h_A) = 408 + 0,8 (787 - 408) = 711 \text{ K}$$

$$\eta = 1 - \frac{Q_2''}{Q_1''} = 1 - \frac{h_A' - h_D + h_C - h_C}{h_B - h_C} = 0,423$$

$$Q_1'' = h_A' - h_D + h_C - h_C \quad \text{calore restituito all'ambiente}$$

$$Q_2'' = h_B - h_C \quad \text{calore introdotto nel ciclo}$$



$$x = \frac{m_{H_2O}}{m_{H_2O} + m_a}$$

$$v = v_s x + (1-x) v_e$$

vapore  
sopraffuso  
+ ricco

Nel tratto HK si ha una ingente scambio di calore

$$[q] = \frac{kJ}{kg}$$

$$q = q_d + p(v_s - v_e)$$

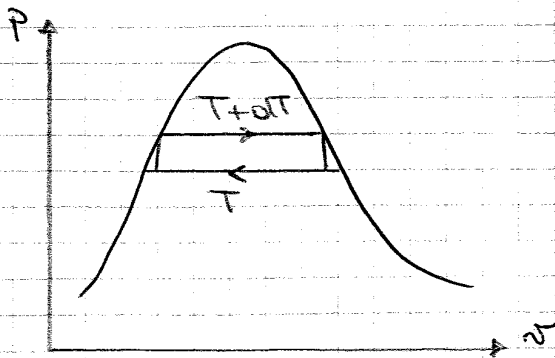
q<sub>d</sub>

calore latente  
di evaporazione

le note di  
espansione

calore di evaporazione necessario per rompere i legami tra le molecole del liquido, per permettere alle molecole di raggiungere i gradi di libertà propri degli aeriformi.

Clapeyron



Q<sub>2</sub>: calore introdotto nel ciclo (calore di evaporazione)

Prendiamo due temperature T e T+dt, immagineremo di far percorrere un ciclo chiuso al nostro fluido. Clapeyron si immagina un ciclo di Carnot infinitesimo

$$\frac{Q_2 - Q_1}{Q_2} = \frac{T_2 - T_1}{T_2}$$

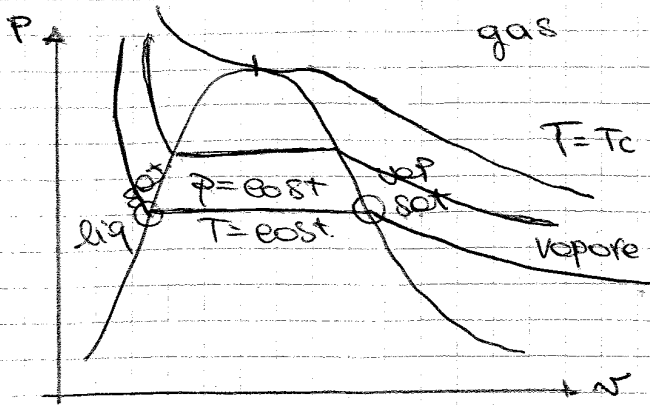
$$Q_2 - Q_1 = (v_s - v_e) dp$$

$$Q_2 = q$$

$$T_2 - T_1 = dt$$

$$T_2 = T$$

# ESERCITAZIONE 2



$\pi$   
 "

calore latente = calore che fornisce al sistema per fornire il passaggio dallo stato liquido allo stato di vapore e il calore che sottrae al sistema per fornire il passaggio dallo stato di vapore allo stato liquido.

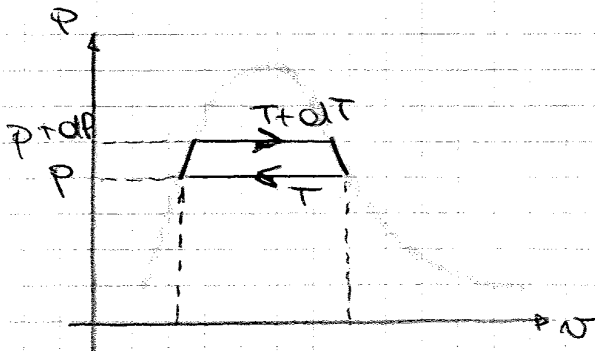
$$dq - p dV = de$$

$$dq + v dp = dh$$

$$x = q = h_{v, sat} - h_{l, sat}$$

$$x = \frac{n_{lv}}{n_{lv} + n_{lv}}$$

## DI. LEGGE CLAPEYRON



$$\eta = \frac{dT}{T} = \frac{(v_{v, sat} - v_{l, sat}) dp}{x}$$

$$\frac{dp}{dT} = \frac{x}{(T_{v, sat} - T_{l, sat}) T}$$

→ vale quando sono sotto la temperatura critica

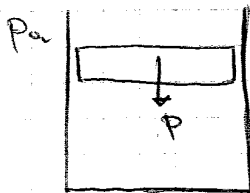
$$T \leq T_c$$

$$(H_2O \quad T_c = 374 \text{ } ^\circ\text{C} = 647 \text{ K})$$

a	T	esempio	
		P	P
	100°C	172.683 Pa	143.300 Pa
	150°C	476.498 Pa	475.800 Pa
	200°C	1.616.833 Pa	1.554.000 Pa

All' aumentare della temperatura, aumenta tanto la pressione.

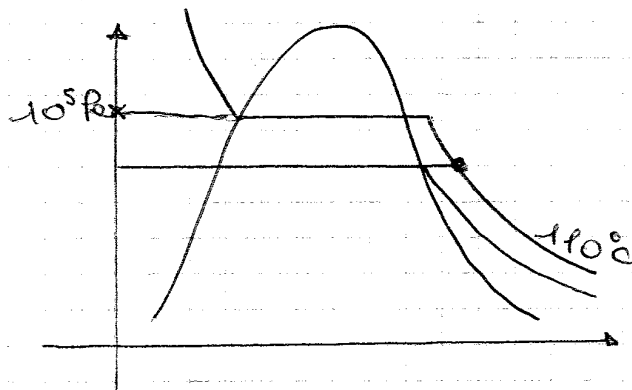
ES 1



Recipiente con pistone che contiene acqua a 100°C.

$H_2O$                        $P_a = 10^5 Pa$   
 $T = 110^\circ C$                $S_{pistone} = 30 cm^2$

Calcolare su pistone = ? affinché l' $H_2O$  possa bollire a 110°C



$P = 1,43 \cdot 10^5 Pa$

$P S - P_a S - m g = 0$

$m = (P - P_a) \frac{S}{g} = 13,15 kg$

$S = 30 cm^2 = 30 \cdot 10^{-4} m^2$

$\downarrow$   
 $1 cm = 10^{-2} m$

$$m_l + m_v = m$$

$$m_v \Rightarrow v_{v, sat}$$

$$m_l \Rightarrow v_{l, sat}$$

Il volume specifico è dato da  $v = \frac{V}{m}$  "volume totale".

Ma il nostro  $v$  è composto da una parte liquida e una parte vapore. Quindi:

$$v = \frac{V}{m} = \frac{V_l + V_v}{m} = \frac{m_v v_{v, sat} + m_l v_{l, sat}}{m} =$$

$$= x v_{v, sat} + (1-x) v_{l, sat}$$

la ricavo sapendo che

$$\frac{m_l}{m} = \frac{m - m_v}{m} = 1 - x$$

due termini di entalpia:

$$h = \frac{H}{m} = \frac{H_v + H_l}{m} = \frac{m_v h_{v, sat} + m_l h_{l, sat}}{m} = x h_{v, sat} + (1-x) h_{l, sat}$$

Risolvere l'esercizio:

$$v_{l, sat} = 10^{-3} \frac{m^3}{kg} \quad \left( = \frac{1}{\rho} \right)$$

$v_{v, sat} = ? \Rightarrow$  uso l'eq. di stato dei gas perfetti

$$p_s v_{v, sat} = \frac{R}{M_v} T$$

$$v_{v, sat} = \frac{R}{M_v} \cdot \frac{T}{p_s} = \frac{8314 \cdot 383,15}{18 \cdot 1,43 \cdot 10^5} =$$

$$= 1,2 \frac{m^3}{kg}$$

$$v = x v_{v, sat} + (1-x) v_{l, sat} = \frac{V}{m}$$

$$x(v_{v, sat} - v_{l, sat}) + v_{l, sat} = \frac{V}{m}$$

$$x = \frac{V/m - v_{l, sat}}{v_{v, sat} - v_{l, sat}} \approx 4,5 \cdot 10^{-3}$$

$$v_{v, sat} - v_{l, sat}$$

$$M_{or} = \frac{(m_{Cu} c_{Cu} + m_{Ca} c_{Ca}) (T_f - T_i)}{c + C_a (T_r - T_f)} =$$

$$= \frac{(0,050 \cdot 384 + 0,250 \cdot 4186,8) \cdot 30}{2,26 \cdot 10^6 + 4186,8 \cdot 50} = 0,0129 \text{ Kg}$$

ES 6 - ESERC. DA ESAME  
 Una bolla di elio si trova immersa in acqua.

(He)  $m_{He} = 20 \text{ g}$   
 $\Delta T = T_f - T_i = 20^\circ \text{C}$  subito dall'acqua e dall'elio.

Quanto è il lavoro compiuto dall'elio?

Il calore viene fornito a  $p = \text{cost.}$

$dl = -p dV$  (LAVORO COMPIUTO SULL'ELIO)

$$l = - \int p dV = -p (V_f - V_i) =$$

$$= -p V_f + p V_i =$$

$$= -\frac{R}{M} T_f + \frac{R}{M} T_i =$$

$$= -\frac{R}{M} (T_f - T_i)$$

$M_{He} = 4 \frac{\text{Kg}}{\text{mol}}$

Il lavoro fatto dall'He sull' $H_2O$  è l'opposto di quello trovato.

$$l^* = -l = \frac{R}{M} (T_f - T_i)$$

METODO ALTERNATIVO

1° PRINC. TERMODIN.

$$dq + dl = de$$

$$dl = de - dq = c_v dT - c_p dT = -(c_p - c_v) dT =$$

$$= -\frac{R}{M} dT$$

$$l = -\frac{R}{M} \int dT = -\frac{R}{M} (T_f - T_i)$$

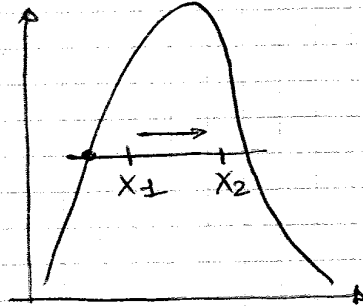
$$L^* = n l^* = 831 \text{ J} = 20 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{8314}{4} \cdot 20 =$$

$$= -\frac{R}{M} (T_f - T_i)$$

ES 9

Se mettessi la stessa massa di ferro in un barile pieno d'acqua di 200 g, quanto è il titolo finale del vapore?

$m_a = 200\text{g}$   
 //  
 massa dell'acqua



$$x = \frac{m_{\text{Fe}}}{m_a} = \frac{2 \cdot 10^{-4}}{2 \cdot 10^{-1}} = 10^{-3}$$

Quanto calore scambiato quando passo da un titolo  $x_1$  a un titolo  $x_2$ ?

$$dq = dh$$

$$q = h_2 - h_1$$

sapendo che  $h = x h_{v, \text{sat}} + (1-x) h_{l, \text{sat}}$  cioè che:

$$h_2 = x_2 h_{v, \text{sat}} + (1-x_2) h_{l, \text{sat}}$$

$$h_1 = x_1 h_{v, \text{sat}} + (1-x_1) h_{l, \text{sat}}$$

Questi due termini sono uguali che loro perché siamo in una trasformazione isoterma.  
 Facendo la differenza:

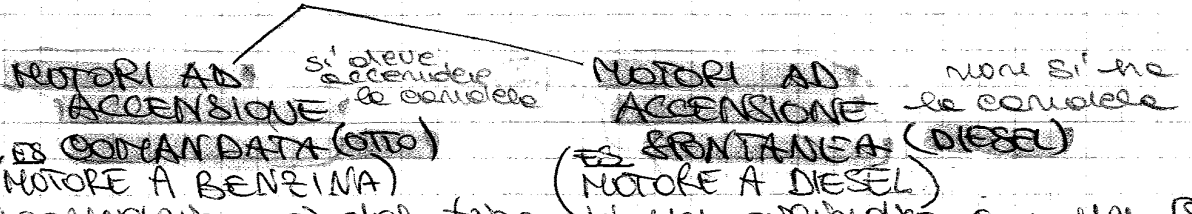
$$q = h_2 - h_1 = (x_2 - x_1) (h_{v, \text{sat}} - h_{l, \text{sat}}) = \pi (x_2 - x_1)$$

$Q = m_a q = m_a \pi$  perché nel nostro caso ho  
 $x_1 = 0$   
 $x_2 = x$

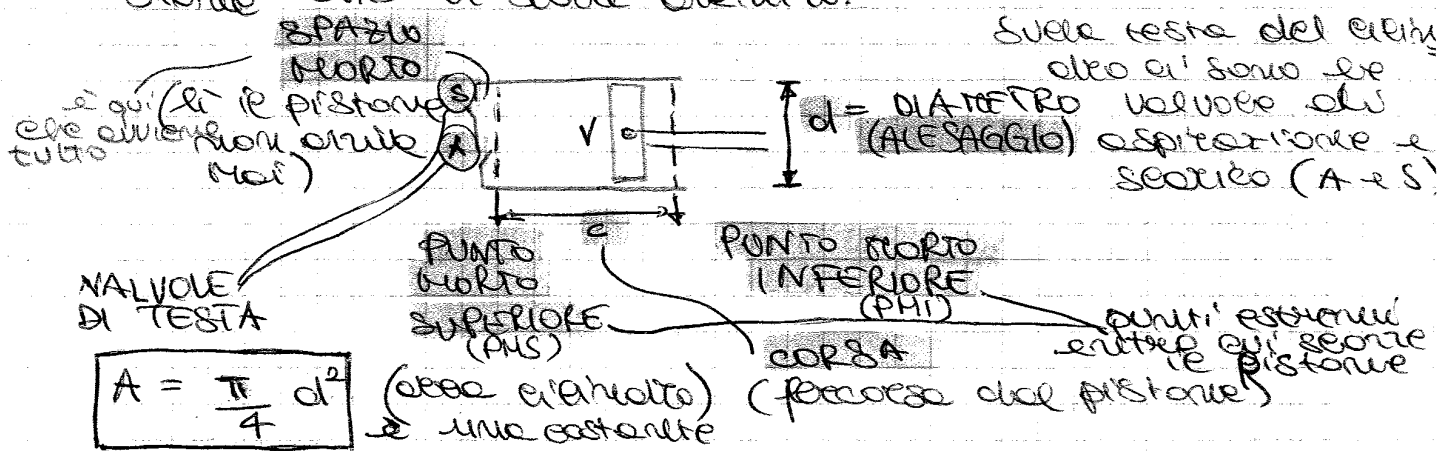
# MOTORI ALTERNATIVI A COMBUSTIONE INTERNA

Nelle macchine a ciclo continuo una massa massa fissa circola nella macchina. La potenza è calcolata prendendo il lavoro compiuto per unità di massa per massa che passa nell'unità di tempo.

Nei motori alternativi la potenza è uguale al lavoro prodotto per un ciclo per il numero di giri al secondo. I motori a combustione interna si dividono in:



La geometria è del tipo di un cilindro con un pistone che si muove avanti e indietro.



$$A = \frac{\pi}{4} d^2$$

$V = A \cdot c$  CILINDRATA (volume spazzato dal pistone tra le due linee tratteggiate)

## Funzionamento

- 1) ASPIRAZIONE (miscela (CICLO BENZINA) o aria pura (CICLO DIESEL))
  - 2) COMPRESSIONE
  - 3) SCOPPIO (ESPANSIONE)
  - 4) SCARICO
- è il funzionamento del classico ciclo 4 tempi (motore) necessita di 2 giri di manovella (albero)

Nei motori a 2 tempi il ciclo si completa in un solo giro di manovella. Si viene da pensare che la potenza prodotta è doppia. Ma questo è vero solo fino a un certo punto. L'aspirazione e lo scarico sono limitati. Ci sarebbe bisogno di una pompa che li aiutasse.

Altro svantaggio è il riscaldamento delle teste. Il motore a 2 tempi lo trova nei motorini.



otteniamo la POTENZA INTERNA:

$$W_{int} = n \cdot L_{int} = \frac{2e}{t} n p_{mi} V$$

FORMULA  
MECCANICA  
DELLA POTENZA

(potenza interna  
prodotta sulle teste

### POTENZA ESTERNA

Per quanto riguarda la potenza ESTERNA prodotta dagli alberi è obbedito come segue. L'è la potenza prodotta sull'albero

Il momento deflettivo  $(M_{mi})$  come rendimento meccanico, che tiene conto delle perdite per attrito tra i vari organi in movimento.

$$W = \frac{2e}{t} \eta_m n p_{mi} V$$

POTENZA  
ESTERNA

pressione  
reale  
effettiva

dove  $\eta_m p_{mi} = p_{me}$

pressione  
meccanica  
effettiva

$$\eta_m = \frac{p_{me}}{p_{mi}}$$

pressione  
reale  
interna

u. di m.

$$[p_{mi}] = \text{bar}$$

$$[n] = \text{giri/min}$$

$$[V] = \text{litri (l)}$$

$$[W] = \text{cv (cavalli)}$$

$$1 \text{ cv} = 750 \text{ Watt}$$

La potenza esterna si trova spesso espressa dalla formula:

$$W = \frac{2e}{450 t} \eta_m n p_{mi} V$$

$\uparrow$                      $\uparrow$                      $\uparrow$   
 cv                    giri/min                    bar

### ESEMPIO

$V = 1 \text{ l}$  che sviluppa  $50 \text{ cv}$  in  $5000 \text{ giri/min}$

$$\eta_m = 0,85$$



$$p_{mi} = 10,6 \text{ bar}$$

⇒ MOTORE A BENZINA  
(realizza del 10)

Prendendo le due espressioni e sostituendole nella

$$L^* = \eta Q_2 = \eta M_c H_i$$

ottengo l'espressione tecnica del lavoro e di conseguenza quella della potenza:

$$P_{mi} = \begin{cases} \eta \eta_v H_i \frac{p_{mi}}{1 + \alpha^*} & \text{(ciclo OTTO)} \\ \eta \eta_v H_i \frac{p}{\alpha^*} & \text{(ciclo DIESEL)} \end{cases} \quad \left( P_{mi} = \frac{L^*}{V} \right)$$

VALORI TIPICI DI  $\alpha^*$

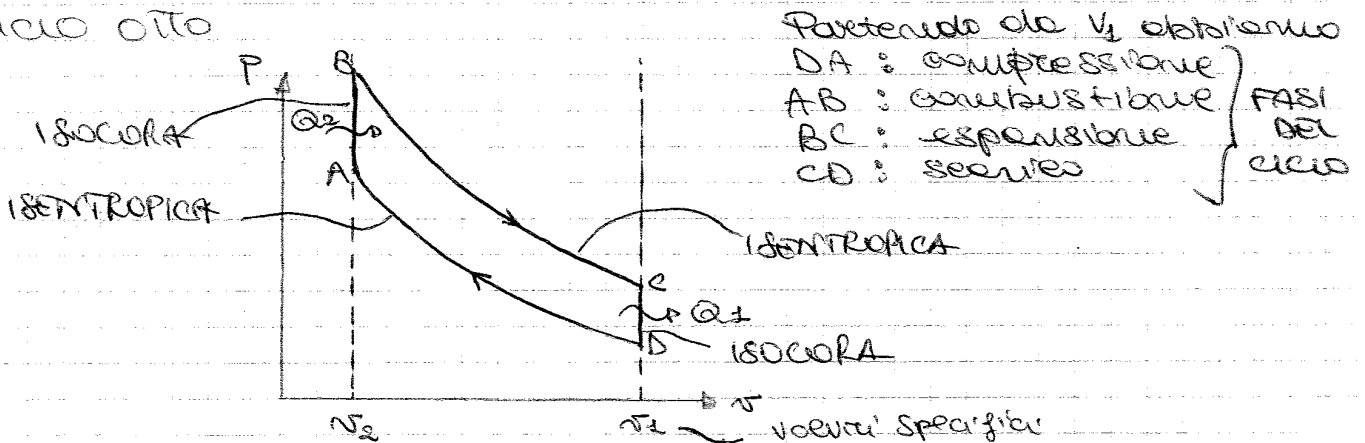
- $\alpha^*$  di un DIESEL è dell'ordine di grandezza dell'11
- $\alpha^*$  di un OTTO è dell'ordine del 16



Il DIESEL è meno potente dell'OTTO per adesso.

Con meno  $\eta \rightarrow$  RENDIMENTO TERMODINAMICO DEL CICLO.

Ciclo OTTO



Definiamo come **RAPPORTO DI COMPRESSIONE** che è un rapporto di volumi.

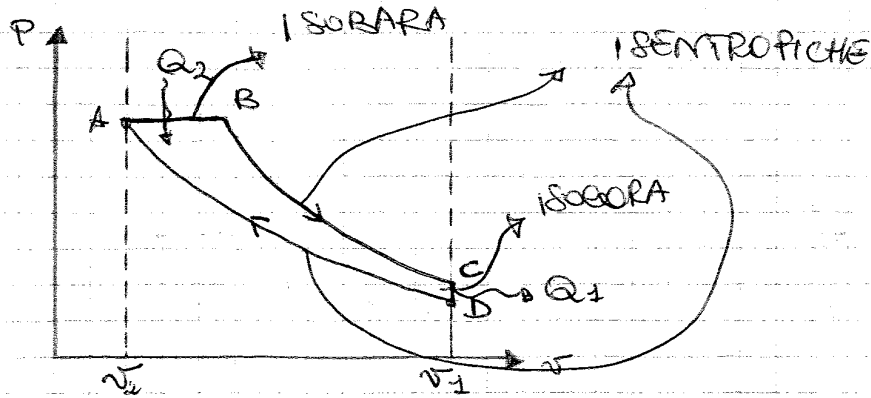
$$\rho = \frac{V + V_{SM}}{V_{SM}} = \frac{v_2}{v_3}$$

Passando al **RAPPORTO DI COMPRESSIONE barometrico**:

$$\frac{P_A}{P_D} = \left( \frac{v_D}{v_A} \right)^\gamma = \left( \frac{v_1}{v_2} \right)^\gamma = \rho^\gamma$$

$$\frac{T_A}{T_D} = \rho^{\gamma-1}$$

# CICLO DIESEL



Se  $Q_2$  viene fornito a pressione costante.

Contribuendo a valere le formule:

$$\frac{P_A}{P_D} = p^\gamma$$

$$\frac{T_A}{T_D} = p^{\gamma-1}$$

devo essere  
siccome che  
anche in una  
giornata fredda  
se uno macchina  
non si  
accende

con la differenza che  $p$  è quello dell'aria.  
Starebbe la temperatura di fine espansione deve essere maggiore della temperatura di  $420^\circ\text{C}$  anzi almeno  $50^\circ\text{C}$  al di sopra, temperatura di fine espansione

$$T_A'' > 443\text{K}$$

Devo un valore minimo di  $p$ , che deve essere  $p \geq 15$ .

Ci saranno rapporti di compressione più elevati.  
Il motore a diesel è molto grande dimensionalmente.  
Grazie alle tecniche sviluppate oggi esistono anche dei motori a diesel più piccoli.

## • RENDIMENTO CICLO DIESEL

$$\eta = \frac{Q_2 - Q_1}{Q_2} = 1 - \frac{Q_1}{Q_2} = 1 - \frac{c_v(T_c - T_D)}{c_p(T_B - T_A)}$$

$\tau = \frac{T_B}{T_A}$   
rapporto di compressione  
funzione crescente di  $\tau$ .  
 $\tau > 1$

$$\eta = 1 - \frac{\tau}{p^{\gamma-1}}$$

$$\tau = \frac{p^\gamma - 1}{\gamma(p-1)}$$

↓  
Si hanno rendimenti più elevati con il ciclo Otto. Questo svantaggio è superato dal fatto che il ciclo Diesel permette la realizzazione di rapporti di compressione nettamente superiori.

• **DIESEL**

$$c = c_p = 1,17 \frac{\text{kJ}}{\text{kg K}}$$

$$\alpha^* = 25$$

$$T_A = 443 \text{ K}$$

$$T_B = 443 + \frac{41800}{1,17(1+25)} = 2117 \text{ K}$$

Oss.

- c'è un' enorme differenza tra le temperature massime.

Calcoliamo i rendimenti e i rapporti di compressione.

$$\text{rapporto di compressione } p = \left( \frac{T_A}{T_D} \right)^{\frac{1}{\gamma-1}} \quad \gamma = 1,33$$

• **OTTO**

$$p = \left( \frac{643}{288} \right)^{\frac{1}{1,33-1}} = 9,95$$

• **DIESEL**

$$p = \left( \frac{443}{288} \right)^{\frac{1}{1,33-1}} = 15,50$$

$$\tau = \frac{T_B}{T_A} = \frac{2117}{443} = 2,85$$

• **OTTO**

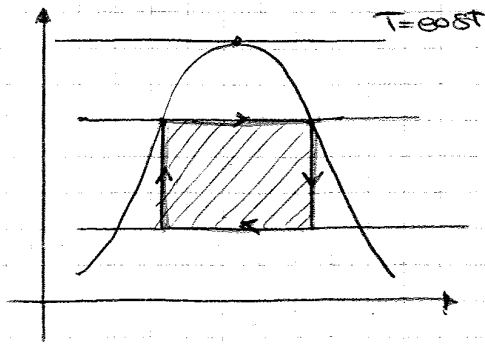
$$\eta_i = 1 - \frac{1}{p^{\gamma-1}} = 1 - \frac{1}{9,95^{1,33-1}} = 0,53$$

• **DIESEL**

$$\xi = \frac{\tau^{\gamma-1}}{\gamma(\tau-1)} = \frac{2,85^{1,33} - 1}{1,33(2,85-1)} = 1,23$$

$$\eta_i = 1 - \frac{\xi}{p^{\gamma-1}} = 1 - \frac{1,23}{15,50^{1,33-1}} = 0,50 \text{ bar}$$

TEORIA DEI CICLI DI UN CILINDRO A VAPORI

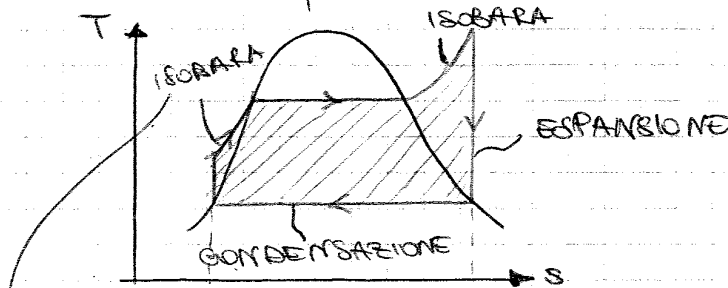


Processo che è difficile realizzare praticamente, essenzialmente un ciclo di Carnot. Il rendimento dipende dal salto di temperatura, ma in il vincolo delle temperature estreme, in alto e in basso il boiler non deve cedere calore quindi la temperatura inferiore non può scendere sotto quella ambiente (30°C).

$$\eta_c \leq 1 - \frac{300}{670} \approx 0,5$$

CICLO DI RANKINE (o ciclo a vapore)

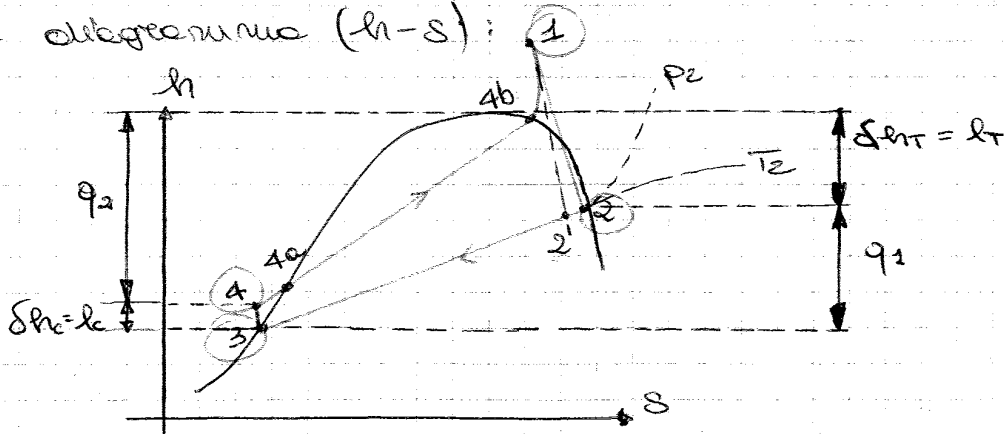
Per aumentare questo rendimento:



alta se disegniamo lì: quello che succede in un impianto a vapore

In questo titolo compiamo acqua, che aumenta la pressione: non variano la densità in pratica con più pochissimo lavoro quindi mi costa poco in termini energetici.

Sul diagramma (h-s):



- ③ → ④ COMPRESSIONE
- ④ → ① SCALDO ACQUA, LA FACILITÀ BOLLIRE, SCALDO IL VAPORE
- ① → ② ESPANSIONE
- ② → ③ CONDENSAZIONE

DATI

- Potenza meccanica all'alternatore:  $W = 100 \text{ MW}$
- Titolo del vapore all'uscita delle turbine:  
 $x_2 = 0,92$
- Rendimento della caldaia:  $\eta_b = 0,92$
- Temperatura massima del vapore:  $T_1 = 500^\circ\text{C} = 773 \text{ K}$
- Pressione massima:  $p_1 = 30 \text{ bar}$
- Pressione minima:  $p_2 = 0,05 \text{ bar}$
- Temperatura di ingresso dell'acqua refrigerante nel condensatore:  $T_c = 15^\circ\text{C}$
- Temperatura di uscita dell'acqua refrigerante dal condensatore:  $T_u = 27^\circ\text{C}$

CALCOLARE

- rendimento adiabatico delle turbine  $\eta_t$
- rendimento termodinamico del ciclo  $\eta$
- rendimento globale dell'impianto  $\eta_g$
- la portata  $\dot{M}_c$  di olio combustibile al bruciatore, sapendo che il suo potere calorifico superiore è  $H_i = 20000 \text{ kcal/kg} = 42800 \text{ kJ/kg}$
- la portata  $\dot{M}_v$  di acqua/vapore
- la portata  $\dot{M}_r$  dell'acqua refrigerante al condensatore.
- il diametro massimo delle turbine nel caso di scarico monoflusso e supponendo che:
  - a) la sezione di sbocco sia una corona circolare il cui diametro interno  $d_i$  è la metà di quello esterno  $d_e$ ;
  - b) l'exc. cinetica del vapore allo scarico dalle turbine sia pari allo 0,6% del salto entalpico prodotto

La potenza  $\dot{W}$  richiesta si ottiene tenendo conto del fatto che essa deriva dalla conversione in lavoro meccanico del salto entalpico  $(\Delta h)_c$ .

Esso si ottiene dividendo  $\dot{W}$  per quest'ultimo:

$$\dot{M}_v = \frac{\dot{W}}{(\Delta h)_c} = \frac{10000 \text{ [KJ/s]}}{1088 \text{ [KJ/kg]}} = 91,9 \text{ kg/s}$$

Passando al condensatore, il punto 3 di fine condensazione cade al di fuori degli usi di diagrammi di Mollier, trattandosi di un liquido, la sua entalpia coincide col contenuto termico dell'acqua alla temperatura  $T_3 = T_2 = 32^\circ\text{C}$ . Tenendo conto che il cal. specif. dell'acqua è  $c = 1 \text{ kcal/kg} \cdot ^\circ\text{C} = 4,18 \text{ kJ/kg} \cdot ^\circ\text{C}$  si trova

$$h_3 = c T_3 = 4,18 \cdot 32 = 134 \text{ kJ/kg}$$

Il salto entalpico tra ingresso e uscita del condensatore è:

$$(\Delta h)_c = h_2 - h_3 = 2368 - 134 = 2234 \text{ kJ/kg}$$

La portata  $\dot{M}_x$  di acqua refrigerante si trova scrivendo il bilancio termico del condensatore, cioè uguagliando il calore ceduto x unità di tempo del vapore a quello accumulato dal refrigerante:

$$\dot{M}_v (\Delta h)_c = c (T_u - T_i) \dot{M}_x$$

$$\dot{M}_x = \frac{\dot{M}_v (\Delta h)_c}{c (T_u - T_i)} = 4093 \text{ kg/s}$$

Considerando ora il sistema delle pompe, le portate in massa dell'acqua da pompare in circolo è la stessa del vapore, quindi  $\dot{M}_r = 91,9 \text{ kg/s}$ , mentre il salto di pressione da vincere è  $p_4 - p_3$ , pari a  $p_1 - p_2 = 30 - 0,05 = 29,95 \text{ bar} = 29,95 \cdot 10^5 \text{ Pa}$ , essendo il punto 4 sulle stesse isobara dell'1 e il punto 3 sulle stesse di

# FLUSSI TERMODINAMICI

Dei flussi fornisce un modello per i fenomeni di convezione naturale. Esso permette inoltre l'introduzione di alcuni tra i parametri adimensionali più importanti.

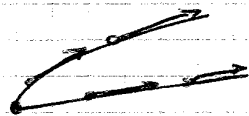
Introduciamo alcune importanti definizioni:

**TRAIETTORIA**: evolo delle successive posizioni occupate da una stessa particella durante il suo moto.  
(CONCETTO LAGRANGIANO)

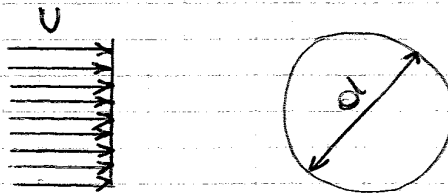
**LINIE DI ASSONTE**: curva che in assenza di deformazioni (storte e non flusso di tempo) è tangente in ogni suo punto al locale vettore velocità.  
(CONCETTO EULERIANO - mappa)

**LINIE DI FUMO**: immaginiamo di avere una corrente in cui iniettiamo un liquido colorato. Le linee descritte dalle particelle colorate che escono da un unico punto è la linea di fumo.

- Le traiettorie seguono le linee di corrente solo nel moto stazionario.



**CORRENTE UNIFORME CHE INVIESTE UN CILINDRO INDEFINITO**. Una corrente uniforme di velocità  $U$  investe un cilindro di diametro  $d$ .



- \* Le caratteristiche delle correnti che si stabilisce intorno al cilindro e a valle di esso dipendono oltre che da  $U$  e  $d$ , anche da  $\rho$  e  $\mu$ .

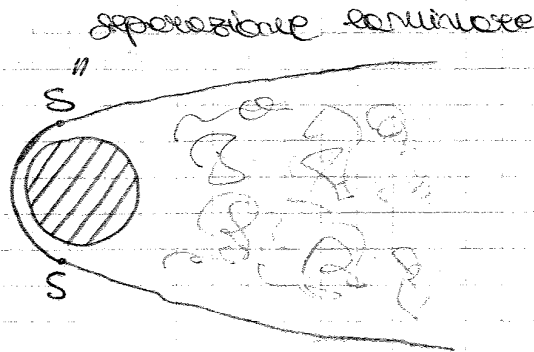
$$Re = \frac{\rho U d}{\mu} = \frac{U d}{\nu} \quad \text{con } \nu = \frac{\mu}{\rho}$$

numero di Reynolds  $\rightarrow$  è un altro parametro di similitudine della termodinamica.  
Al crescere del  $Re$ , cambia la configurazione del flusso.



... costante prossimo a 0,2.  
 Essa si comporta esente fino a  $Re \approx 150$ , dopo di che essa perde gradatamente la sua finidonomia a cause del sovrapporsi di disturbi bidimensionali a frequenze via via più elevate. Nonostante ciò, il numero  $St$  si comporta come  $St \approx 0,2$ .

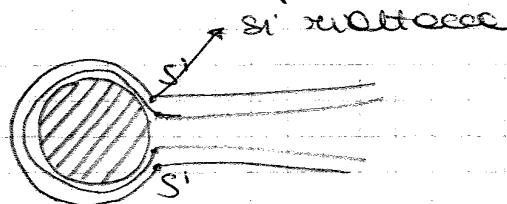
• fino  $Re \approx 3 \cdot 10^5$



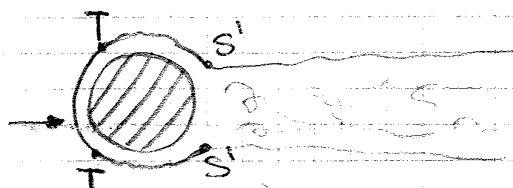
Si ha il graduale formarsi sul contorno anteriore del cilindro di una regione sottile nella quale si concentrano i fenomeni viscosi.  
 Si ha una regione a parete chiamata strato limite laminare che si muove verso l'indietro al centro anteriore del cilindro soltanto fino al punto S, dopo di che se ne distacca.  
 Ciò produce una separazione laminare.

•  $Re \approx 3 \cdot 10^5$

La corrente separata, ormai turbolenta, si riavvicina a parete, dove si distacca nuovamente dando origine a una SEPARAZIONE TURBOLENTE. Questa si verifica in un punto S' più a valle di S. A causa di ciò, si genera una scia assai più stretta di quella che avrebbe seguito la sola separazione laminare.



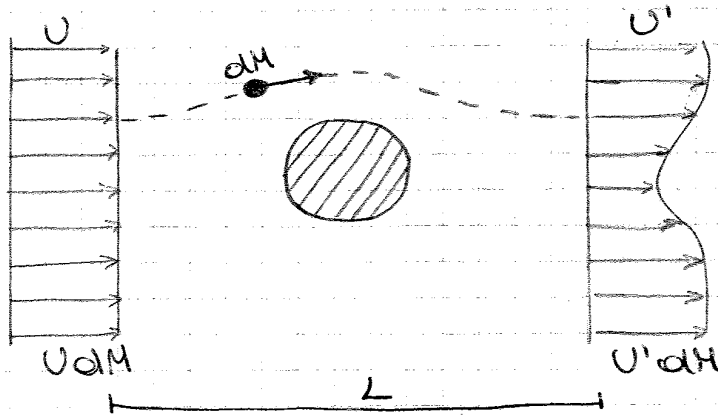
•  $Re \approx 3 \cdot 10^6$



Ora lo strato limite non riesce più a conservare la struttura laminare su tutta la sua estensione, perché diventa turbolento anche prima di raggiungere

delle dimensioni trasversali delle sue vortici di passaggio delle separazione laminare e quelle turbolente.  
 $C_D \rightarrow$  da 1,1 a 0,3

VELOCITÀ MEDIA SIA A VALLE DI UN CILINDRO INVESTITO DA UNA CORRENTE UNIFORME.



Una particella fittizia di massa  $dm$  possiede nella sua una quantità di moto  $U'dm$  inferiore a quella  $Udm$  che aveva prima di scavalcare il cilindro. Questa variazione di quantità di moto è pari a

$$\underbrace{(U - U')}_{\text{variazione di } U} dm = K dm$$

| costante  
di verso e  
segno delle  
particelle

Deviando nel tempo la quantità di moto sotto la resistenza  $D$ .