

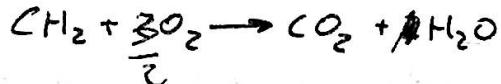
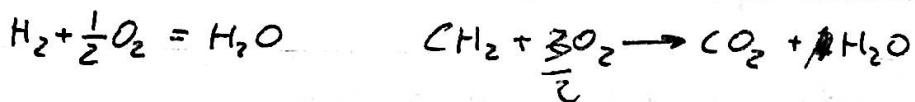
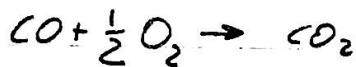
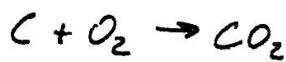
*1969 – appunti di*

# *Macchine termiche 4*

*combustione – motori –  
impianti frigorigeni –  
piano di Mollier – equaz.  
di Bernoulli – tubo di Venturi*

Combustion:

Per sistemi a tre variabili, in particolare per il caso di combustione, sceglieremo senz'altro come terza variabile il grado di avanzamento.  
Le seguenti reazioni:



sono caratteristiche della combustione.

Sappiamo che tutto il sistema prima e dopo la reazione sia omogeneo (si trascura il volume dell'eventuale fase solida o liquida [c'è fra gli altri un fattore  $10^3$ ]). Possiamo dunque trattare il sistema come monofase.

Il combustibile ha la caratteristica di ossidarsi con grande sviluppo di calore.

L'esperienza dice che per mantenere in moto una reazione di questo genere dobbiamo sottrarre calore (altrimenti l'interno si surriscalda).

Questa reazione e' detta isoterma.

Determinazione del calore di combustione (bomba del Berthelot Mahler).

In essa [pereti rigidi]  $\begin{cases} \delta f = 0 \\ \delta Q = 0 \end{cases}$   $\frac{\delta U}{\text{totale}} = 0$

adiabatica poiché la reazione e' scopolissima.

- Ci' vale poiché il gas non si dissoci, quindi per temperature  $< 3000 \div 4000$ , per fare ci' si introduce un eccesso di ossigeno.

Si mette poi la bomba a bagno in  $H_2O$   
si ha:  $\delta f = 0$

$$\int_1^2 (\delta P)_V = [V_2 - V_1]_V$$

dove scambio di calore = variazione energia interna.

Condensazione

$$- (\Delta \bar{Q}_c)_V = [V_2 - V_1]$$

Ma la differenza e' costante  
non vale.

A2

dove il 1° membro esprime un valore medio non valido istante per istante in quanto T varia durante la trasformazione -

Il valore di combustione per i solidi e' calcolato così (con le bombe) -

Per i liquidi si usa il metodo Sunker (isobaro) -

Si brucia con il beco Bunsen la sostanza, vereiforme e la si raccoglie in una campana, poi passa in una serpentina bagnata da acqua e poi passa all'esterno. Se

$$\sigma_{\text{esterna}} = \sigma_{\text{uscita}} \quad [\sigma \text{ velocità}]$$

e le quote sono identiche si ha un sistema aperto a due variabili [se le pareti sono rigide] e risulta

$$Q_{1,2} = I_2 - I_1$$

Gli scambi termici con si possono esprimere

318-1

$$(\overline{\Delta Q_c})_p \approx (\overline{\Delta Q_c})_V - AP(V_2 - V_1) \quad ?$$

una reazione è equimolecolare se resta costante il n° di moli.

Sotto nelle combustioni si ha dilatazione molecolare: n° di moli cresce.

Viceversa se c'è contrazione.

$$(\Delta Q_c)_p > (\Delta Q_c)_V \quad ?$$

Ocupiamoci dei valori attuali di  $\Delta Q_c$  [V e T cost]

$$\left( \frac{\partial U}{\partial T} \right) dT + \left( \frac{\partial U}{\partial V} \right) dV + \left( \frac{\partial U}{\partial x} \right) dx = 0 \quad \begin{cases} dl=0 \\ dq=0 \\ dU=0 \end{cases}$$

$$\int_{x_1}^{x_2} \left( \frac{\partial U}{\partial x} \right) dx = U_2 - U_1 = \int_{V_1}^{V_2} (\Delta Q_c)_V \quad \text{Termed.}$$

col Teorema della media

$$\int_{x_1}^{x_2} (\Delta Q_c)_V = - (\overline{\Delta Q_c})_V \quad \text{altra}$$

A3

10

$$\left( \frac{\partial V_t}{\partial x} \right)_{T,V} = - \left( \bar{\Delta Q}_c \right)_{T,V} \quad \begin{array}{l} \text{calore di combustione} \\ \text{attuale.} \end{array}$$

con analogo procedimento

$$\left( \Delta Q_c \right)_{P,T} = - \left( \frac{\partial I_t}{\partial x} \right)_{T,P} \quad \text{da cui}$$

$$\left( \bar{\Delta Q}_c \right)_{P,t} = (I_2 - I_1)_{T,P}$$

L'energia interna di una mole è minore dell'energia interna dei suoi componenti ( $H_2O$  e  $Mg + O_2$ ) - Questa perdita di energia (di cui ci doi' conto la componente chimica col grado di avanzamento) è compensata dalla emissione di calore (di cui ci doi' conto la componente termodinamica - Il bilancio resta confermato)

$$d\phi \times dQ = 0 \text{ vale} \Rightarrow dU_f = 0$$

$$dU_f = \left(\frac{\partial U_f}{\partial T}\right) dT + \left(\frac{\partial U_f}{\partial V}\right) dV + \left(\frac{\partial U_f}{\partial x}\right) dx = 0$$

componente termodinamico comp. chimico

infatti se il sistema e' a tre variabili

$$dQ = dU_f + \mathcal{A} dL$$

$$dQ = \left(\frac{\partial U_f}{\partial T}\right) dT + \left(\frac{\partial U_f}{\partial V}\right) dV + \left(\frac{\partial U_f}{\partial x}\right) dx + \mathcal{A} dL =$$

$$= dU - (\Delta Q_c)_{T,V} dx + \mathcal{A} dL \neq$$

$$dQ + (\Delta Q_c)_{T,V} dx = dU + \mathcal{A} dL$$

$\uparrow$                        $\downarrow$   
variazione ex. termod.  
energia libera  
che si ha dopo  
la reazione

Vale anche

(conseguente alla reazione)

lavoro  
esterno

$$dQ + (\Delta Q_c)_{T,P} dx = dI - A V dp$$

$\Delta \Delta$

AG

11

Il termine  $(\Delta \bar{Q}_c)_{T,V}$  che ci dà conto del calore liberato n. comporta come uno scambio fittizio. Lo scambio effettivo è sempre  $\Delta Q$  (si tratta di un trasferimento interno).

Con Berzelot Mohler

$$(\Delta \bar{Q}_c)_V = (V_f - V_i) \frac{\partial U}{\partial V} \quad [U \text{ conseguente alla reazione}]$$

e infine per i sistemi aperti

$$(\Delta \bar{Q}_c)_P = (I_f - I_i) \frac{\partial U}{\partial I} \quad [I \text{ conseguente alla reazione}]$$

Possiamo ora determinare per esempio la temperatura finale con l'ipotesi di sistema aciiforme e gas perfetto cioè se

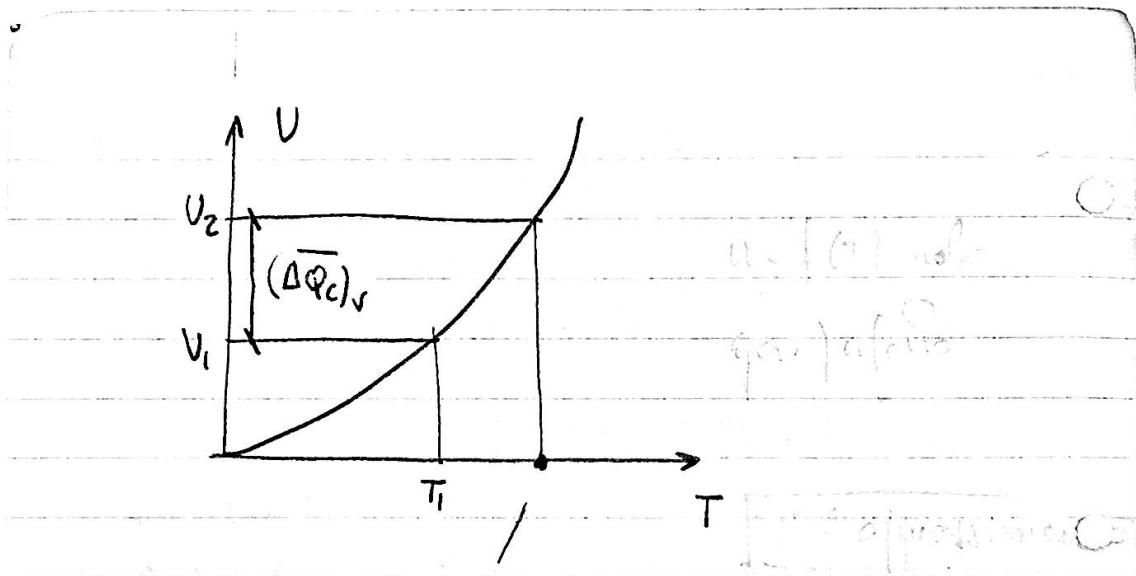
$$V = V(t) \quad e \quad I = I(t)$$

con un grafico

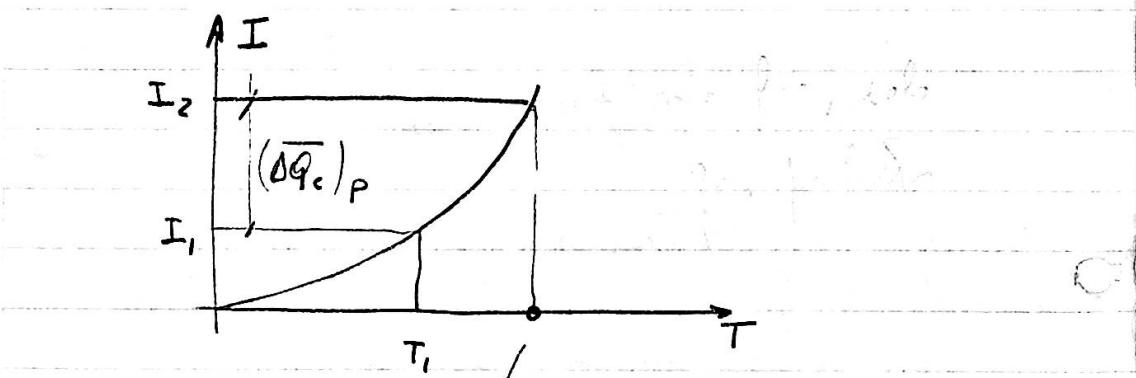
(avendo  $dI = 0$ )

\* Vale per una isocora adiabatica (vedi  $\Delta$ )

□ " .. isobara adiabatica (vedi  $\Delta\Delta$ )



Temp. Terma di combustione  
[in ipotesi di adiabaticità e lavoro nullo]



Temp. Terma di combustione  
[in ipotesi di adiabaticità e pressione costante]

Valido solo se il gas del combustibile  
non ha la capacità di espandersi  
conseguendo alla variazione

1-28-1-F

38

### ○ Impiantistica e meccanistica

suddivisioni { monofase  
{ a vapore

#### Monofase

○ osserviamo che in pratica non si usano mai cicli semplici (tali che si abbiano scambi di calore tra due sole Temperature) anche se il rendimento di essi è migliore - ciò è dovuto a necessità di potenza (esprimibile più o meno in un di cicli fornitori di tempo) - per avere potenza gli scambi devono avvenire con una certa intensità -

$$\text{Intensità di flusso termico} = \varphi = \frac{dq}{dt} \quad [\rightarrow \text{tempo}]$$

esso cresce col dislivello di Temperatura. Ma se il fluido varia la T è come se si avesse un sistema agente tra 2 serbatoi

c'sono Tuttavia così in cui in pratica si ha una sola Temperatura, quelli in cui si hanno cambiamenti di stato [ad es. in un condensatore].

Ma nel complesso non è così infatti: negli impianti motori il liquido è parzialmente dopo averlo riscaldato, e quindi si hanno anche tutte le Temperature comprese fino alla max.

Tipi importanti di impianti sono quelli a gas detti endotermici perché la sorgente termica è dovuta al fenomeno di combustione del fluido (non forniamo calore, ma combustibile).

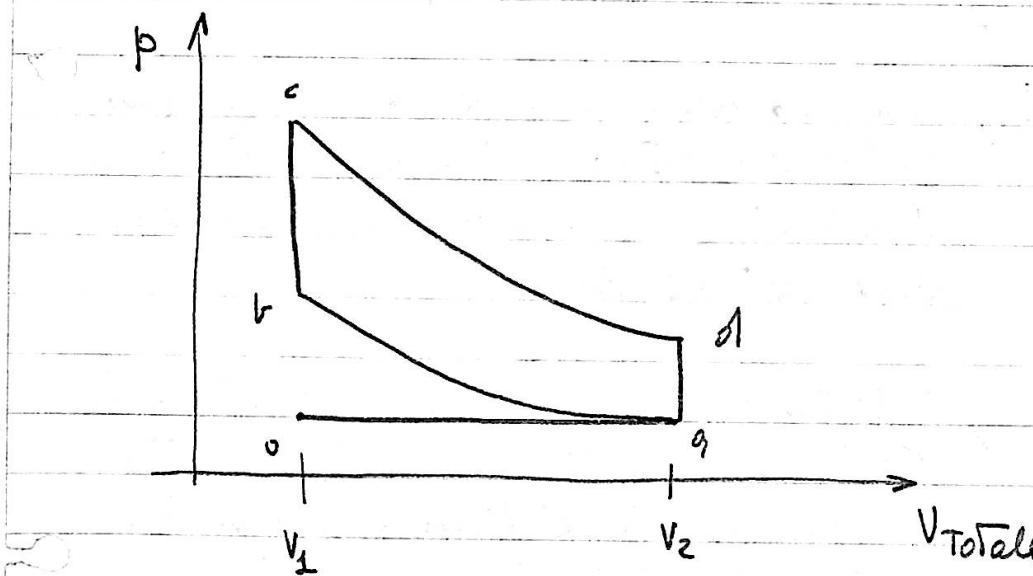
Si può fare una sommaria distinzione a seconda di come viene dato il combustibile:

impianti a { carburazione  
                  { iniezione

Dediamo una rappresentazione (approssimata) dei "cicli" descritti:

Il pistone ha alcune escursioni comprese

Si tratta dei valori ben determinati caratterizzati dai volumi  $V_2$  e  $V_1$  [ $\frac{V_2}{V_1} = \text{rapporto di compressione} \approx 8$  nei motori d'auto a benzina]



OA) inspirazione aria carburata (il pistone scende)

NB OA non può essere detta isoberga nel senso fisico detto perché la massa non è costante (entità del gas)

Valle ferro' sempre l'equazione di stato furba!  
si ricordi che  $M = M(\epsilon)$

$$PV = M R, T \text{ diventa } PV = M(\epsilon) R, T$$

a) compressione adiabatica (~~5 > 60 atm~~)

b) nowa la scintilla e si ha lo scoppio (che poiché è molto rapido) lo si può mantenere a  $V$  costante. Si raggiungono pressioni dello ordine di 40 atm.

c) il pistone muove verso il basso adiabaticamente  
Si ha scambio di lavoro motore positivo  
e poiché questa è l'unica fase motrice  
è bene avere più cilindri sfasati

d) si apre la valvola di scarico ed esce il gas residuo (fase di "lavaggio")

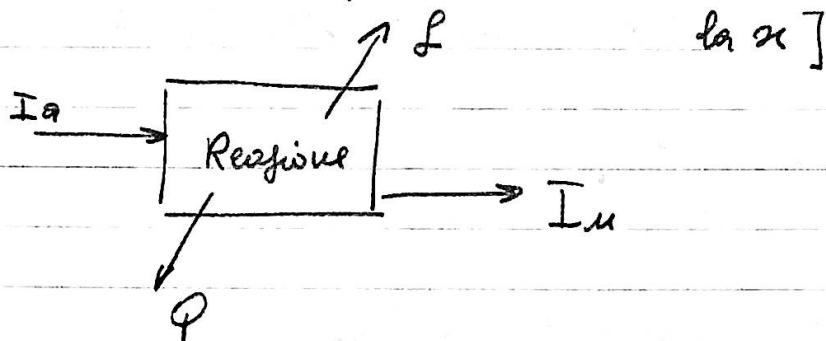
Se trascuriamo lo scambio di massa  
abbiamo il ciclo Otto

3-28-1-F

40

osserviamo perci' che siamo di fronte a un  
periodo ciclo, perch' i gas alla entrata e alla  
uscita sono diversi. Lo si puo' riguardare  
come un ciclo e fatto di pensarlo a priori

NB qui non si fornisce calore ma combustibile  
 Gustare alla fine, poiché si ha scarico di  
~~del~~ gas caldi l'entalpia finale è maggiore  
 (entalpia del fluido) - Schematamente  
 [solo entrata di entalpia termodinamica: esclusa]



osserviamo che si sono notevoli numeri di calore (radiatore). Vediamo di verificare che è valido lord Kelvin e ne dice: non è possibile ottenere calore con un sistema ciclico, chiuso che riporti calore con una sola sorgente.

ra e' evidente che se lo vogliamo considerare chiuso esso non e' ciclico (massa variabile)

se lo consideriamo ciclico, e' aperto e ferio'

non siamo in contraddizione

### Motori a olio

In essi si aspira aria, la si comprime e si riscalda, inoltre si inietta olio che brucia.

qui  $\frac{V_2}{V_1} \approx 18 \div 20$

vale  $dQ = dU_e + A dl$

energia Totale (compresa quella dinamica)

$$dU_e = dU - (\Delta Q_c) dx + \cancel{dx}$$

energia Termodinamica

calore di reazione col  
segno -

per il ciclo "otto" si ha

41

frazione utilizzabile

$$\eta' = \frac{A_f}{\sum Q'}$$

ma  $\sum Q' = c_s (T_c - T_b)$

e  $\sum q = c (T_{01} - T_q)$

ora  $A_f = \sum Q' - \sum q$

e  $c = \frac{k-q}{1-\alpha} c_0$

NB  $\left( \frac{T_d}{T_q} = \frac{T_c}{T_b} \right)$

$$\begin{aligned}\eta' &= 1 - \frac{T_d - T_a}{T_c - T_b} = 1 - \frac{T_d}{T_b} = 1 - \frac{T_d}{T_c} = \\ &= 1 - \left( \frac{V_b}{V_a} \right)^{k-1}\end{aligned}$$

$$\text{Molar } \gamma_c = \frac{V_d}{V_b} = \frac{V_d}{V_c} \rightarrow$$

$$\rightarrow \eta' = 1 - \left(\frac{1}{\gamma_c}\right)^{K-1}$$

Per il diesel invece

$$\eta' = 1 - \frac{1}{K} \frac{T_d - T_o}{T_c - T_b} = \text{wiche'} T_v^{K-1} = \text{const} =$$

$$= 1 - \frac{1}{K} \left(\frac{1}{\gamma_c}\right)^{K-1} \frac{T_d/T_o - 1}{T_c/T_b - 1} = \text{polimero } \beta = \frac{V_c}{V_b} =$$

$$= 1 - \left(\frac{1}{\gamma_c}\right)^{K-1} \frac{\beta^{K-1}}{K(\beta-1)} \quad \underbrace{> 1}_{\text{L}}$$

$\frac{P_d}{P_a} = \frac{T_d}{T_a}$   
 $\frac{P_d V_d^K}{P_a V_a^K} = P_c V_c^K$   
 ~~$P_d V_d^K = P_a V_a^K$~~   
 $\frac{V_d}{V_a} = \beta^K$   
 $P_c = P_b$

$\frac{P_d}{P_a} = \frac{T_d}{T_a}$   
 $\frac{P_d V_d^K}{P_a V_a^K} = P_c V_c^K$   
 $P_d V_d^K = P_a V_a^K$   
 ~~$P_d V_d^K = P_a V_a^K$~~   
 $V_d = V_a \beta^K$   
 $P_c = P_b$

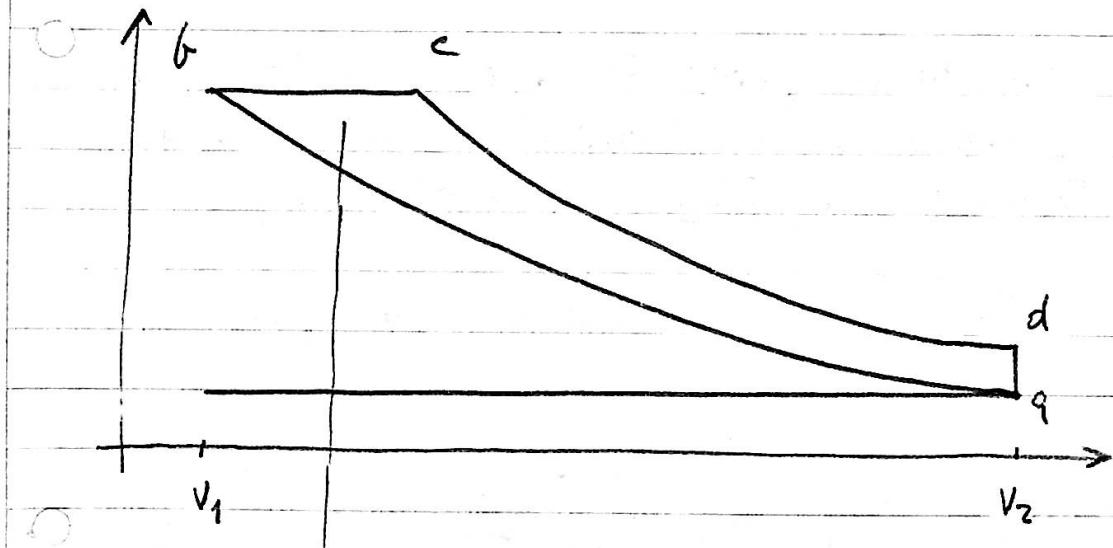
4.29. 1. F

42

di qui  $dQ + (\Delta \varphi_c)_{V_1} dV = dU + A dL$

calore liberato nella combustione

Vediamo il ciclo diesel



brucia con lento che il pistone si muove  
naturalmente <sup>non</sup> V'è valida la

Osservazione: se uso come variabili indipendenti

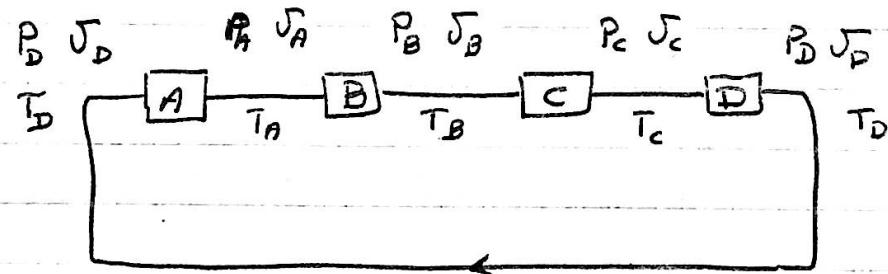
$$T_p \propto \ln \left( \frac{V_2}{V_1} \right) \quad (\Delta \varphi_c)_p$$

osserviamo che nella fase iniziale del ciclo la  $R_s$  del gas varia a causa della combustione

### Impianti a jalore

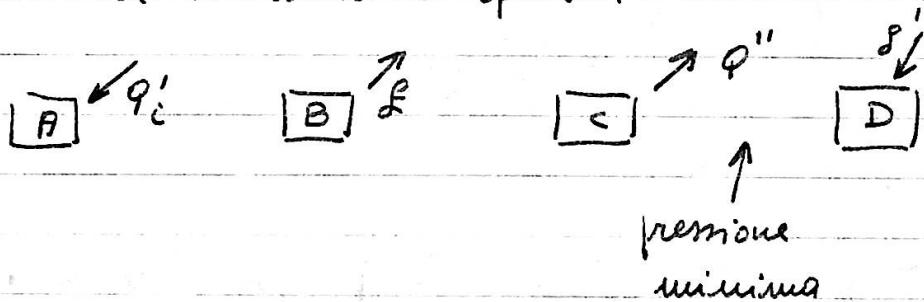
Essi hanno fluidi bifasi e le trasformazioni avvengono in organi distinti. Si usa anche il termine fluosistema (catena di organi)

Consideriamo una catena di 4 organi



questo è un impianto chiuso.  
Normalmente due organi hanno solo scambio  
di calore (pareti rigide)

e gli altri due solo scambi di lavoro (in  
pratica sono adiabatici) - Per un impianto  
motore la successione è questa



Supponendo i termini macroscopici = 0  
vediamo cosa succede nell'esterno -

Ci sono 2 modi di intendere l'esterno

- 1) esterno riferito ad uno degli organi
- 2) " " a tutta la catena

ptò 1° per il singolo organo si ha un organo  
aperto con  $p_A, T_A$  all'ingresso e  $p_B, T_B$  alla  
uscita.

**pto 2°**

in questo caso il lavoro e' dato  
da  $L - f' = L_{\text{totale}}$

in pratica poiche' si hanno fini organi in serie  
si avra'  $L = \sum_j L'_j$  anche per ciascun  
organo della catena.

Periodo del sistema Tempo per fare un ciclo  
(ciclo vero)

quindi per un ciclo  $A \sum_j L'_j = \oint dQ$

al 2° principio

$$\oint \frac{dQ}{T} + \sum_i (\Delta S)_{ij} = 0$$

$dQ$  = valore effettivamente scambiato

se il ciclo e' reversibile  $\oint \frac{dQ_R}{T} = 0$

6.23.1.F

44

in pratica però si ha una  $\Sigma$  che e' > 0

e quindi un  $\oint \frac{d\varphi}{T} < 0$

nel caso reale dunque il fluido versa fin' calore che nel caso di reversibilità.

Nel ciclo motore

A compressore

B espansione

C condensazione

D lavora

in questo caso

$$\delta = \delta'_{\text{espansione}} + \delta'_{\text{compressore}}$$

affinché ci sia uno scambio positivo, ~~deve~~ deve essere

$$\delta_e > |\delta'_c|$$

Vediamo di rendere il più facile possibile  
il lavoro di compressione -

Usando l'acqua il lavoro è poco perché  
lo si può comprimere a liquido -

Vediamo alcuni rendimenti isoentropici

$$\eta_e = \frac{I_1 - I_2}{(I_1 - I_2)_s} \quad \begin{array}{l} \text{sono cadute} \\ \text{europee} \end{array}$$

$$\eta_c = \frac{(I_1 - I_2)_s}{I_2 - I_1} \quad \text{entalpia effettiva}$$

se i termini macroscopici sono nulli:

$$Q_{1,2} - A f'_{1,2} = I_2 - I_1$$

e se è adiabatica  $Q_{1,2} = 0$

$$+ A f'_{1,2} = I_1 - I_2$$

$$7.28.1. F \quad \text{avr} \quad A_f = A_{f_e} - A_{f_{\text{comp}}} \quad 45$$

$$\Rightarrow A_f = S_e (-\Delta I_{S_e}) - \frac{1}{S_c} (\Delta I_S)$$

introduciamo  $-e^2 = \frac{\Delta I_B}{\Delta I_{S_e}}$

definiamo frazione utilizzata di riferimento

$$\eta_2 = \frac{(S_c S_e - e^2)(-\Delta I_{S_e})}{S_c (\Delta I)_+} = \frac{A_f}{Q'}$$

nel caso di bifasi  $e \approx$  alcuni centesimi  
 " " " gas  $e \approx$  " decimi

$$S_e S_c \approx 0,7; 0,8 \Rightarrow$$

per grandi potenze si usano le turbine a vapore  
 (l'acqua per il condensatore si preleva da  
 fiumi ... )

per gli aerei, poiché non si ha acqua, si usano  
i turbini a gas

Nel caso limite di espansione o compressione reversibile  $s_e, s_c = 1$  da cui

$$\eta' = \left(1 - \varepsilon^2\right) \frac{\Delta I_{se}}{(\Delta I)_+} \rightarrow \text{a scambio termico} +$$

questo è il max ottenibile

$$\frac{\eta_r}{\eta_0} = \underline{\text{rendimento termodinamico}} = s_c$$

per un rendimento complessivo bisogna considerare le dispersioni meccaniche e il calore disperso dalla fiamma (fuor), che produce uno scarico di entalpia -

$$\text{rendimento combustione} = \frac{Q_{1,2} \text{ effettivo}}{Q \text{ totale}}$$

8. 28.1.F

46

se si fa il prodotto dei rendimenti si ha il rendimento complessivo

rendimento complessivo  $\frac{1}{3} \div \frac{2}{5}$

Esempio

quanta acqua bisogna fornire ad un impianto elettrico che dà 220 MW elettrici?

distribuzione  $MW_e$  elettrici

$MW_e$  termici

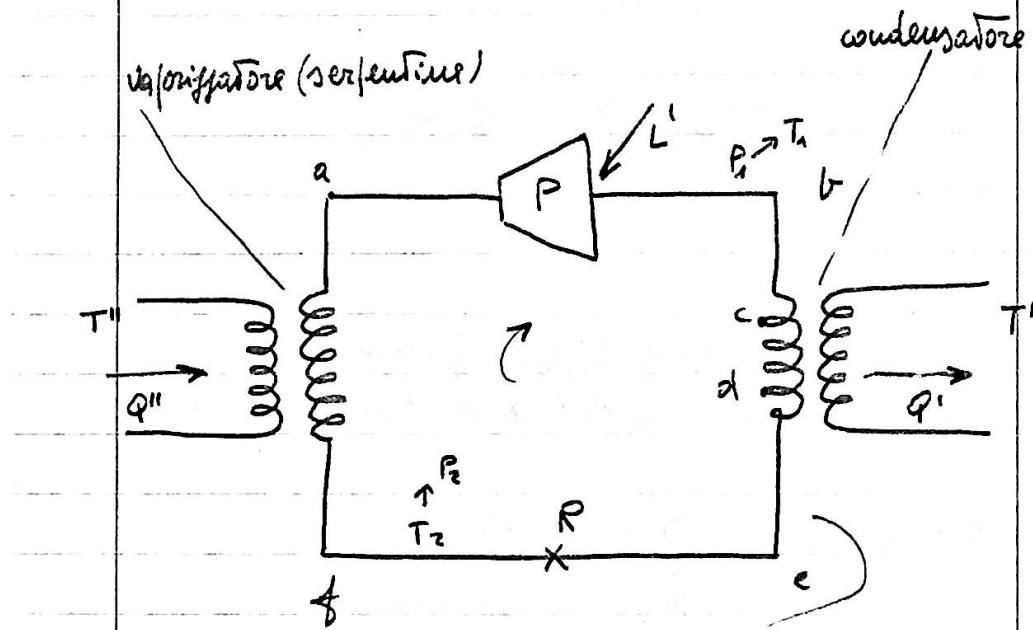
se il rendimento è  $\frac{1}{3}$  i  $MW_e$  sono 3 volte gli altri

E per l'acqua? se  $\eta = \frac{1}{3}$  ogni 220  $MW_e$  ne abbiamo il triplo di termici

che venne nel condensatore

1.31. 1. F

### Impianti frigoriferi



liquido a  $T$  inferiore a quella di condensa

Dallo serpentino esce valore seco  $x=1$

R espansore totalmente dissipativo che non scambia calore con l'esterno (a entalpia costante)

[Processo di svuotamento - organo di decompressione]

2.31.1.F

47

il calore che entra è quello che si sottrae all'ambiente

Sesso per raffreddare si usa una salamandra che circola in tubazioni e assorbe calore - Essa si dice fluido esterno freddo ed è alla temperatura  $T''$  che noi vogliamo mantenere. Per avere un giusto scambio di calore deve essere  $T'' > T_2$  - Nel condensatore sarà  $T_1 > T'$  dove  $T_1 \approx$  Temperatura ambiente.

Per sottrarre calore dal condensatore lo si fa lambire da un fluido ( $H_2O$ , aria) detto fluido caldo a temperatura  $T'$  - Vale inoltre  $T_1 > T_2$  -

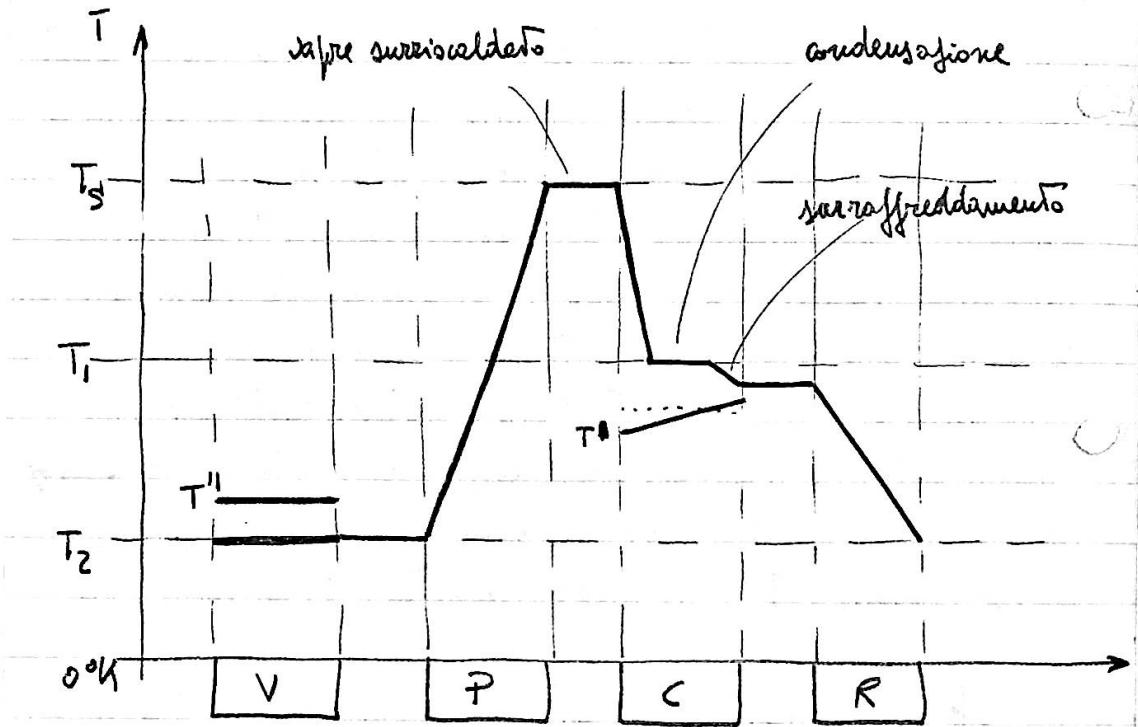
Le temperature vincolanti il progetto sono  $T''$  e  $T'$   
Nota  $T''$  si ottiene grosso modo  $T_2$  ( $\Delta T \approx 10^\circ$ )

"  $T'$  " " " "  $T_1$  [ $T \approx 16 \div 18^\circ$ ;  $\Delta T = 10^\circ$ ]

le norme UNI dicono  $T_2 = -10$  ;  $T_1 = 25$   
essi però non sono più attuali

Osservazione nel condensatore c'è la massima pressione  
nel vaporizzatore " " min "

Indichiamo una rappresentazione grafica

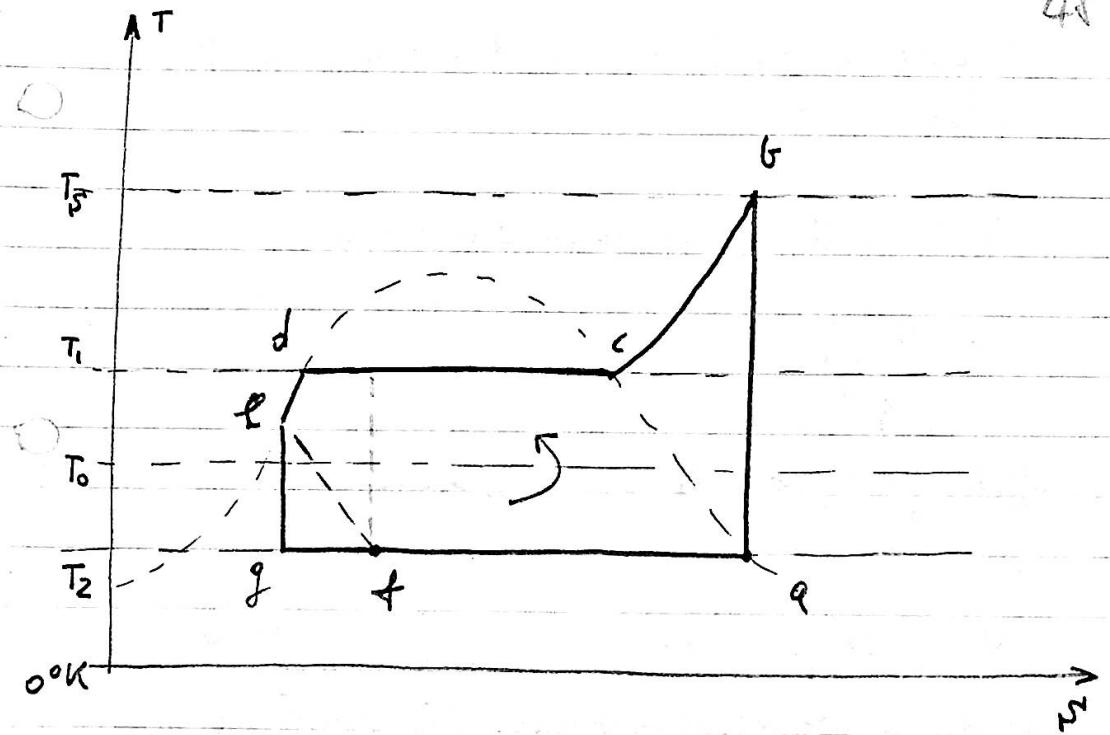


NB è pericoloso della inclinazione di  $T^*$   
 esso è presente perché l'ambiente con  
 cui cambia il calore il condensatore è limitato  
 (acqua) e non si completa da sorgente ideale  
 (si riscalda.)

Vediamo un'altra rappresentazione in un piano  
 molto significativo  $T-S$

3.31.4.F

48



a) compressione adiabatica (fast.)

b) isobara (+ raffreddamento)

c) condensa (isobara isotermica)

d) surraffreddamento (isobara che progressivamente si dimostra di fuco dalla isoterma)

e) isentrofica [l'erro ri considera una isentrofica non reversibile, cioè con aumento di entrofia, linea a tratti]

f) isoterma isobara (fino al Titolo  $\alpha=1$ )

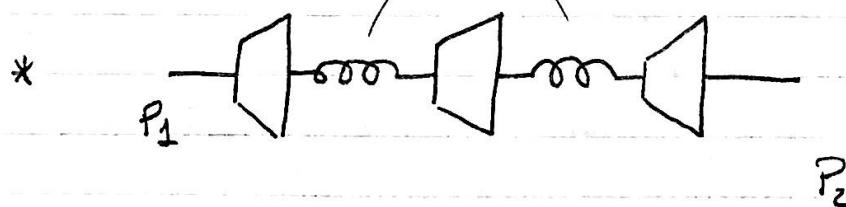
Il calore scambiato e' dato dall'area sotto la  $\dot{v}$   
 (fissa o 0%)

Definiamo il coesivo meccanico specifico

$$\gamma = \frac{A/L}{\varphi''} \quad \gamma < 1$$

effetto frangente specifico  $\epsilon = \frac{\varphi''}{A/L}$

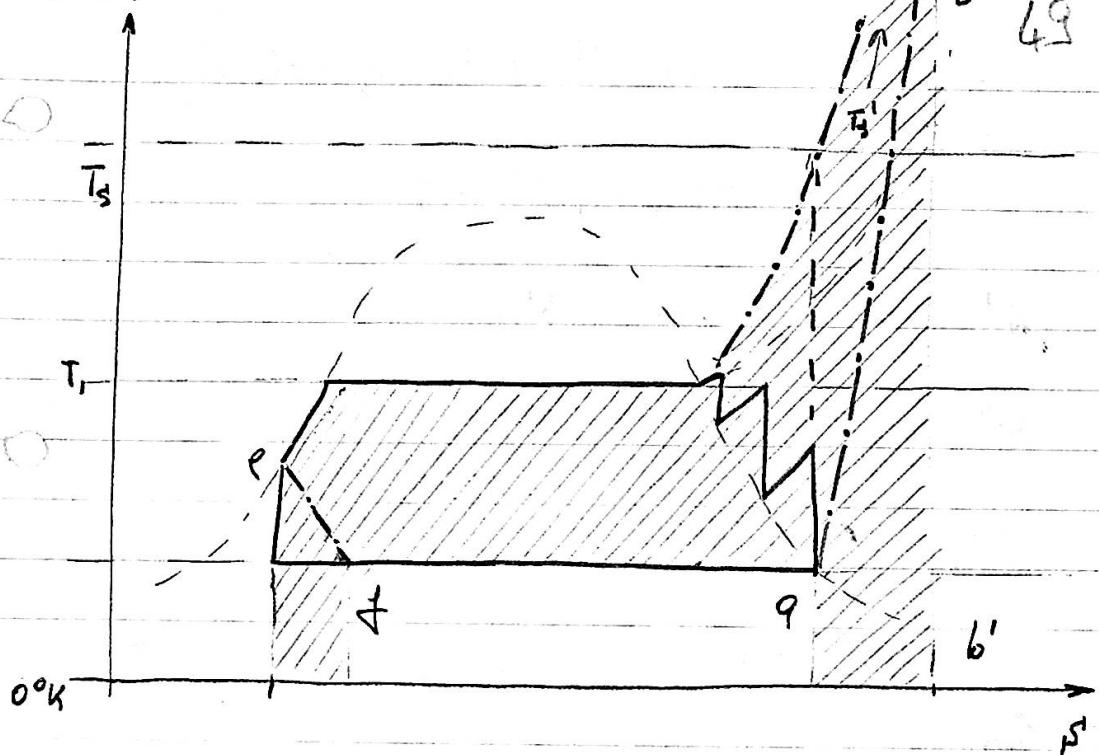
Spesso l'organo di compressione e' formato da più cilindri e segue uno schema di questo tipo:  
 acqua di raffreddamento



nel 1° ciclo per es. si comprime da  $1 \rightarrow 5$  atm.  
 inti si raffredda, poi si ricomprime . . .

Cio' si fa per diminuire il lavoro esterno,  
 vediamo come

4.31.1.F



In fatto nel caso reversibile c'è una minore variazione di entalpia (per un compressore adiabatico) c'è anche minor lavoro esterno.

Per esempio vale infatti  $-A\Delta = I_2 - I_1$

ma  $dI = dT dS + S dp$   $dT dS$  è nullo (caso ideale) quindi basta minimizzare  $S$  (vol. spaz.) cosa che si ottiene raffreddando in fini tempi con serpentine lungo la catena di compressione \*

Vediamo di trovare l'area che equivale al lavoro  
nominato:

$$A|L| = |q'| - q''$$

$q'$  ~~area sotto~~  $b'$  e

$q''$  " " "  $f_q$

$$A|\delta| = \text{////}$$

~~perche'  $A|L| = \text{col. revers.} - \text{col. direzionali}$~~   
~~di  $\Delta$~~

$$\gamma_{\text{reale}} = \frac{I_{b'} - I_e}{I_a - I_f}$$

mentre

$$\gamma_{\text{di riferimento}} = f_2 = \frac{I_b - I_q}{I_q - I_f}$$

(totalmente reversibile)

5.31.1.F

SO

Tra i piani più utili ci sono

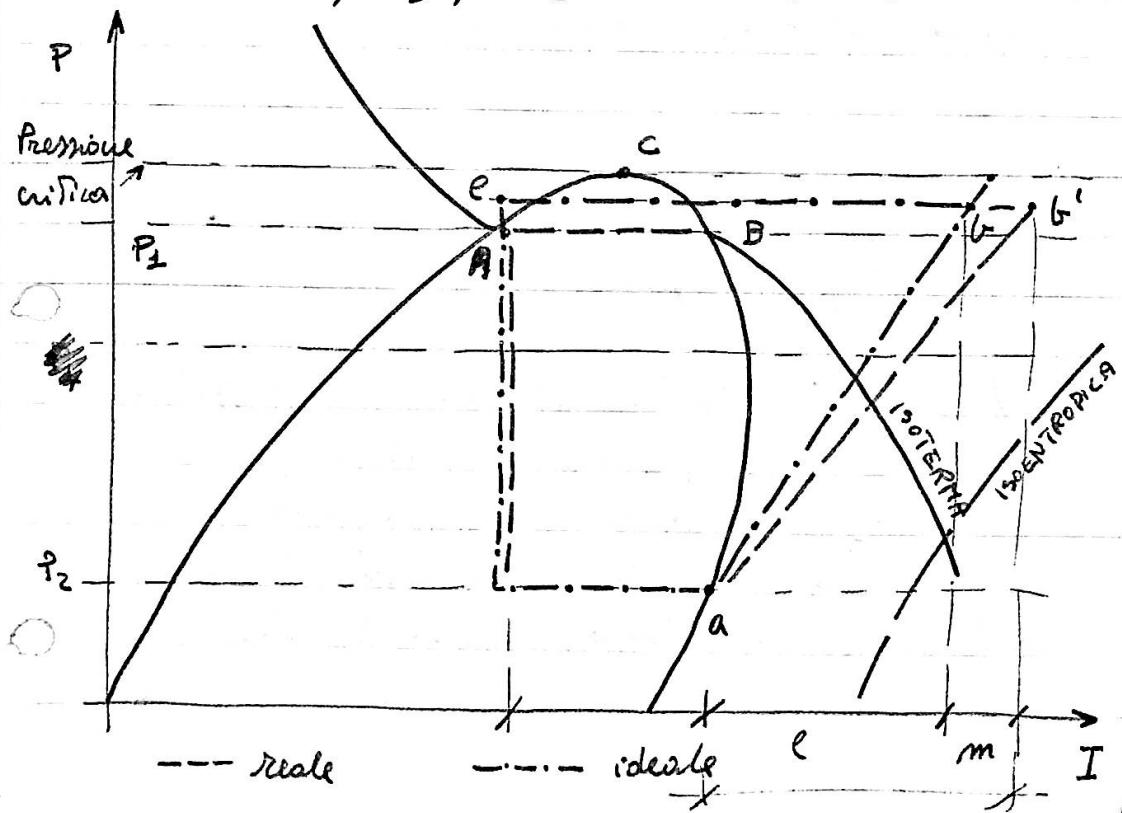
il piano di Mollier  
entroscopico

$\uparrow S$   
 $\rightarrow I$

e per i cicli inversi è comodo

le cui curve limite hanno questo andamento

NB poiché  $T_2 < T_0$  ( $0^\circ C$ ) si esclude ovviamente l' $H_2O$   
per essere  $CO_2, NH_3, SO_2 \dots$  o i Freon



il rapporto  $\frac{m}{\ell}$  in pratica è  $\approx \frac{1}{3}$  quindi c'è  
molto semplice trovare  $\gamma$

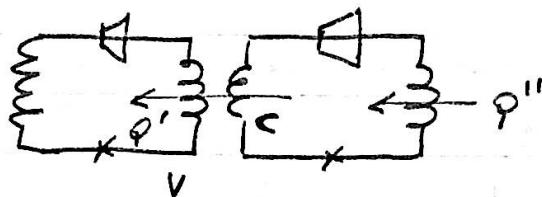
il che equivale a dire che spendendo 1 caloria si possono  
avere 3 frigorie.

7 impianti ad assorbimento ma sono pochi usati.

Le varianti più comuni al ciclo standard sono:

1) catena di compressori (qui esaminata)

2) impianti distinti collegati con:



il condensatore dell'uno e' vicino al refrigeratore  
dell'altro. [usato per  $T'' \ll 10^\circ + 15^\circ C$ ]

Vantaggi: si possono fare due impianti  
distinti con materiali e fluidi molto piú  
adatti alle temperature e pressioni rigide.

## Movimento dei fluidi nei condotti

Consid. un fuso di tubo come organo aperto.

L'equazione in regime stazionario è:

$$P_{1,2} - A f_{1,2} = I_2 - I_1 + A \{ E \} *$$

dove in  $\{ \}$  c'è:  $\Delta$  energia potenziale  
 $\Delta$  energia cinetica macroscopica ecc.

Svolgendo indagini sulla velocità delle particelle nelle che sono variabili da un raggio (fondo) ad un max (centro). È una legge di distribuzione di Paselle ma è valida solo in condizioni particolari: per regimi laminari o tranquilli si ha un'espressione parabolica delle distribuzioni.

Opposito è il regime turbolento o instabile con distribuzioni di velocità estremamente plessa (distrib. di Blasius).

In questo caso, in regime permanente, le velocità tangenziali sono distribuite in tutte

le direzioni ma in modo da non avere deflessione  
di mossa - si farà allora di vertici -

Se poi il fluido è molto viscoso le componenti tangenziali vanno a zero e si ottiene moto laminare Tranquillo; caso limite, opposti Teoreti, basta una variazione di direzione del tubo per rompere il regime Tranquillo

NB Nel Turbulento pur essendo  $\neq 0$  le corrispondenze Tangenziali di ~~W~~  $w$ , la distribuzione casuale impedisce il dislocamento di massa.

Notione di filo elementare:  
insieme di molecole in moto con velocità  
definita e con sezione piccolissima, ma  
definibile da un filo di seta operativo.

Se il filotto è un sistema non infinitesimo, e' concreto, si puo' applicare l'equazione degli aforzi.

Equazione di continuità: in regime permanente, la massa del filotto è cost.

Si parla allora di fontata G con definita:

$$G = \omega \delta W$$

velocità  
densità

c2

dove  $w =$  media aritmetica fissa delle velocità sulla sezione considerata.

Si puo' anche scrivere  $G = \frac{\omega w}{\sqrt{V}}$

l'equazione di continuità diventa:

$$w_1 s_1 w_1 = w_2 s_2 w_2$$

$$\frac{w_1 w_1}{V_1} = \frac{w_2 w_2}{V_2}$$

(1)

per liquidi come  $H_2O$  con vol. invariabile si puo' scrivere:

$$w_1 w_1 = w_2 w_2$$

(2)

Se passiamo al campo degli aeriformi ma naturalmente la (2) non si puo' applicare, ha (1) n.

Trasformiamo la \* (operi) del bilancio energetico

Supponiamo che la maggior perdita di energia sia dovuta agli attriti interni aeratori (irreversibilità di 1<sup>a</sup> specie  $\rightarrow$  n. 1a

52

calore dissipato) -

Mettiamo in evidenza nella  $\Delta I$  (al vari) l'effetto dell'attrito: esso infatti è contenuto nella variazione di entalpia

$$** \quad dI = dQ + T dS_g' + A \sigma dp$$

dalle  $\Delta I$  si ha

$$dQ - dI = A (\Delta L' + dE_c + dE_p)$$

ma  $dE_c = \frac{dW^2}{2}$  riferito al filetto elementare

concreto - Tenuto poi conto della variazibilità della velocità si farà anche qui una operazione di media (quadratica)

Quindi in generale la media pesata quadratica e la media pesata aritmetica sono diverse anche se in pratica le variazioni sono abbastanza piccole (5%) nel regime turbolento, non così nel regime tranquillo (40%)

C3

53

Possiamo scindere trascurando la capillarità:

$$dE_p = g dz \quad dz \text{ differenza elementare di quota.}$$

Ottieniamo così la seguente scrittura approssimata utile in pratica:

$$dQ - dI = A \left( dL' + \frac{dW^2}{z} + g dz \right)$$

In generale potrebbe esserci anche deformazione dei tubi con lavoro esterno netto ma a prescindere da questi casi eccezionali si sono fatte che danno la necessaria spinta al fluido. Si hanno così casi con un termine negativo.

Tenendo conto della \*\* si può scrivere

$$A \left( dL' + \frac{dW^2}{z} + g dz \right) = - A \delta p - T dS_j'$$

al posto di  $dS_j'$  scrivo  $A dL_q$  lavoro dovuto agli effetti di irreversibilità  
(attrito + diff. di pressione + diff. di temperatura)

$$\frac{dW^2}{z} + g dz + dL' + dL_q + \delta p = 0$$

Se non ci interessano gli scambi di calore questa seconda formula è molto utile.

NB Queste equazioni sono riferite al kg m

Introduciamo da una pressione differenziale che sulla luce a die dedere con la  $\delta p$  effettiva (variazione di pressione del fluido)  ~~$\delta p'$~~  e' quel termine che multificato per il volume specifico ci dà' quanto del lavoro esterno e formalmente allo stesso modo da' il lavoro di attrito

$$\delta L' = \sigma \delta p'; \quad \delta h_g = \sigma \delta p_g$$

$$e' poi noto che \delta p = f \delta h' = g \sigma \delta h'$$

$$\delta p_g = f \delta h_g = g \sigma \delta h_g \quad \text{quindi}$$

~~$$\delta h_g = \delta h' + \frac{\delta W^2}{2} + g \delta z + g \delta h' + g \delta h'_g + \sigma \delta p = 0$$~~

CG

$$\frac{\rho w^2}{2g} + \frac{dp}{\rho g} + gh_1 + gh_a = 0$$

54

O

NB il calore eventualmente perso o acquisito  
e' compreso nel termine  $\frac{dp}{\rho g}$  e nel  
termine  $gh_a$

O è la equazione di Bernoulli generalizzata  
adattata per via Termodinamica.

NB La relazione starebbe ancora salve anche  
nel caso di sistemi a tre variabili o più  
(comparirebbero nell' entalpia)

NB La O è riferita al peso di Kg

I termini componenti la O sono i "carichi"  
cioè termini energetici riferiti all'urto  
di forza (fless)

 $\frac{dp}{\rho g}$ 

e' la comprimibilità talvolta impo-  
niamamente detta energia di  
pressione (en. interna)

essa e' sempre molto piccola rispetto allo effetti  
di energia interna dovuti alla T (0,1%)

$$? \quad dU = A dV + A \nu dP - dQ - T dS_0'$$

pertanto il termine  $dU$  comprende 4 effetti  
nel sistema:

- ① variazione di energia effettiva
- ② effetto di irreversibilita'
- ③ cambio Termico Totale
- ④ " meccanico " dovuto alle pressioni

Il  $\frac{dU}{dP}$  e' misurabile col piezometro e tutti  
gli altri termini sono misurabili, per  
questo la  $dU$  e' molto usata in pratica  
anche se non sempre la piu' convenientemente  
espressa.

Talvolta questa equazione non e' sufficiente  
a studiare un sistema. Quando si richiedono  
le variazioni termodinamiche:

$$dI = dQ + T dS_0' + A dU$$

$$I_2 - I_1 = Q_{1,2} + A (S_0')_{1,2} + A \int_1^2 T dp \quad XX$$

65

$$U_2 - U_1 = P_{1,2} + A(h_g)_{1,2} - A \int_1^2 p dv \quad XX$$

impropriamente si definisce O equazione delle energie meccanica e le XX equazioni dell'energia termodinamica.

In generale Bernoulli basta per liquidi e per areiformi con diff. di pressione fra un estremo e l'altro del condotto di un 15% -

Per areiformi compressi ci vogliono le XX -

Le forme idrauliche di Bernoulli:

si ottiene integrando

$$\frac{W_2^2 - W_1^2}{2g} + z_2 - z_1 + h_{1,2}' + \left( h_g \right)_{1,2} + \frac{P_2 - P_1}{\gamma} = 0$$

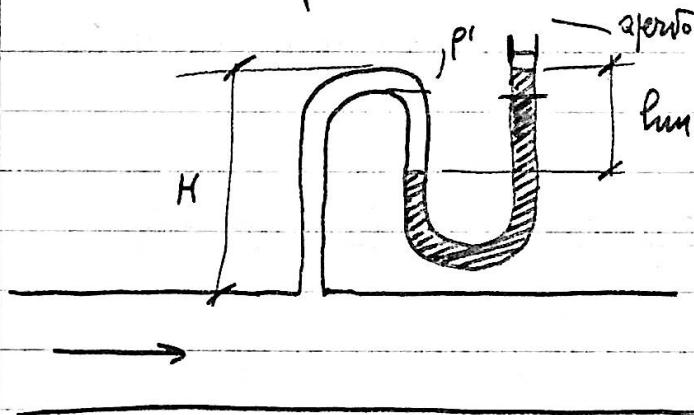
Vediamo ora le misure di freno  
nel moto dei fluidi

55

Pressione assoluta: pressione rilevata da uno strumento in moto col fluido: è quella pressione che interviene nella equazione di Bernoulli

Pressione relativa è riferita alla atmosfera

Ovviamente la prima è poco agevole come misura. Si procede in via indiretta



Definiamo ora rappresentando il distlivello  $l_{m}$

$p_e$  = pressione esterna

$p^1$  = " nel fto in figura

$\gamma$  = peso spc. fluido

$t_m$  = " " mercurio

c6

facendo l'equilibrio

56

$$P_e + \gamma_{\text{mlm}} h_m = p' + \gamma h_m$$

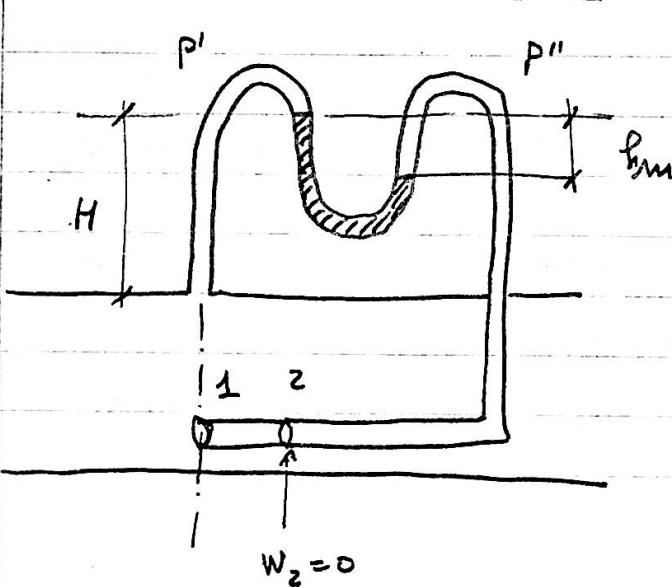
$$p' = P_g - \gamma H$$

$$P_e + \gamma_{\text{mlm}} h_m = P_g - \gamma H + \gamma h_m$$

cioè se  $H$  è dello stesso ordine di  $h_m$ 

$$\gamma_{\text{mlm}} h_m = P_g - P_e - \gamma (\cancel{H} - \cancel{h_m})$$

si ottiene la pressione assoluta o relativa  
(a seconda che il tubo sia aperto o chiuso)



Con Bernoulli applicato tra due regioni

La regione 1 è la sezione del tubo appena  
fa e la velocità è quella del fluido -  
La regione 2 è un po' a monte (c'è  
la sel. del fluido) - Nella sezione  
2 almeno storicamente  $w_2 = 0$

$$\frac{\partial w^2}{2g} + \frac{p_1}{\rho g} + \frac{\partial h_e}{g} + \frac{\partial h_c}{g} + \frac{dp}{\rho g} = 0$$

integrandi

$$\frac{w_2^2 - w_1^2}{2g} = - \int_1^2 \frac{dp}{\rho g} = - \frac{p_2 - p_1}{\rho g}$$

$$\text{ma } w_2 = 0 \Rightarrow$$

$$\frac{w^2}{2g} = \frac{p_2 - p_1}{\rho g} \quad \text{si conclude che } p_1$$

$p_1$  è pressione assoluta e vale prima di entrare  
nel manometro

$p_2$  vale nel manometro ma non saffiamo cosa  
sia

c7

$$P_2 - P_1 = \gamma \frac{w_i^2}{2g} = \gamma \frac{w^2}{2g}$$

57

questo  $P_2$  e' dovuto allo arresto di particelle:  
passaggio da Energia cinetica a potenziale  
delle particelle in moto.

Si parla di pressione dinamica.

$$P_d = \gamma \frac{w^2}{2g}$$

$$p'' + \gamma h_m = p' + \gamma_m h_m \quad \text{ma}$$

$$p' = P_d - \gamma H \quad ; \quad p'' = P_d - \gamma H + p_d$$

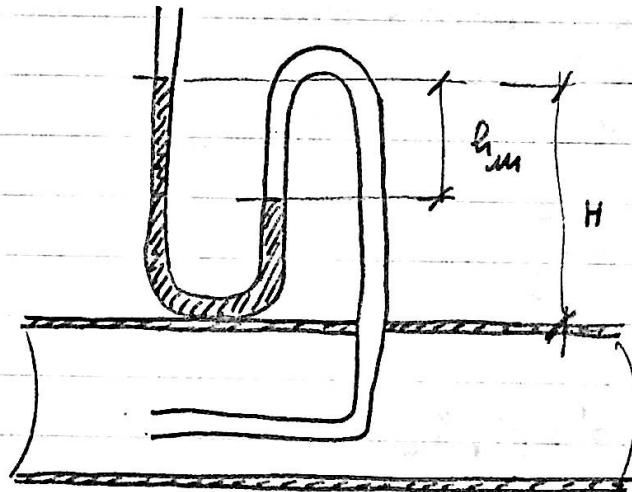
$$\cancel{P_d + P_d - \gamma H + \gamma h_m = P_d - \gamma H + \gamma_m h_m}$$

$$\gamma_m h_m = P_d + \gamma h_m$$

$$P_d = (\gamma_m - \gamma) h_m$$

Pressione totale o pressione di ristagno

Pressione totale = Pressione relativa + Pres. dinamica



facendo il bilancio

$$P_e + \gamma_m h_m = p' + \gamma h_m$$

$$p' = P_g + P_d - \gamma H$$

$$P_e + \gamma_m h_m = P_g + P_d - \gamma H + \gamma h_m$$

$$\gamma_m h_m = (P_g - P_e) + P_d - \gamma (H - h_m)$$

\*  
 $P_r$

c8

il termine si potrà o no essere trascurabile

58

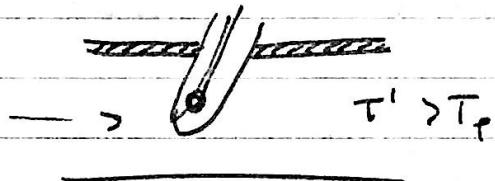
Consideriamo ora la Temperatura



Temperatura misurata = Temp. propria

vista da uno strumento senza moto  
relativo.

Misurando in un pozzetto si ha una misura  
per eccesso dovuta all'urto delle particelle  
che arrivano



Temperatura al ristagno (si suppone che la  
energia delle molecole si trasmette tutta al  
bulbo senza disperdersi - trasformazione  
adiabatica isentropica - cioè tutto il calore  
entrato resta nel termometro -)

Ci sono poi cause di attrito, disperde-  
menti di calore al fluido e quindi anche  
se normalmente

$T' < T_Z$  non e' escluso che  
 $T' > T_Z$  (prevale un fenomeno di moto)

Se il bulbo viene opportunamente schermato si riesce a misurare la  $T_Z$ . Vediamo come risalire alla  $T_P$

Alla  $T_P$  e' associata la  $P_a$

Alla  $T_Z$  " " la  $P_a + P_d$

$$\text{con Poisson } T_P \frac{1-\kappa}{\kappa} = \text{cost}$$

$$\frac{T_Z}{T_P} = \left( \frac{P_a + P_d}{P_a} \right)^{\frac{1-\kappa}{\kappa}}$$

cioe' da qui  
sue le pressioni e conoscendo  $T_Z$   
si arriva a  $T_P$

Misure di velocita' tubo di Pitot  
con esso si misurano pressioni  
totali e pressioni assolute

C9

buchi

59

$$P_0 + P_d \rightarrow$$

$$P + P_d + (H + h_m) \gamma' =$$

$$= \gamma + \gamma' H + \gamma_m h_m \Rightarrow$$

$$P_d = \gamma_m h_m + \gamma' H - \gamma' H = \gamma' h_m \Rightarrow$$

$$P_d = (\gamma_m - \gamma') h_m, \text{ mas } P_d = \gamma \frac{w^2}{2g} \text{ perció'}$$

$$\gamma \frac{w^2}{2g} = (\gamma_m - \gamma') h_m \Rightarrow$$

$$w = \sqrt{\frac{2g (\gamma_m - \gamma') h_m}{\gamma}}$$

dove  $\gamma'$  e' il peso specifico del fluido nel tubo  
che puo' avere un peso specifico diverso dal  
 $\gamma$  del fluido in esame per variazioni  
di temperatura (in genere piccole variazioni)

Usando un opportuno liquido manometrico  
si hanno buone misure di  $W$ .

Con questi strumenti non si possono  
misurare velocita' inferiori a  $10 \frac{m}{s}$   
per simili velocita' si usano metodi  
termici (una corrente gassosa lambendo  
un corpo caldo lo raffredda ed e' una  
funzione tra variazione della temperatura  
e velocita' del fluido)

### Anemometro Termico

un filo percorso da una certa corrente e'  
investito dal soffio del fluido -

~~Per~~ misurando la  $T$  del filo si risale  
alla velocita' del fluido -

Per misurare la  $T$  del filo ci serviamo  
di misure di resistenza (perche' la resistenza  
e' funzione della  $T$  del filo). Metodo + preciso:

Si mantiene  $T$  costante del filo aumentando  
la corrente.

Equazione generale di Bernoulli

$$\frac{w_2^2 - w_1^2}{2g} + (z_2 - z_1) + h_i + h_g + \int_1^2 \frac{dp}{\gamma} = 0$$

dislivello

scambio lavoro  
con l'esterno

lavoro di

attivato

$$\int \frac{dp}{\gamma} = \text{variazione carico piezometrico} \quad [\text{peso specifico}]$$

per i liquidi  $\gamma = \text{cost}$

si dice che l'equazione ha forma idraulica se

$$\int \frac{dp}{\gamma} = \frac{P_2 - P_1}{\gamma}$$

Esaminiamo  $h_i'$  (lavoro esterno netto riferito alla unità di peso)

$\epsilon^+$  se il lavoro è fatto sull'esterno

$\epsilon^-$  " " " " " dall'esterno

in generale  $h' < 0$  (ad es. una pompa che estraie  
in circuito il liquido - Perciò si usa scrivere

$$-h^1 = h_m \quad (\text{riferito al } k_p)$$

da cui

$$h_m = \frac{w_2^2 - w_1^2}{z_2 - z_1} + z_2 - z_1 + \left( hq \right)_{1,2} + \frac{P_2 - P_1}{\gamma}$$

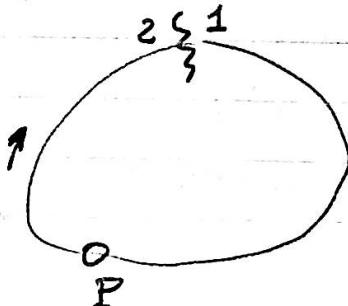
di qui si può ricavare la formula necessaria  
per avere quel dato  $\Delta p$  fra le due porte.

$$W = G_p \cdot h_m$$

portata carico del propulsore

di solito si fruise il carico e la portata.

Caso particolare: circuito chiuso in regime



$$W_2 = W_1$$

$$P_2 = P_1$$

$$z_2 = z_1$$

2.12.2. F

61

$$\text{quindi } h_m = (h_a)_{1,2}$$

questo lavoro lo si estrae in calore

$$Q_{1,2} - A L'_{1,2} = I_2 - I_1 + A \{ G \}$$

in frattina di solito si usano elettrofusori

la potenza della luce è 3 volte la potenza W  
(per ragioni di sicurezza) -

Vediamo ora  $h_a$

supponiamo un tubo d'ipontale,  $\tau = \cos \theta \rightarrow$

$$\rightarrow w'_1 \delta_1 w'_1 = w'_2 \delta_2 w'_2 \Rightarrow w_1 = w_2$$



$$\text{rimane } h_a = \frac{P_2 - P_1}{\gamma}$$

di solito la pressione (è il nostro caso) cade nel senso

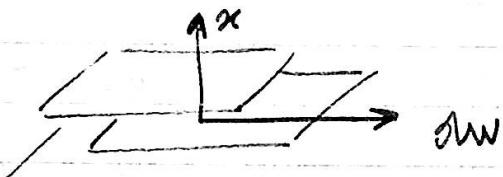
del movimento (a causa dell'attrito) - Possiamo dunque trovare la caduta di carico  $\Delta p = f \cdot h$  (caduta di pressione per attrito) -

Per un tubo a sezione costante si può parlare di caduta lineare di pressione  $\frac{\Delta p}{l}$  (e quindi di caduta lineare di carico) -

per tubi univi:  $\frac{\Delta p}{l} = f(W, \delta, \eta, D)$

viscosità diam. tubo

viscosità



Movono ma c'è una forza che si oppone

$$F = \eta \cdot \frac{dW}{dx} \quad \Rightarrow \quad \eta = \dots \dots \cdot$$

area

Se non vale si ha un fluido non newtoniano

3.12.2. F

62

\* viscosità dinamica  $\eta$   $[L^{-1} M T^{-1}]$

\* viscosità cinematica  $\delta = \frac{\eta}{\rho}$   $[L^2 T^{-1}]$

(infatti nonpare la massa)

Importante applicazione della analisi dimensionale

la cui prima regola è quella della omogeneità.

Dato lo contenuto: . . . . si può scrivere:

$$\frac{dp}{l} = f(W, \delta, \eta, D) = \sum_i A_i W^{u_i} \delta^{x_i} \eta^{y_i} D^{z_i}$$

dell'analisi dimensionale

$$L^{-2} M T^{-2} = (L T^{-1})^u (L^{-3} M)^x (L^{-1} M T^{-1})^y (L)^z$$

si hanno 3 equazioni

$$\begin{cases} -2 = u - 3x - y + z \\ 1 = x + y \\ -2 = -u - y \end{cases}$$

poiché c'è una variabile in più inseriamo  $y$   
come esponente di riferimento:

$$\begin{cases} z = -1 - y \\ x = 1 - y \\ u = z - y \end{cases}$$

sostituiamo nella serie



$$\frac{\Delta P}{l} = \sum_i A_i w^{z-y_i} \delta^{1-y_i} \eta^{y_i} D^{-1-y_i} =$$

$$= \frac{\delta w^2}{D} \sum_i A_i w^{-y_i} \delta^{-y_i} \eta^{y_i} D^{-1-y_i} =$$

$$= \frac{\delta w^2}{D} \sum_i A_i \left( \frac{m}{\delta w D} \right)^{y_i} = \frac{\delta w^2}{2D} f' \left( \frac{m}{\delta w D} \right)$$

adimensionale

definiamo n° di Reynolds

$$N_{Re} = \frac{w D}{v} f \quad (\text{fin' usato } Re)$$

4.12.2.F

63

quindi

$$\frac{\gamma w^2}{2g} \frac{1}{D} f(N_{Re}) \quad \text{quindi}$$

$$\frac{\Delta p}{\rho} = \lambda \frac{1}{D} \frac{\gamma w^2}{2g}$$

ove' finora  $\lambda$  e' valida questa semplice  
relazione -

(oss. una variazione di  $D$  si compensa con  
una variazione di  $WD$  )

NB da quanto detto si vede che date  $n$  varia-  
bili indipendenti :

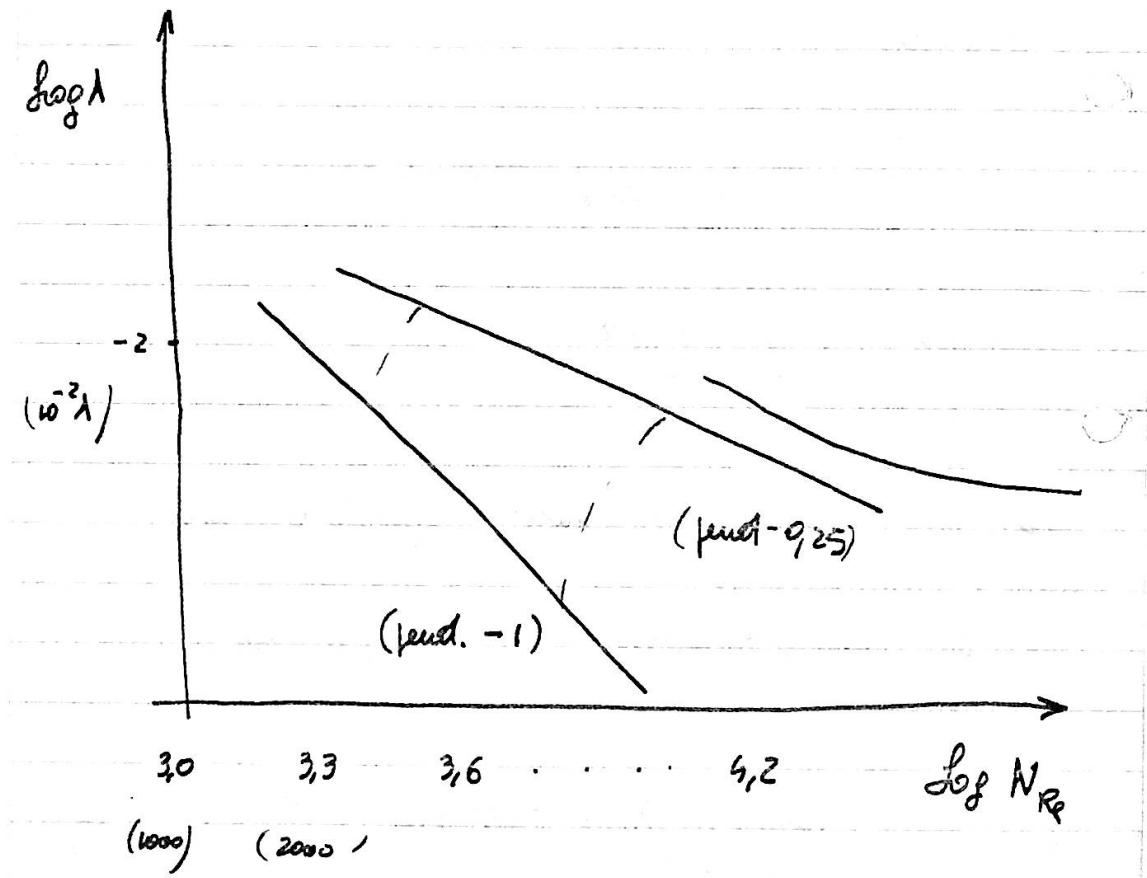
$$n-3 = n_1$$

$n_1$  n° variabili necessarie

riduzione possibile al fatto dimensionale

In Termodinamica dove si hanno 4 grandezze

$$n_1 = n - 4$$



se il fluido è viscoso e  $W$  è fissa, c'è proporzionalità perché il tubo sia buono, il che equivale a dire regime laminare (lamine cilindriche coassiali, = regime visoso)

5-12-2-F

64

la retta 0,25 si riferisce al regime Turbolento o  
orticoso -

Il passaggio dall'uno all'altro si ha solo fra  
le traiettorie con  $N_{Re} 2100 \div 3000$

sotto e' certamente lamellare

20/rag " " orticoso  
in mezzo o l'uno o l'altro

□ Significato della pendenza -1:  $\lambda$  e' inversamente proporzionale alla velocità

nel Turbolento  $\lambda$  e' inversamente proporzionale

a  $\frac{1}{q} \delta$ , quindi e' prop. a  $\frac{7}{4} \delta$  (da e'  
leggermente < 2)

Per u° alti di Re si ha 0,2

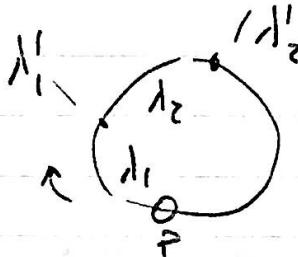
Per rugosi ( $30'000 \div 40'000$ )  $\lambda = \text{cost}$

$$\frac{h_a}{\rho} = \lambda \frac{1}{D} \frac{w^2}{2g} ; \quad h_a = \lambda \frac{\rho}{D} \frac{w^2}{2g}$$

$\Rightarrow$  poi resistenze localizzate 

•  $\rightarrow$ , rubinetti, ...

quindi  $h_a = h_{a_{\text{unif. distribuito}}} + h_{a_{\text{localizzata}}}$



stall' esperienza:

$$\Delta p' = \lambda' \frac{\rho w^2}{2g}$$

localizzati:

$$h' = \lambda' \frac{w^2}{2g}$$

$\lambda'$  va visto caso per caso  $\Rightarrow$  Tabelle]

~~430 + Gabbato~~

65

6-12-2-F

$$\text{quindi } (ha) = \sum_i \lambda_i \frac{l_i w_i^2}{D_i z g} + \sum_j \lambda'_j \frac{w_j^2}{z g} =$$

se assumiamo come velocità una certa misura della velocità  $w$  si ha:

$$= \left[ \sum_i \lambda_i \frac{l_i}{D_i} \alpha_i + \sum_j \lambda'_j \beta_j \right] \frac{w^2}{z g}$$

NB 10% è una ottima approssimazione  
(normalmente 50%)

1.4 - 2.F

66

$$\text{n° di Mach : } M = \frac{w}{w_1}$$

w velocità di spostamento [in essa c'è un trasferimento di massa: gas che fluisce per es.]  
w<sub>1</sub> velocità del suono [trasporta energia]

Quando si supera  $M=1$  si trova di fronte ad una discontinuità di pressione che propagando dà il caratteristico bang.

Quando i satelliti scendono si hanno forti surriscaldamenti [M:  $10 \div 15$  e fin]

Per capire bene questi fenomeni conviene ricordare la equazione di Bernoulli:

$$\frac{w^2}{2} + g dz + \delta f' + \delta \rho_g + \frac{\delta p}{\delta} = 0$$

Supponiamo che  $g dz = \delta f' = \delta \rho_g = 0$  allora

$$w dw + \frac{1}{\delta} \frac{dp}{\delta} = 0$$

ma si sa che vale  $W = \sqrt{\frac{dp}{ds}} \rightarrow$  Equazione di Laplace

$W$  velocità di propagazione di una discontinuità, qui in particolare  $W = W_1$

equazione di Laplace

nei fluidi vale  $W_1 = \sqrt{K \frac{P}{s}}$ ;  $K = \frac{C_P}{C_V}$

se supponiamo che valga  $\delta^k = \cos\theta \rightarrow *$

$$\rightarrow \frac{P_2}{P_1} = \left( \frac{\delta_2}{\delta_1} \right)^K$$

che differenziando ci dà l'equazione di Laplace

[ricordo che  $\delta_2 = \frac{1}{\delta_1}$ ]

~~Equazione di Laplace~~  $W dW + W_1^2 \frac{d\delta}{\delta} = 0$

ma inoltre avevamo supposto  $G = \cos\theta$

ma  $G = w \delta W$  differenziando

$$\delta W \cdot dW + w \cdot w \cdot d\delta + w \cdot \delta \cdot dW = 0$$

dividendo per  $G$   $\frac{\delta}{G} = \cos\theta; \frac{1}{G} d\delta + \frac{-w}{G} dW = 0$

$$dp = \frac{PK d\delta}{\delta}$$

$$\sqrt{\frac{dp}{d\delta}} = \sqrt{K \frac{P}{\delta}} = W_1$$

che è l'equazione di Laplace

2-14-2-8

67

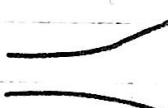
$$\frac{d\omega}{\omega} + \frac{d\delta}{\delta} + \frac{dW}{W} = 0 \quad \text{quindi}$$

$$\frac{d\omega}{\omega} = (M^2 - 1) \frac{dW}{W}$$

Esaminiamo i vari casi:

①  $M < 1$  allora  $d\omega \rightarrow dW$

quindi se  ~~$d\omega > 0$~~



$d\omega > 0$ ,  $dW$  diminuisce

②  $M > 1$  allora  $d\omega \rightarrow dW$

cioè se  $d\omega > 0$   $dW > 0$  cioè si fissa

capire notando che si presenta un brusco cambiamento di densità.

③  $M = 1$  allora  $d\omega = 0$  cioè è un punto

meno possibile solo per sezione max o min  
(o meglio nei punti di stazionarietà)

NB non e' vero il viceversa; cioè in presenza di eroga  
di min o max non necessariamente si ha  $M=1$

Esaminiamo meglio il fenomeno

$$Q_{1,2} - A \delta'_{1,2} = I_2 - I_1 + A \frac{w_2^2 - w_1^2}{2}$$

Supponiamo  $\Rightarrow \delta'_{1,2} = 0$  [gatti rigide]

$$w_1 \ll w_2 \rightarrow w_1 \approx 0$$

$Q_{1,2} = 0$  [perché il fenomeno è molto rapido]

come si vede  $w_2 = w_3$  solo per opportuni valori di  
 $I_2 - I_1$ :

$$I_1 - I_2 = A \frac{w^2}{2}; \quad I_1 - I_c = A \frac{w_c^2}{2}$$

$I_c$  / da avere  $w = w_c$  è un valore

"critico" della entalpia. [supponendo l'entalpia  
all'ingresso nota e costante  $I_1$ ]

□

loriche' vale: reversibilità - gas perfetto -  
adiabaticità - in più' si deve:

$$p_1 T_1^{\frac{K}{1-K}} = \text{cost} \quad p_c T_c^{\frac{K}{1-K}} = p_1 T_1^{\frac{K}{1-K}}; \quad \frac{p_c}{p_1} = \left( \frac{T_c}{T_1} \right)^{\frac{K}{1-K}}$$

$$\frac{p_c}{p_1} = \left( \frac{T_c}{T_1} \right)^{\frac{K}{K-1}}$$

ma vale

~~$$I_A - I_E = A \frac{W_c}{Z} = A \frac{K P_c}{Z \delta_c}; \quad \bar{T}_A - \bar{T}_E = \frac{A K P_c}{Z \delta_c c_p}$$~~

ma

$$\frac{p_c}{\delta_c} = P_1 T_c \quad \bar{T}_E - \bar{T}_C = \frac{A K}{Z c_p} P_1 T_c; \quad A P_1 = c_p - c_v$$

$$\bar{T}_E - \bar{T}_C = \frac{c_p - c_v}{Z c_p} K T_c; \quad -Z(\bar{T}_C - \bar{T}_1) = \left(1 - \frac{1}{K}\right) K T_c$$

$$Z \bar{T}_E - Z \bar{T}_C = K T_c - T_c \quad Z \cancel{\frac{T_c}{T_1}} - Z \frac{T_c}{T_1} (K-1) \frac{T_c}{T_1}$$

$$(K-1+Z) \frac{T_c}{T_1} = Z \quad \frac{T_c}{T_1} = \frac{Z}{K+1} \quad \rightarrow$$

$$\frac{p_c}{p_1} = \left( \frac{Z}{K+1} \right)^{\frac{K}{K-1}}$$

3.14.2.F

69

se assumessimo la reversibilità del fenomeno

dato  $I_c \rightarrow P_c$  [mediante l'equazione  
di stato]  $\rightarrow T_c$

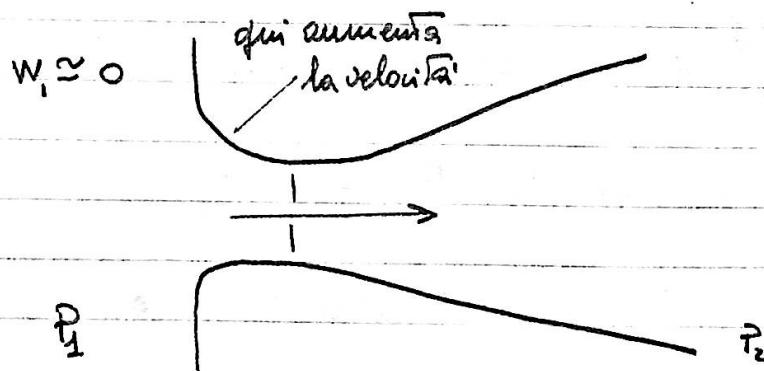
inoltre vale  $dI = c_p dT$

defin  $P_c$  = pressione critica di afflusso

vale  $\frac{P_c}{P_1} = \left(\frac{2}{K+1}\right)^{\frac{K}{K-1}}$   $\square$

la cosa importante è che questo rapporto è  
funzione solo di K e che è sempre > 0,5  
ad es. per i biaatomici = 0,528

### Ugello di De la Valle



in questo ugello sono possibili velocità ipersoniche  
se le corrispondenti  $I_1$  e  $I_2$  / le corrispondenti  
 $I_1$  e  $I_2$  /  $I_1 - I_2 > I_c - I_c$

quindi deve essere  $P_2 < P_c$

nella sezione minima c'è  $P_c \rightarrow I_c$   
quindi c'è la velocità del suono

Poiché dopo  $\partial w \rightarrow \partial W$  è stato spiegato il  
fatto che l'ugello divergente.

Questo fatto si può spiegare con l'equazione  
della portata che deve essere costante

$$w_c \delta_c w_c = G = \text{cost}$$

$\frac{\partial \delta}{\partial s}$  si ricava dall'equazione di Poisson

$$\text{differenziando ho } \frac{\partial W^2}{\partial z} = I_1 - I_2$$

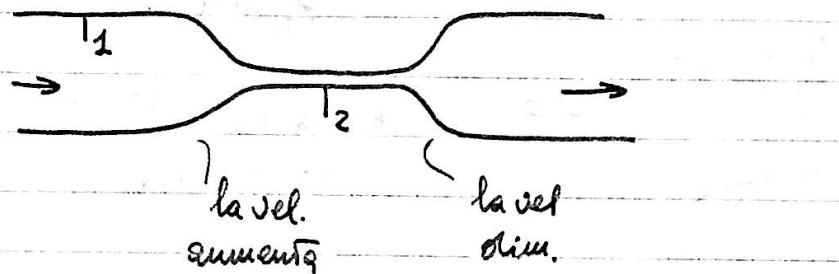
si ha l'ultimo addendo dello

4.15.2.5

70

### Tubo di Venturi

$M < 1$



rispetti  $\frac{\partial w^2}{2} + \frac{\partial p}{\rho} = 0$

$w \uparrow, p \downarrow$

NB ecco un caso in cui la pressione aumenta nel senso del movimento -

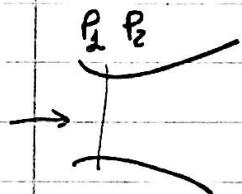
i)

{ lo si usa all'uscita dei condizionatori  
perche' si aumenta la pressione  
perche' la dim. di velocità esita  
turbolenta nei locali (stifferi)

i) lo si puo' usare come misuratore di portata  
misurando le pressioni su 1 e 2 ...

$$G_p = K \frac{w_1^2}{2g} H$$

## Muro del sonno



$P_1 \neq P_2$  c'è una discontinuità  
di pressione

Supponiamo

queste ipotesi fanno essere reale se  $\Delta S > 0$   $P_1 \neq P_2 \rightarrow$

$$\Delta S > 0$$

l'esperimento mostra che se

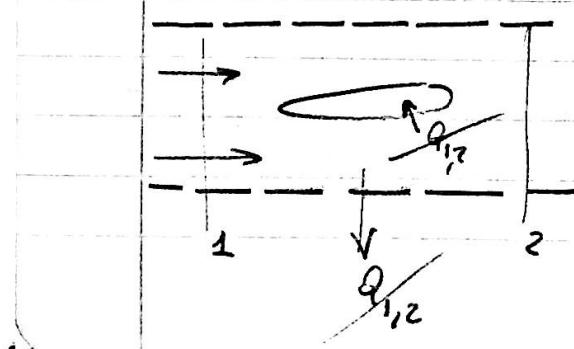
$M < 1$   $P_1 \neq P_2 \rightarrow \Delta S < 0$  non accettabile

$M > 1$   $P_1 \neq P_2 \rightarrow \Delta S > 0$  buona

ed è ciò che si presenta nel muro del sonno

(bang)

## Barriera Termica



Supponiamo il  
contorno -- fino  
e nulli gli scambi  
di calore

5. 14.2. F

71

il fluido lambendo il wyo, per attrito perde velocità. (caso limite, la velocità è tutta perduta). Vale

$$I_1 - I_2 = A \frac{w_i^2}{2}$$

per un fenomeno adiabatico

$$c_p \Delta T_0 = A \frac{w_i^2}{2}$$

surriscaldamento

dato  $w_i$  tutto è determinato

se non è adiabatico si avrà  $\Delta T < \Delta T_0$

$$\rightarrow \Delta T = \Theta \frac{A w_i^2}{2 c_p} \quad \Theta < 1$$

$$\propto M < 1 \quad \Delta T \approx 10^\circ$$

$$M = 2 \quad \Delta T \approx 100^\circ$$

$$M \gg 2 \quad \Delta T \approx w^3$$

di qui la necessità di studi fermici.  
Sono spesso formati da sostanze volatili.