



Corso Luigi Einaudi, 55 - Torino

Appunti universitari

Tesi di laurea

Cartoleria e cancelleria

Stampa file e fotocopie

Print on demand

Rilegature

NUMERO: 1837A -

ANNO: 2016

A P P U N T I

STUDENTE: Rinaldi Giovanna

MATERIA: Fondamenti di macchine (Appunti + schemi
+esercitazioni - prof. d'Ambrosio)

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.

FONDAMENTI di MACCHINE e OLEODINAMICA

1°Q

8 CFU

8 CFU

Stefano d'Ambrosio

Materiale :- Libro "Complementi di Macchine", Prof. Catania, Lenzotto & Bello, 1979

→ No usiamo per 1/2 corso
1/3 per il corso di macchine successivo

- Appunti su portale
- Programma entalpico del vapore d'acqua, CUMT

Esame : FdM → SCRITTO con 2 esercizi, valore 15/30 l'uno, in $2 + \frac{1}{4}$ h o $\frac{1}{4}$ (Pausa)

FdO → 2 DOMANDE $\rightarrow \approx$ esercitazione in cui si illustra il funzionamento di un componente
APERTE SCRITTE

Per entrare ORALE EVENTUALE - per voto 18 ÷ 22 o 24 (da decidere)
- per incrementarlo

ORALE OBBLIGATORIO - per 15 ÷ 18

↳ Voto Finale come MEDIA PONDERATA

- FdO DOMANDE: ^{Ado uno}
- Schema funzionale di valvola → ricevere il simbolo equivalente ISO
 - Pompe:
 - Descrivere dipendenza η_v da p e v per applicazioni ad alta pressione.
 - Parte Iniziale (no disaccoppiamento)
 - Classificazione. Una in particolare (non in generale)
 - Determinare la formula dell'entalpia liquido, dimostrarla, dando per scontato le eq. m. di Maxwell
 - Dimostrare la formula ... (es: flusso di Couette)
- due dettagliate

Per ENERGIA PRIMARIA intendiamo una forma di E disponibile in natura che non è stata ancora convertita.

Ci sono esempi di E PRIMARIA

- RINNOVABILE → es: petrolio, gas naturale, carbone, E geotermica (vulcanesimo), E solare, E eolica, E maree
→ anche se i tempi sono lunghissimi
- NON RINNOVABILE → es: idraulica, potenziale nucleare in comb. nucleare trasformato con fissione o fusione

Tornando alla classificazione delle macchine in base a:

* NATURA del FLUIDO di LAVORO:

- MACCHINA IDRAULICA in cui il fluido di lavoro è incompressibile e in cui i fenomeni termici etc. possono essere presenti non sono rilevanti per il lavoro scambiato tra fluido e macchina.
- MACCHINA TERMICA in cui il fluido è compressibile e in cui i fenomeni termici sono rilevanti e quindi devono essere tenuti conto per lavoro e forze.

* PRINCIPIO di FUNZIONAMENTO:

- MACCH. DINAMICA o TURBOMACCHINA in cui il flusso di corrente fluida è continuo e lo scambio di energia avviene in modo continuo tra una corrente fluida e una palettatura (palette mobili) che ruotano rispetto a un asse fisso.

L'elemento mobile è detto GIRANTE e permette lo scambio di lavoro dovuto a variazioni di pressione e quantità di moto all'interno della macchina.

Ingresso e uscita rispetto alla macchina non sono mai isolate tra loro.

- MACCH. VOLUMETRICA ha funzionamento intermittente (non elico: porzioni di fluido): una porzione di fluido viene isolata dall'ingresso e poi forzata ad andare nell'ambiente dell'uscita.
 Questo fluido isolato dall'ingresso viene forzato ad andare nell'ambiente dell'uscita.

Questo fluido isolato per un certo tempo può subire una riduzione di volume oppure no.

Definisco SISTEMA APERTO una porzione ben definita dello spazio. Fisso l'attenzione su essa succede in una porzione di spazio (es: sfera attorno a un punto)

Posso avere variazioni di E , q , M o g e di massa. Parleremo di Superficie di controllo (chiusa per non perdere pezzi e quindi contributi).

Per esempio nella turbomacchina vi sarà un volume di controllo

Chiameremo ESTERNO tutto quello che non è sistema. Le interazioni di E tra SISTEMA ed ESTERNO avvengono attraverso scambi di lavoro e calore/energia.

Definiremo PROPRIETÀ una quantità che posso osservare e misurare del sistema che assume lo stesso valore ogni volta che il sistema è riportato nelle stesse condizioni indipendentemente dalle condizioni di partenza, da come ho riportato il sistema in quelle condizioni. Ciò servirà a definire lo stato del sistema.

Esempi di PROPRIETÀ INTENSIVE sono $\frac{1}{2}(m)$

- pressione del sistema P
- temperatura T
- densità = massa riferita al volume ma può variare da un punto all'altro \Rightarrow definisco un punto \Rightarrow

Lettere maiuscole

- Energia cinetica per unità di massa E_c
- volume massico (per unità di massa) $v = 1/\rho = \Delta V / \Delta m$

$$\rho = \frac{\Delta m}{\Delta V} \rightarrow \text{volume del sistema}$$

quantità infinitesime
 Vedremo il tutto come un continuo $\Rightarrow \rho$ è il limite del $\Delta V \rightarrow 0$ mantenendo la continuità.

Esempi di PROPRIETÀ ESTENSIVE sono $\frac{1}{2}(m)$

- volume complessivo $V = V_m$ se v è costante (più è la massa più è il volume)
- Energia cinetica del sistema E_c
- (No P e T !!)

Lettere maiuscole estensive

Posso effettuare lo studio di un sistema con approccio:

- LAGRANGIANO → sistema chiuso → attenzione su una porzione ben definita di materia Volume di controllo
es: foglie che cadono nel tempo
- EULERIANO → sistema aperto → attenzione su una porzione ben definita dello spazio e quindi su un volume di controllo
es: esistenza quante foglie passano per un punto

Parleremo di MOTO STAZIONARIO o PERMANENTE e in esso le proprietà della corrente fluida sono indipendenti dal tempo

Si riscontrano spesso nelle macchine (turbomacchine)

un MOTO CICLICO le proprietà ^{che} periodicamente ritornano nelle stesse condizioni.

Si riscontrano nelle macchine a combustione interna.

Nei MOTO UNIDIMENSIONALE le proprietà della corrente possono essere considerate costanti lungo una direzione perpendicolare alla direzione del moto della corrente e quindi al condotto.

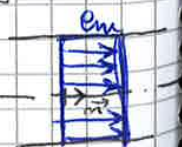


\vec{n} : vettore (vettore di lunghezza unitaria) uscente che individua la superficie

A volte faccio delle approssimazioni

es: andamento della velocità spostandosi diminuisce e si annulla sui bordi del condotto

Non considero la velocità che varia ma v_{media}: $e_m = \frac{1}{A} \int_A \vec{c} \cdot \vec{n} dA$
oss: la portata nei due casi è la stessa



Nei MOTO UNIFORME le proprietà cambiano nel tempo ma sono uguali in tutti i punti

Convenzioni:

Calore e lavoro che il sistema riceve dall'esterno ^{solo} utilizzati per aumentare l'energia del sistema.

⇒ Il calore $\left\{ \begin{matrix} \dot{Q} \\ \dot{Q} \\ \dot{Q} \end{matrix} \right\} > 0$ se esterno \rightarrow sistema $\left(\begin{matrix} \text{quindi dall'esterno va verso} \\ \text{il sistema e quindi è} \\ \text{ricevuto dal sistema} \end{matrix} \right)$

⇒ Il lavoro $\left\{ \begin{matrix} \dot{W} \\ \dot{W} \\ \dot{W} \end{matrix} \right\} > 0$ se esterno \rightarrow sistema $\left(\begin{matrix} \text{è l'esterno che compie} \\ \text{lavoro sul sistema ovvero} \\ \text{è ricevuto dal sistema} \end{matrix} \right)$

Consideriamo la massa del sistema m_s la superficie di contorno nell'area di scambio dell'area dA individuato dal vettore uscente \vec{n}

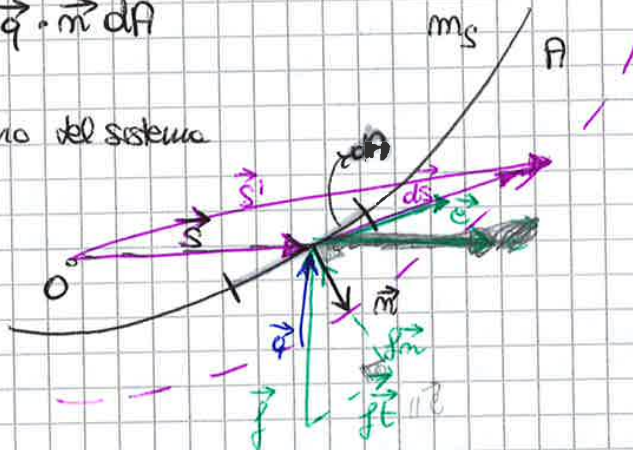
\vec{q} : calore scambiato all'unità di tempo attraverso dA fra sistema ed esterno

Si definisce $\dot{Q} = \int_{AR} \vec{q} \cdot \vec{n} dA$

Se il calore va all'interno del sistema (ambiente) $[>0]$

⇒ \vec{q} e \vec{n} avranno direzioni opposte

⇒ $\int \vec{q} \cdot \vec{n} < 0$
 $\int -\vec{q} \cdot \vec{n} > 0$



devrebbero essere 2 disegni distinti uno per \vec{q} e \vec{e}

$\vec{e} = \frac{d\vec{s}}{dt}$ → vettore velocità che mi indica come si sta spostando dA (il punto)

$\vec{f} = \frac{d\vec{F}}{dA} = \vec{f}_m + \vec{f}_t$ → Forza riferita all'area (per unità di area)

⇒ Dopo un tempo dt la Superficie si sarà spostata nella linea tratteggiata.

$d\vec{s}$ e \vec{e} sono quindi sulla stessa direzione per la definizione di \vec{e}

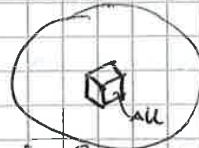
⇒ $\dot{Q} = \int_A \vec{f} \cdot \vec{e} dA = \int_A (\vec{f}_m) \cdot \vec{e} dA + \int_A \vec{f}_t \cdot \vec{e} dA$ → 0 perché $f_t \ll \gamma m$

potenza meccanica che agisce nella zona di contorno tra sistema ed esterno

\vec{p} pressione che agisce sull'area dA in direzione opposta al vettore uscente (la \vec{p} è sempre entrante)

⇒ $\vec{f}_m = -p \vec{n}$

$$* U = \int_m U dm = \int_v U \rho dv$$



U è dovuto alla sua temperatura e ai suoi legami chimici:

$$U = U_t + U_{ch}$$

↑
ENERGIA
INTERNA
MASSICA

↑
STATO
TERMODINAMICO

STATO CHIMICO dovuto ai legami chimici

Spesso rimane costante (se non ha combustione)
⇒ Variazioni di energia interna saranno dovute a variazioni termiche.

* Contributo dell'energia cinetica

$$E_c = \int_m E_c dm = \int_v E_c \rho dv$$

rispetto al sistema di Riferimento considerato:

- inerziale
- non inerziale

$$E_c = \frac{1}{2} v^2 \text{ è legato all'unità di massa}$$

* Energia gravitazionale

$$E_g = \int_m E_g dm = \int_v E_g \rho dv$$

$$E_g = gz$$

↑ all'unità di massa
entro il campo delle forze gravitazionali



energia da fornire dall'esterno per spostare m

$$* E_w = \int_m E_w dm = \int_v E_w \rho dv$$

$$E_w = \int_0^r (-\omega^2 x) dx = -\frac{\omega^2 x^2}{2}$$

↑ accelerazione centrifuga



Convenzionalmente • $E_w = 0$ sull'asse di rotazione

• Il valore è max non meno che si sposta diventa negativo

$$\Rightarrow \int E_w \text{ iniziale} \\ E_w \text{ finale sull'asse max}$$

$$\Rightarrow E_w \text{ finale} - E_w \text{ iniziale} > 0$$

$$-\frac{\omega^2 x_f^2}{2} - \left(-\frac{\omega^2 x_i^2}{2} \right) > 0$$

perché $x=0$

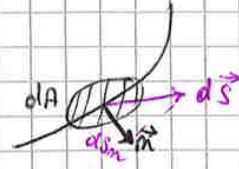
Un'ulteriore funzione di stato è l'entalpia: $h = u + p v$

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

ENERGIA INTERNA ↑ PRESSIONE ↑ VOLUME MASSICO

$$\Rightarrow \oint \delta Q + \oint L_w = du + p dv = dh - v dp - p dv + p dv$$

Si definisce portata: $\dot{m} = \int_A \rho \vec{c} \cdot \vec{n} dA = \frac{dm}{dt}$



è la quantità di massa che attraversa l'area in una certa unità di tempo

Lo dimostriamo:

$$\vec{c} = \frac{d\vec{s}}{dt}$$

dS_n = segmento (non vettore) pari alla proiezione lungo n

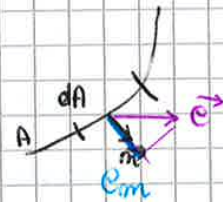
$$\Rightarrow \dot{m} = \int_A \rho \frac{d\vec{s} \cdot \vec{n}}{dt} dA = \int_A \rho \frac{dS_n}{dt} dA = \int_V \rho \frac{d^2V}{dt} = \rho \frac{dV}{dt} = \frac{dm}{dt}$$

Allora effettivamente la portata è una variazione di massa nell'unità di tempo attraverso l'area.

Allora:

$$\dot{m} = \int_A \rho \vec{c} \cdot \vec{n} dA = \rho \underbrace{(\vec{c} \cdot \vec{n})}_{e_m} \int_A dA = \rho e_m A = \frac{dm}{dt}$$

e_m : proiezione su n ($\perp \vec{n}$)
 e_m : componente meridionale



Nel caso di MOTO UNIDIMENSIONALE le proprietà sono uguali su tutta la portata del fluido allora:
 • ρ porta fuori dall'integrale ρ
 • v media

Abbiamo considerato l'approccio lagrangiano (le particelle sono le stesse).

Ora consideriamo l'approccio euleriano → sistemi aperti

Se $dt \rightarrow 0$ ottengo un lim del rapporto incrementale e quindi ottengo la derivata.

I: $N(x) \rightarrow$ derivato sostanziale con le stesse particelle

II: $D(x) \rightarrow$ considero lo stesso spazio ma non le stesse particelle
 \Rightarrow derivato non sostanziale
 \Rightarrow derivato rispetto al tempo mantenendo fisse le posizioni.

$$\frac{dm_s}{dt} = \frac{\partial m}{\partial t} + \dot{m}_z - \dot{m}_x$$

\uparrow \uparrow
 USCENTE ENTRANTE

TEOREMA del TRASPORTO di REYNOLDS:

$$\frac{dm_s}{dt} = \frac{\partial m}{\partial t} + \sum_j \dot{m}_j$$

j = generico uscita o ingresso \Rightarrow

$$\begin{cases} \dot{m}_j > 0 & \text{se uscente dal sistema} \\ \dot{m}_j < 0 & \text{se entrante nel sistema} \end{cases}$$

$\frac{dm_s}{dt} = 0$ perché la massa del sistema chiuso è costante

Eq. ne di conservazione della massa (o della portata)

\Rightarrow

$$\frac{\partial m}{\partial t} + \sum_j \dot{m}_j = 0$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho dV + \int_{A=A_1+A_2+A_{ext}} \rho \vec{e} \cdot \vec{n} dA = 0$$

2 equivalenti.

oss:
$$\frac{dX_s}{dt} = \frac{\partial X}{\partial t} + \sum_j X_j \dot{m}_j$$

con X = massa, energia, quantità di moto, momento della quantità di moto

ci permette di passare dal sistema chiuso a quello Aperto:

Variazioni del sistema chiuso = Variazioni del sistema Aperto + Flusso netto di quella grandezza attraverso il sistema Aperto (S di controllo)

EQ. NC di CONSERVAZIONE dell'ENERGIA
~~di CONSERVAZIONE della MASSA~~

$t_0 \rightarrow E_s(t_0) = E(t_0)$
 SIST. CHIUSO SIST. APERTO

All'istante t_0 cioè l'energia del sistema chiuso uguale a quella del sistema aperto

$t_0 + dt \rightarrow E_s(t_0 + dt) = E(t_0 + dt) + dE_2 - dE_1$

All'istante $t_0 + dt$ cioè l'energia del sistema ^{chiuso} $(t_0 + dt)$ pari a quella del sistema aperto $(t_0 + dt)$ + energia entrata - energia uscita.

Dividendo rispetto al tempo la differenza

$\dot{E} = \text{flusso di energia} = \int_A pE \vec{e} \cdot \vec{m} dA$

energia massica:
 $E = U + E_c + E_g + \text{forme di E e/o massici} =$
 $= U + \frac{c^2}{2} + g^2$

$\frac{dE_s}{dt} = \frac{dE}{dt} + \sum_j E_j$

→ Variazione dell'energia del sistema rispetto al tempo

Porzione definita di materia suscettibile di AQ e AI ma non Amasso. L'E può cambiare in seguito a variazioni con l'esterno ⇒ diverso da zero

Avremmo scritto per il sistema chiuso:

$\dot{Q} + \dot{L} = \frac{dE_s}{dt}$

Allora sostituisco la relazione precedente

$\dot{Q} + \dot{L} = \left[\frac{dE}{dt} + \sum_j E_j \right]$

$\dot{L} = \dot{L}_i + \int_A \vec{f} \cdot \vec{e} dA =$

CAVORO INTERNO TECNICO escluso del fluido dalla palette
E' legato alle forze che vengono scambiate tra palette
e fluido.



$= \dot{L}_i + \int_{A_1} \vec{f} \cdot \vec{e} dA + \int_{A_2} \vec{f} \cdot \vec{e} dA + \int_{A_{ext}} \vec{f} \cdot \vec{e} dA =$

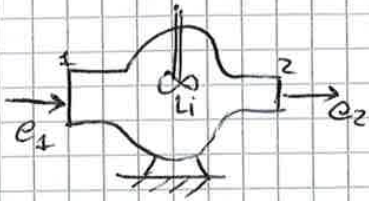
$\dot{L} = \dot{L}_i + \int_{A_1} (-p\vec{m} + \vec{f}_t) \cdot \vec{e} dA + \int_{A_2} (-p\vec{m} + \vec{f}_t) \cdot \vec{e} dA + \int_{A_{ext}} (-p\vec{m} + \vec{f}_t) \cdot \vec{e} dA \rightarrow 0$

vedo la forza come somma di una componente normale ed una tangenziale (\vec{m} e' sempre uscente)

→ Approssimazione: • $\vec{f}_t = 0$ perché $\vec{f}_t \ll p\vec{m}$
 • $\vec{m} \cdot \vec{e} = 0$ in flat

Considero un MOTO STAZIONARIO, UNIDIMENSIONALE con 1 INGRESSO e 1 USCITA

variazioni rispetto al tempo nullo $\Rightarrow \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t} = 0$



$$\dot{Q} + \dot{L}_i = \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t} + \sum_j \dot{m}_j E_{Pj}$$

$\dot{m}_1 = \dot{m}_2 = \dot{m}$ perché MOTO STAZIONARIO, 1 IN, 1 OUT

$$\begin{aligned} \dot{Q} + \dot{L}_i &= \dot{m}_2 \left(h_2 + \frac{e_2^2}{2} + g z_2 \right) - \dot{m}_1 \left(h_1 + \frac{e_1^2}{2} + g z_1 \right) = \\ &= \dot{m} (\Delta h + \Delta E_e + \Delta E_g) \end{aligned}$$

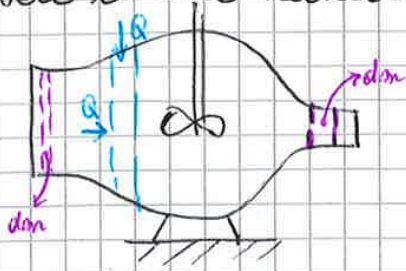
$$\Rightarrow \dot{Q} + \dot{L}_i = \dot{m} \left[(h_2 - h_1) + \left(\frac{e_2^2 - e_1^2}{2} \right) + g(z_2 - z_1) \right]$$

diviso per \dot{m} :

$$\boxed{Q + L_i = \Delta h + \Delta E_e + \Delta E_g}$$

1° Principio per Moto Stazionario
Unidimensionale 1 IN 1 OUT

Considero il caso particolare: MOTO STAZIONARIO UNIDIMENSIONALE IN OUT



Considero la massa dm che all'istante t_i si trova in prossimità della sezione 1. Se il fluido va da DS a SN, in t_f , dm transita in prossimità della sezione 2.

* Considero uno studio lagrangiano e concentro l'attenzione su dm

$$Q + L = \Delta U + \Delta E_c + \Delta E_g$$

Δ = differenza per la massa dm tra t_f e t_i ($\neq t$, stesso m)

Se considero dm piccolo $\Rightarrow h$ piccola \Rightarrow In condizioni stazionarie $h =$ sezione 2 - sezione 1

$\Rightarrow \Delta$ = differenza di proprietà tra la sezione 2 e la sezione 1 enunciato allo stesso istante di tempo

Moto stazionario \uparrow \Rightarrow il tempo non incide

\Rightarrow posso vedere sia al variare di tempo che allo stesso istante

Per il calcolo affermiamo che:

La particella evolve da t_i a t_f da 1 a 2. Al generico istante di tempo ricevuto:

$$\left\{ \begin{array}{l} Q \text{ dall'esterno} \\ Q \text{ dal fluido adiacente} \end{array} \right.$$

\Rightarrow Da t_i a t_f complessivamente ricevuto ΔQ

$$t_i \rightarrow t_f : \int Q = \dot{Q} dt$$

PUNTO DI VISTA SOSTANZIALE

calore ricevuto nel tempo

Somma tutti i contributi di calore che ho nel tempo:

$$Q = \frac{\int \dot{Q}}{dm}$$

\uparrow
massa

* Dal punto di vista Euleriano definisco

$$Q = \frac{\dot{Q}}{\dot{m}}$$

\leftarrow POTENZA ISTANTANEA
 \leftarrow PORTATA

La generica particella dopo un piccolo istante di tempo si sposterà

ma se stazionaria calore Q ricevuto precedentemente quando si

sposta \Rightarrow Tutti i contributi ricevuti dall'esterno, spostandosi da

DS a SN, se elidono \Rightarrow $Q_{lagrangiano} = Q_{euleriano}$
 \hookrightarrow scambiato con l'esterno

② 1° Principio con Teorema di conservazione dell'Energia Meccanica

$$\delta Q + \delta L_w = dh - v dp$$

Integro tra t_i e t_f

$$Q + L_w = \Delta h - \int_{t_i}^{t_f} v dp \Rightarrow Q = \Delta h - \int_{t_i}^{t_f} v dp - L_w \quad (1)$$

Se siamo in condizioni stazionarie $t_1 = 1$; $t_2 = 2$

coincide con la situazione dello scivolo.

Sono termini che in questo caso particolare sono uguali tra loro.

$$Q + L_i = \Delta h + \Delta E_e + \Delta E_g \quad \text{sostituisco (1)}$$

$$\Rightarrow L_i + \left(\Delta h - \int_1^2 v dp - L_w \right) = \Delta h + \Delta E_e + \Delta E_g \Rightarrow$$

\Rightarrow **TEOREMA di BERNOULLI GENERALIZZATO**

$$L_i = \int_1^2 v dp + \Delta E_e + \Delta E_g + L_w$$

H_p : Moto stazionario, Unidimensionale, In, Out

Per una macchina idraulica (fluido incompressibile) (preost) androno a serbatoi:

$$L_i = \frac{\Delta P}{\rho} + \Delta E_e + \Delta E_g + L_w$$

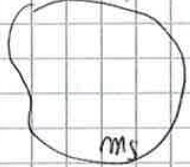
Conclusione: Chiamo con lo stesso nome quantità che corrispondono allo stesso caso.

③ legge di conservazione della quantità di moto

la risultante di tutte le forze esterne applicate al sistema è uguale alla differenza della quantità di moto applicata al sistema

$$\vec{J} = \int_m \vec{e} dm = \int_V \rho \vec{e} dV$$

↑
quantità di moto del sistema $m\vec{s}$



2° LEGGE di NEWTON

$$\vec{R} = \frac{d\vec{J}_s}{dt}$$

$$\vec{F} = \frac{d}{dt} (m\vec{e}) = m\vec{a}$$

↑
Somma di tutte le forze

↑
accelerazione risultante

↑
quantità di moto

Spesso valuteremo una formulazione subziona o locale

⇒ Usiamo il Teorema del trasporto di Reynolds

$$\vec{R} = \frac{d\vec{J}_s}{dt} = \frac{\partial \vec{J}}{\partial t} + \sum_J \vec{J}_J$$

≈ 0

nel caso di moto stazionario non ho nulla che dipende dal tempo

← quantità di moto relativo al numero di ingresso e di uscita

Quando parliamo

- della massa : $\dot{m} = \int_A \rho \vec{e} \cdot \vec{n} dA$

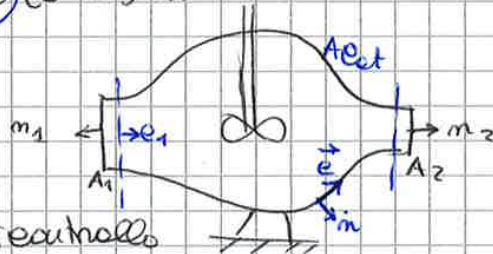
- dell'energia : $\dot{E} = \int_A \rho E \vec{e} \cdot \vec{n} dA$

↑
flusso di energia

Ora

- di quantità di moto : $\dot{j} = \int_A \rho \vec{e} (\vec{e} \cdot \vec{n}) dA$

$$\Rightarrow \vec{R} = \int_A \rho \vec{e} \cdot (\vec{e} \cdot \vec{n}) dA =$$



Moto Stazionario Unidimensionale 1D/10U

considero tutta l'area del volume di controllo

$$= \int_{A_1} \rho \vec{e} (\vec{e} \cdot \vec{n}) dA + \int_{A_2} \rho \vec{e} (\vec{e} \cdot \vec{n}) dA + \int_{A_{cont}} \rho \vec{e} (\vec{e} \cdot \vec{n}) dA =$$

$$= \rho_1 (-e_{1m}) A_1 e_1 + \rho_2 (e_{2m}) A_2 e_2 =$$

$$= -\dot{m}_1 e_1 + \dot{m}_2 e_2 = \dot{m} (e_2 - e_1) \Rightarrow \vec{R} = \dot{m} (e_2 - e_1)$$

④ In realtà utilizzeremo maggiormente per le turbomacchine la legge di conservazione del momento delle quantità di moto

Vogliamo lavoro interno, coppia, potenza scambiata tra fluido e palette/ruote:

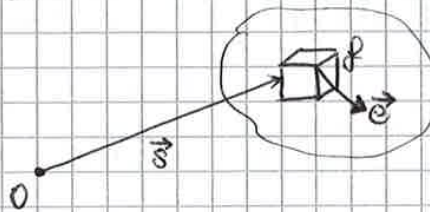
- ▲ Per la macchina operatrice: esterno → sistema ⇒ la palette/ruote cede lavoro/coppia
- ▲ Per la macchina motrice: sistema → esterno ⇒ il fluido cede lavoro/coppia

Il momento di tutte le forze esterne applicate al sistema e velocità rispetto a un punto fisso O ed è pari alla variazione del momento delle quantità di moto del sistema (\vec{k}_S)

$$\vec{M}_O = \frac{d\vec{k}_S}{dt}$$

$$\vec{k}_S = \int_m (\vec{s} \times \vec{e}) dm = \int_V \rho \vec{s} \times \vec{e} dV$$

posizione della massicella di densità ρ con velocità \vec{e}



Utilizzo il Teorema del trasporto per passare da una formulazione lagrangiana a una Euleroiana.

$$\Rightarrow \vec{M}_O = \frac{d\vec{k}}{dt} + \sum_j \dot{k}_j$$

↳ del Vol. controllato
↳ 0 in Moto Stazionario

$$\dot{k}_j = \int \rho (\vec{s} \times \vec{e}) (\vec{e} \cdot \vec{n}) dA$$

Ricorda ρ (massa), ρE (energia), ρc (quantità di moto), $\rho (\vec{s} \times \vec{e})$ (momento delle quantità di moto)

Considero il mio sistema stazionario unidimensionale con ingresso e uscita:

$$\vec{M}_O = \int_{A_1} \rho (\vec{s} \times \vec{e}) (\vec{e} \cdot \vec{n}) dA + \int_{A_2} \rho (\vec{s} \times \vec{e}) (\vec{e} \cdot \vec{n}) dA + \int_{A_{ext}} \rho (\vec{s} \times \vec{e}) (\vec{e} \cdot \vec{n}) dA$$

$$\begin{aligned} \Rightarrow M_a &= \int_{A_1} \rho x \vec{e}_x \times (\vec{e}_u \vec{\lambda}) (\vec{e} \cdot \vec{m}) dA \cdot \vec{u} + \int_{A_2} \dots = \\ &= \int_{A_1} \rho x \vec{e}_u \vec{\mu} \rho (\vec{e} \cdot \vec{m}) dA \cdot \vec{\mu} + \int_{A_2} \dots = \\ &= \int_{A_1} \rho x \vec{e}_u \rho (\vec{e} \cdot \vec{m}) dA + \int_{A_2} \dots = \\ &= \rho_1 \vec{e}_{1u} \rho_1 (-\vec{e}_{1m}) A_1 + \rho_2 \vec{e}_{2u} \rho_2 (\vec{e}_{2m}) A_2 \Rightarrow \end{aligned}$$

$$\Rightarrow M_a = (\rho_2 \vec{e}_{2u} - \rho_1 \vec{e}_{1u}) \dot{m}$$

Il momento di tutte le forze esterne proiettate lungo l'asse nel caso di moto stazionario unidimensionale IN OUT

- Ma:
- ▲ Forze e distanza: Forza peso P
 - ↳ nulla perché il fluido è distribuito
 - ↳ Il baricentro passante per l'asse di rotazione
 - ▲ Forze di Superficie:
 - Palettatura → l'unico che contribuisce è il momento che hanno coppia C
 - Corcasso → la corcassa è assialsimmetrica ⇒ Tutte le forze passeranno per l'asse ⇒ la risultante non ha momento che passa per l'asse
 - Fluidi Contigui → 0 non ha momento o ha momento ribaltante che non contribuisce e quindi carico e cuscinetti

$$\begin{aligned} \leftarrow C &= \dot{m} (\rho_2 \vec{e}_{2u} - \rho_1 \vec{e}_{1u}) \\ \leftarrow \int C_{OPER} &= \dot{m} (\rho_2 \vec{e}_{2u} - \rho_1 \vec{e}_{1u}) \\ \leftarrow \int C_{MOTR} &= \dot{m} (\rho_1 \vec{e}_{1u} - \rho_2 \vec{e}_{2u}) \end{aligned}$$

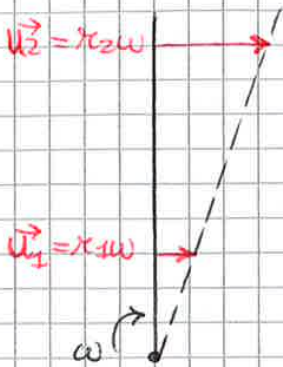
Se come è l'esterno che coppia il lavoro sul sistema (esterno → sistema), la macchina operatrice (OPER) prende il lavoro dall'esterno e lo converte;

nel caso di una macchina motrice (MOTR) il lavoro va dal sistema all'esterno (sistema → esterno) e trasforma l'energia primaria in energia meccanica disponibile a un albero rotante

⇒ molto il segno ⊖

POTENZA INTERNA di una TURBOMACCHINA : $P_i = \dot{V}_i = \dot{m} \omega$

Macchine Operatrici: $P_i = \dot{m} (c_{2u} r_2 - c_{1u} r_1) \cdot \omega =$



$$= \dot{m} (c_{2u} r_2 - c_{1u} r_1)$$

u_2 u_1

velocità lineare (quanto si sta muovendo) in punto sulla palettetatura:
 - MIN in O (nulla)
 - MAX in r_2

u = velocità lineare delle parti metalliche (non il fluido) = velocità di trascinamento

c = velocità del fluido

Nella convenzione di MACCH. OPER :

LAVORO INTERNO di una TURBOMACCHINA : $L_i = \frac{P_i}{\dot{m}} = c_{2u} u_2 - c_{1u} u_1$

↑
 PORTATA IN MASSA Il sistema fluido riceve lavoro dall'esterno cioè dalla palettetatura

In MACCH. MOTRICE :

$L_i = c_{1u} u_1 - c_{2u} u_2$

è negativo \Rightarrow il sistema fluido cede lavoro alla palettetatura

la sezione 1 rappresenta l'ingresso dello palettetatura
 la sezione 2 rappresenta l'uscita dello palettetatura

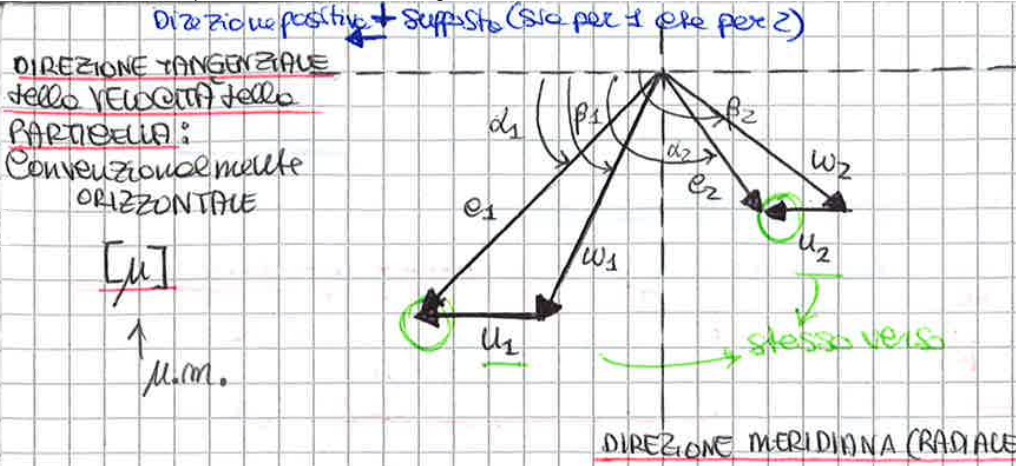
In generale consideriamo la direzione della u come positivo

la Componente tangente della u è $\left\{ \begin{array}{l} c_{u} > 0 \text{ se concorde con la } u \\ c_{u} < 0 \text{ se discorde dalla } u \end{array} \right.$

PORTATA LAVORO INTERNO

la POTENZA INTERNA : $P_i = \dot{m} L_i = f(\dot{m}) f(c_u)$

Allora sono importanti sia le componenti meccaniche che quelle tangenziali



Su questo piano vedo \vec{e} (che in generale \perp asse)

esempio: treno e osservatore sulla banchina $\rightarrow e$ (persona rispetto alla banchina)
 treno e osservatore che cammina sul treno $\rightarrow w$ (persona rispetto al treno)
 $\rightarrow u$ (treno rispetto alla banchina)
 Disegneremo un triangolo in ingresso e uno in uscita

Conclusioni:

* Relazione vettoriale delle velocità : $\vec{e} = \vec{w} + \vec{u}$

* Relazioni scalari delle velocità : $e_u = w_u + u_u = W_u + U$
 $e_m = w_m + u_m = W_m$
 $\rightarrow 0$

Per poter valutare il triangolo delle velocità equivale a valutare tutte le velocità in modulo, direzione e verso:

$\begin{cases} e_1, w_1, u_1 \\ e_2, w_2, u_2 \end{cases}$

A volte si preferisce valutare modulo e angolo $\begin{cases} \alpha_1, \beta_1 \\ \alpha_2, \beta_2 \end{cases}$
 oss: Gei angoli di u_1 e u_2 sono nulli per definizione.

oss: Ottenere i medesimi risultati del triangolo delle velocità se osservassi -
 -mo la turbomacchine in direzione speculare a quella meridiana

STADIO di una TURBOMACCHINA (Palettatura Fissa e Mobile):

TURBOMACCHINA MOTRICE \rightarrow Il fluido incontra prima la Pal. Fissa e dopo P. Mobile

TURBOMACCHINA OPERATRICE \rightarrow Il fluido incontra prima la Pal. Mobile, dopo la Pal. Fissa

Posso valutare in progetto, se la macchina lavora (motrice o operatrice) ma osservando l'ordine delle palettature ma disegno i triangoli delle velocità, eccolo Li.

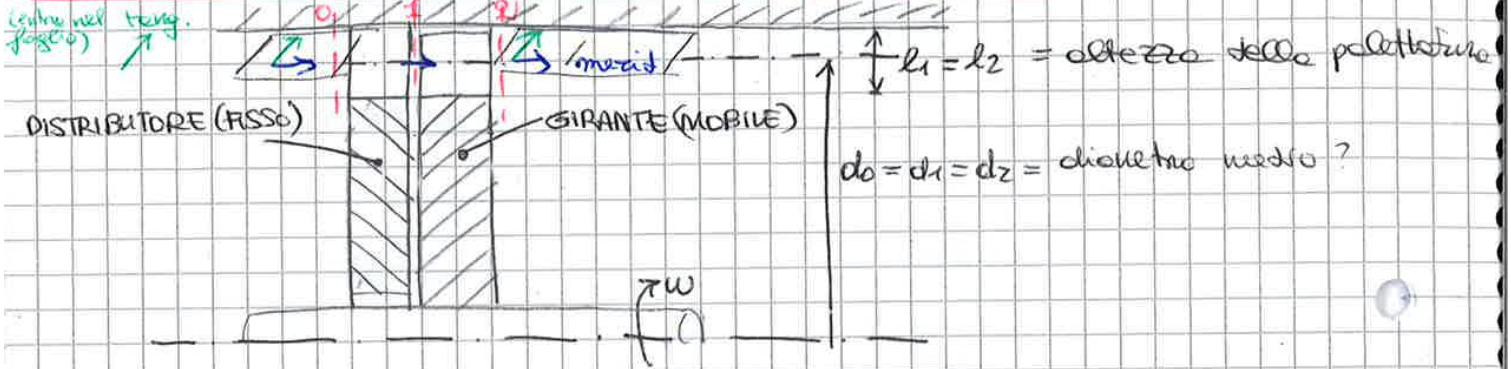
In fatti una mach. progettata come Motrice potrebbe essere usata così male da funzionare come operatrice.

Se non so di che macchine si tratta calcolo il lavoro e scelgo una convenzione

conv. mech. motrici: $L_i = e_{2u} u_2 - e_{1u} u_1 \rightarrow \text{Se } L_i > 0 \Rightarrow \text{lavoro come motrice}$

conv. mech. operatrici: $L_i = e_{2u} u_2 - e_{1u} u_1 \rightarrow \text{Se } L_i < 0 \Rightarrow \dots$

TRIANGOLI delle VELOCITÀ di una MACCHINA MOTRICE



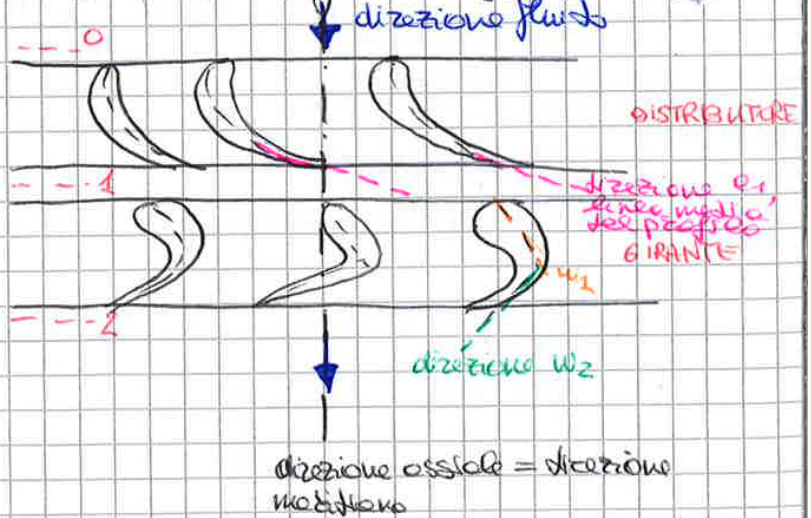
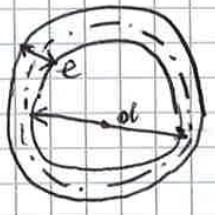
- 0: ingresso stadio = ingresso distributore
- 1: sezione intermedia tra le due palette \Rightarrow uscita distributore = uscita girante
- 2: uscita della palette e dello stadio \Rightarrow uscita girante = uscita stadio

in tutte le macchine e quindi in 0 e 2?

Il fluido si muove da SNO a DS con direzione meridiana che coincide con direzione assiale \Rightarrow MACCH. PURAMENTE ASSIALE \Rightarrow I triangoli delle velocità giacciono sullo stesso piano

Innanzitutto fare una sezione con un disco di diametro pari al diametro medio $d \rightarrow$ tagliare il cilindro lungo una generatrice e aprire il cilindro

Vista frontale



Il fluido entra con entropia s_0

Distrib: en. cinetica $E_c \rightarrow$ en. entalpica E_h
 Girante: En. cinetica $E_c \rightarrow$ lavoro L

$u = \omega \cdot x = \omega \cdot \frac{d}{2}$

non cambia nel tempo
perché è una parte metallica

costante nel tempo \Rightarrow in condizioni di progetto è costante in utlizzo no

Se $d_1 = d_2 \Rightarrow u_1 = u_2 = u$

le altezze di questi due triangoli sono legate dalla portata $\dot{m} = \text{cost}$
 grandezza che è la stessa in tutte le sezioni considerate
 perché consideriamo condizioni stazionarie ($t = \text{cost}$)


\Rightarrow $\dot{m} = \text{cost}$ in tutte le sezioni e in tutti gli istanti di tempo :

$\dot{m}_1 = \dot{m}_0 = \dot{m}_1 = \dot{m}_2$

$\Rightarrow \dot{m}_i = \rho_i e_i m A_i$

$\rho_1 e_1 m A_1 = \rho_2 e_2 m A_2$

L'area di passaggio A è l'area di una corona circolare che per il Teo di Goldino è:



$A_{geom} = \pi d l$

ma è anche uguale

$A_{geom} = \frac{\pi}{4} [(d+l)^2 - (d-l)^2]$

se lo sviluppo

In realtà non è effettivamente geometrica

L'area effettiva di passaggio è $A_{geom} \cdot$ coefficiente che tiene conto dell'ingombro dell'unità ed è prossimo all'unità ($\epsilon \approx 0,95 - 0,98$)

$A = \sum_{\text{casi}} A_{geom}$

Allora posso dire: $\dot{m}_1 = \text{cost}$

$\rho_1 e_1 m \sum_1 (\pi d_1 l_1) = \rho_2 e_2 m \sum_2 (\pi d_2 l_2)$

$\Rightarrow e_2 m = e_1 m \left(\frac{\rho_1}{\rho_2} \frac{c_1}{c_2} \frac{d_1}{d_2} \frac{l_1}{l_2} \right)$

$\Rightarrow e_2 m > e_1 m$
 Uscita INGRESSO

Componente meccanica

≈ 1
 perché prossimo all'unità

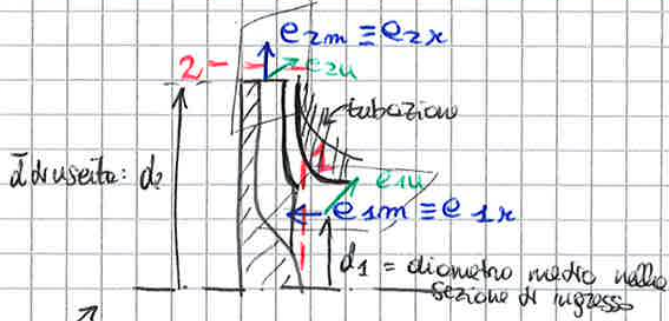
d ed altezza cost

il fluido a elevato pressione si espande $\Rightarrow \frac{\rho_1}{\rho_2} > 1$

Se utilizziamo il TEOREMA del EOSENO o di EARNOT

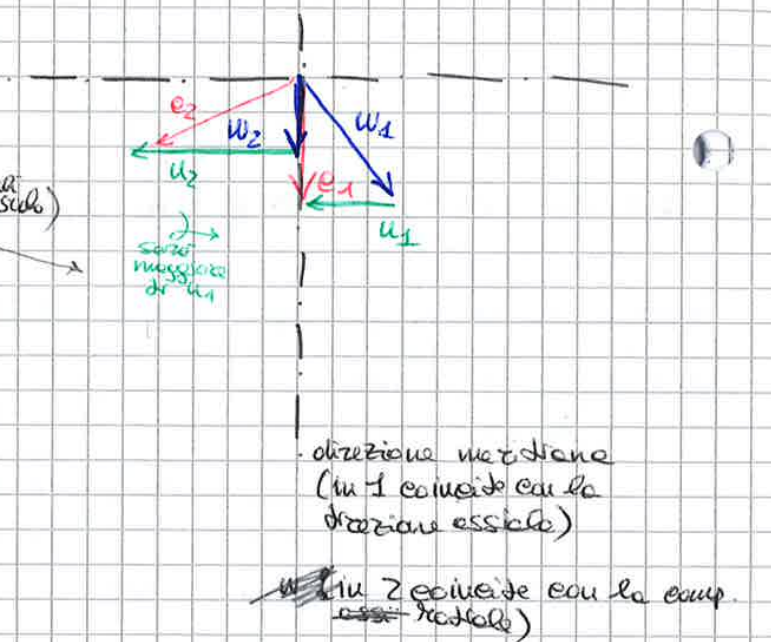
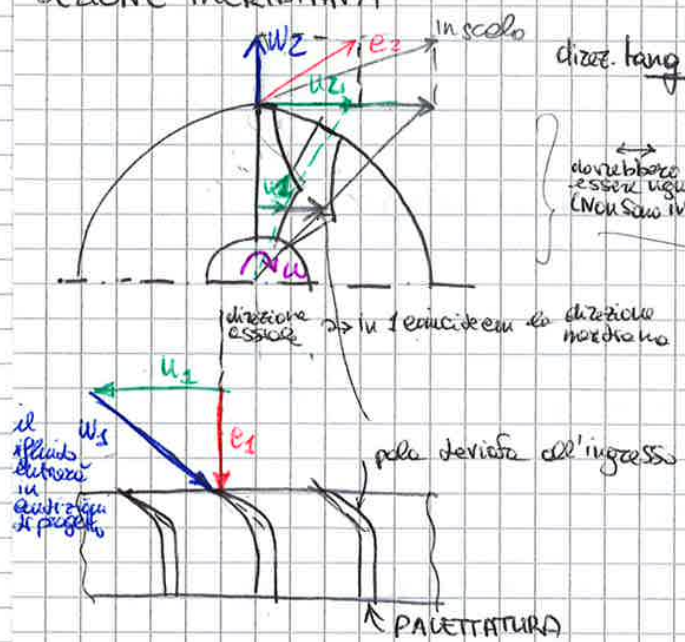
$$L_i = e_1 \cos \alpha_1 u_1 - e_2 \cos \alpha_2 u_2 = e_{1u} u_1 - e_{2u} u_2$$

TRIANGOLI delle VELOCITÀ di una TURBOMACCHINA OPERATRICE (TURBOCOMPRESSORE)



Piani indifferenti di meridiana e tangenziale
 Piani tra loro perpendicolari
 ⇒ Nel triangolo delle velocità ruota un piano ⇒
I triangoli delle velocità li disegnero sullo stesso piano anche se fisicamente non lo sono.

SEZIONE MERIDIANA



la palettettatura si sta muovendo ⇒ il fluido lo vede entrare con w_1 e non con e_1

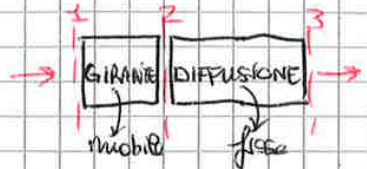
$$\vec{e} = \vec{w} + \vec{u}$$

e_1 = velocità assoluta puramente assiale del fluido

w_2 = velocità di uscita del fluido da una palettettatura = vel. geometrica
 ↳ vista dalle palettettature

$$L_i = e_{2u} u_2 - e_{1u} u_1 \quad \text{convenzione macchine operatrici}$$

$e_{1u} = 0$ quanto ho turbocompressore e niente tra la tubazione di ingresso e il turbocompressore



UGELLI e DIFFUSORI (EFFUSORI) NOZZLE e DIFFUSER

Abbiamo valutato i triangoli delle velocità per ottenere il lavoro

La turbomacchina è definita come una successione di condotti fissi e mobili attraverso i quali il fluido evolve espandendosi o comprimendosi a seconda che siamo in macch. motrici e operatrici e scambio lavoro con le superfici mobili

Vogliamo affrontare due problematiche:

① PROGETTO o DIMENSIONAMENTO

Che forme devo dare ai condotti affinché avvengano determinate trasformazioni della macchina?

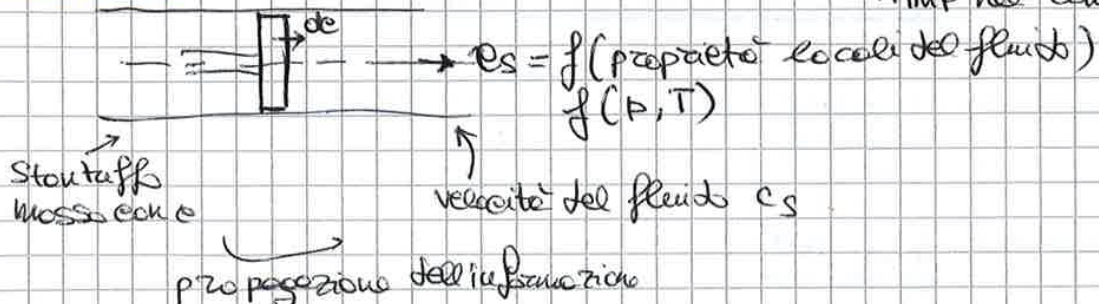
② FUNZIONAMENTO FUORI PROGETTO

I condotti li ho disegnati. Come cambiano le condizioni di alimentazione, cambiano le condizioni con il quale il fluido giunge?

Per UGELLO intendiamo un condotto accelerante all'interno del quale il fluido subisce aumento di velocità e diminuzione di pressione: $\begin{cases} dv > 0 \\ dp < 0 \end{cases}$

Per DIFFUSORE intendiamo un condotto decelerante all'interno del quale il fluido subisce un diminimento di velocità e aumento di pressione: $\begin{cases} dv < 0 \\ dp > 0 \end{cases}$

Chiameremo VELOCITÀ LOCALE DEL SUONO c_s la velocità con la quale si muovono le piccole perturbazioni nel fluido in quiete. Esso dipende dalle proprietà del fluido \nearrow imp nel capitolo!



c_s cambia da punto a punto e per esempio si sta espandendo

Se considero un liquido

$$c_s = \sqrt{\left. \frac{\partial p}{\partial \rho} \right|_{s=const}} \rightarrow \infty \quad \text{per un liquido}$$

la densità è cost \Rightarrow la sua variazione è nulla ed è al denominatore

Nella realtà $p=const \Rightarrow c_s$ è molto elevato ma non cost ∞

IL NUMERO di MACH numero adimensionale

$$Ma = \frac{c}{c_s}$$

\swarrow velocità locale della particella

\nwarrow velocità locale del suono

In generale equilibrano le proprietà \Rightarrow combineranno $N(x)$ e $D(x) \Rightarrow$

- $\left\{ \begin{array}{l} Ma < 1 \quad \text{VELOCITÀ SUBSONICA} \\ Ma = 1 \quad \text{VELOCITÀ SONICA} \\ Ma > 1 \quad \text{VELOCITÀ SUPERSONICA} \end{array} \right.$

{ si parlerà di regime transonico se poco sopra e sotto c_s }

Definiamo come PROPRIETÀ TOTALI / di RISTAGNO / di ARRESTO ISOENTROPICO

di una corrente fluida in moto stazionario, le proprietà che decolorate fino a 0 la corrente fluida acquisterebbe se venisse arrestata in modo adiabatico, reversibile senza scambi di lavoro con l'esterno

le intendo con un galleggiante sopra al fluido.
 \downarrow No scambi di Q \downarrow No perdite

Per definizione la VELOCITÀ TOTALE è NULLA : $\boxed{c^0 = 0}$

| | | |
|--|--|---|
| <p>Proprietà Statiche</p> <p>$\left. \begin{array}{l} p \\ T \\ \rho \\ c \end{array} \right\}$</p> | <p>$\left. \begin{array}{l} fQ = 0 \\ \sum Lw = 0 \\ \sum F_{ext} = 0 \end{array} \right\} \Rightarrow$</p> | <p>Proprietà Totali:</p> <p>$\left. \begin{array}{l} p^0 \\ T^0 \\ \rho^0 \\ c^0 = 0 \end{array} \right\}$</p> |
|--|--|---|

Integraz
Valido tra condizioni statiche e Totali

$p/\rho^k = \text{cost}$

$$\int_e^{e^0} e de = - \int_p^{p^0} \frac{dp}{\rho} = - \int_p^{p^0} \frac{d(\text{cost } \rho^k)}{\rho} = - \int_p^{p^0} \frac{\text{cost } k \rho^{k-1} dp}{\rho} = - \int_p^{p^0} \text{cost } k \rho^{k-2} dp$$

$$\rightarrow \left[\frac{e^2}{2} \right]_e^{e^0} = \text{cost } k \left[\frac{\rho^{k-1}}{k-1} \right]_p^{p^0}$$

$$-\frac{e^2}{2} + \frac{e^2}{2} = \text{cost } \frac{k}{k-1} \left[\rho^{k-1} - p^{k-1} \right]$$

$$+\frac{e^2}{2} = \text{cost } \frac{k}{k-1} \rho^{k-1} \left[\left(\frac{p^0}{\rho} \right)^{k-1} - 1 \right]$$

$$\frac{e^2}{2} = \text{cost } \frac{k}{k-1} \rho^{k-1} \left[1 - \left(\frac{p^0}{\rho} \right)^{k-1} \right]$$

$$\frac{e^2}{2} = \text{cost } \frac{k}{k-1} \frac{p^k}{\rho} \left[1 - \left(\frac{p^0}{\rho} \right)^{k-1} \right]$$

$$\frac{e^2}{2} = \frac{p}{\rho} \frac{k}{k-1} \left[\left(\frac{p^0}{\rho} \right)^{k-1} - 1 \right]$$

e_s^2 = velocità del suono al quietato

$$\left(\frac{p^0}{\rho} \right)^{k-1} = 1 + \frac{k-1}{2} \left(\frac{e^2}{e_s^2} \right) = 1 + \frac{k-1}{2} Ma^2$$

$$\frac{p^0}{\rho} = \left[1 + \frac{k-1}{2} Ma^2 \right]^{\frac{1}{k-1}}$$

valido per gas perfetto e vapore

relazione che lega densità totale e statica attraverso e_s

per la legge di isoentropica lego p e ρ : $\frac{p}{\rho^k} = \text{cost}$

$$\Rightarrow \frac{p}{\rho^k} = \frac{p^0}{\rho^0 k} \Rightarrow \frac{p^0}{p} = \left(\frac{\rho^0}{\rho} \right)^k \Rightarrow$$

$$\frac{p^0}{p} = \left[1 - \frac{k-1}{2} Ma^2 \right]^{\frac{k}{k-1}}$$

valido per gas perfetto e vapore

$$\Rightarrow \frac{T}{T} = 1 + \frac{k-1}{2} Ma^2 \quad \text{valida solo per gas perfetto}$$

PROPRIETÀ TOTALI PER UN LIQUIDO

Fl. incompressibile
 $\rho = \text{cost} \Rightarrow \frac{\rho^0}{\rho} = 1$

Teo. di Bernoulli generalizzato: $h = \int v dp + \Delta E_c + \Delta E_g + L v$

\uparrow
 $\rho = \text{cost}; v = \frac{1}{\rho}$

\downarrow
 a quota costante
 (lo sto solo calcolando)

$$\frac{1}{\rho} \Delta p + \Delta E_c = 0$$

$$\frac{p^0 - p}{\rho} + \frac{c^2 - c^2}{2} = 0$$

$$p^0 = p + \frac{1}{2} \rho c^2$$

Le soluzioni degli esercizi per ugelli possono essere fatti in modo diverso

o voglio vedere l'andamento delle sezioni e le proprietà delle vena fluida per fluido compressibile

(B) $\Rightarrow e \, de = - \frac{dp}{\rho} = - \frac{K P}{K P} \frac{dp}{P} \Rightarrow e^2 \frac{de}{e} = - \frac{1}{K} e_s^2 \frac{dp}{P} \Rightarrow$

→ moltiplico e divido per KP

$\Rightarrow \frac{de}{e} = - \frac{1}{K Ma^2} \frac{dp}{P}$ (E)

Sostituiamo (E) in (D): $\frac{dA}{A} = -(Ma^2 - 1) \left(- \frac{1}{K Ma^2} \right) \frac{dp}{P} \Rightarrow \frac{dA}{A} = \frac{1 - Ma^2}{K Ma^2} \frac{dp}{P}$

lega l'Area del condotto alla pressione dello vena fluida

Concludendo abbiamo:

Relazione AREA-VELOCITÀ $\frac{dA}{A} = (Ma^2 - 1) \frac{de}{e}$ (1)

Relazione AREA - PRESSIONE $\frac{dA}{A} = \frac{1 - Ma^2}{K Ma^2} \frac{dp}{P}$ (2)

Valgono sia per condotto accelerante che per condotto decelerante e nu danno indicazioni sulla forma del condotto (aumento o diminuzione di A)

UGELLO
de > 0 e dp < 0

DIFFUSORE
de < 0 e dp > 0

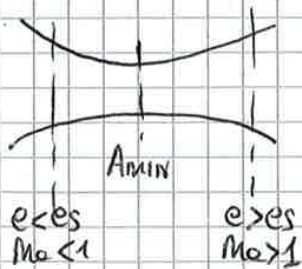
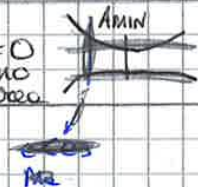
Se $Ma < 1 \Rightarrow dA < 0 \Rightarrow$ Condotta convergente de fluido va da S a N

Se $Ma < 1 \Rightarrow dA > 0 \Rightarrow$

Se $Ma > 1 \Rightarrow \begin{cases} Ma^2 - 1 > 0 \\ de > 0 \end{cases} \Rightarrow dA > 0$
e voglio accelerare il fluido

Se $Ma > 1 \Rightarrow dA < 0$

Se $Ma = 1 \Rightarrow \begin{cases} Ma^2 - 1 = 0 \\ de > 0 \end{cases} \Rightarrow dA = 0$
MINIMO dell'area

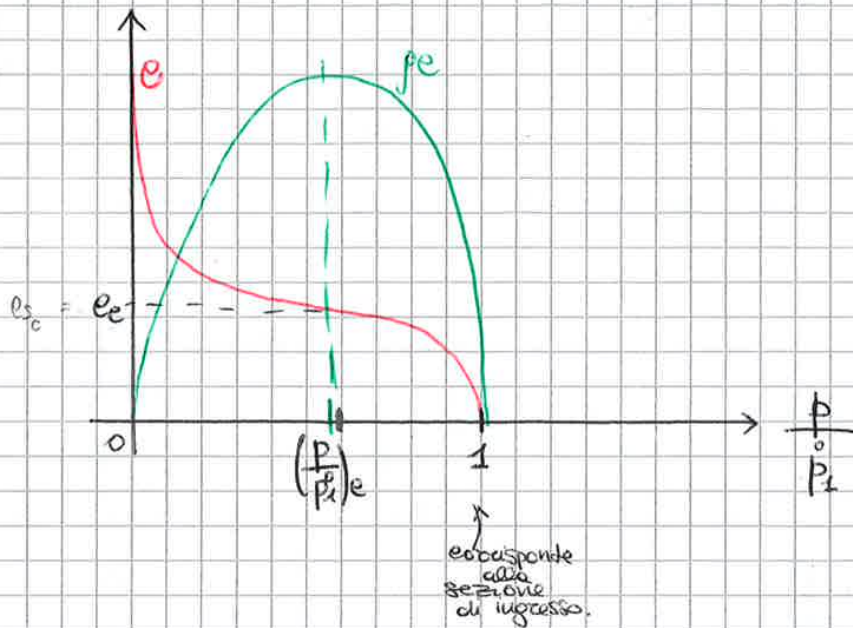


Allora:

$\dot{m} = \rho A e = \text{cost} \Leftrightarrow \frac{dp}{P} + \frac{dA}{A} + \frac{de}{e} = 0$

$e \, de = - \frac{dp}{\rho}$

dove $A = \frac{\dot{m}}{\rho e} \propto \frac{1}{\rho e}$



Se p_c ha il valore MAX, l'Area avrà raggiunto il valore MIN :

$$(p_c)_{\text{MAX}} \Leftrightarrow A_{\text{MIN}}$$

Quanto vale il rapporto delle pressioni che mi permette di minimizzare l'area

$$\frac{p}{p_1} ?$$

per p_{MAX} : $\frac{d(p_c)}{d\left(\frac{p}{p_1}\right)} = 0$ allora derivo $\textcircled{3}$ rispetto a $\frac{p}{p_1} \Rightarrow$ Basta uguagliare a zero il numeratore

$$\Leftrightarrow \frac{d}{d\left(\frac{p}{p_1}\right)} \left\{ \frac{2k}{k-1} \left[\left(\frac{p}{p_1}\right)^{2/k} - \left(\frac{p}{p_1}\right)^{k+1/k} \right] \right\} = 0$$

RAPPORTO CRITICO DELLE PRESSIONI

e dipende soltanto dalla proprietà del fluido

$$\Rightarrow \frac{p}{p_1} = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{k/k-1}$$

Aria: $k = 1,4 \Rightarrow \frac{p}{p_1} = 0,528$

* $k \approx \underbrace{1,135}_{\text{VAPORE}} \div \underbrace{1,66}_{\text{GAS MONOATOMICO}} \Rightarrow \left(\frac{p}{p_1}\right)_c = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k}{k-1}} \approx 0,5$

$$\frac{p_c}{p_1} = \left(\frac{p}{p_1}\right)_c$$

Per FLUIDO INCOMPRESSIBILE partiamo dalle stesse relazioni utilizzate per il fluido compressibile

① Eq. ne di CONTINUITÀ (o di CONSERVAZIONE della MASSA o PORTATA)

$$\frac{dA}{A} + \frac{dc}{c} + \frac{dp}{\rho} = 0 \Rightarrow \frac{dA}{A} = - \frac{dc}{c}$$

② Eq. ne di CONSERVAZIONE di ENERGIA

$$cde = - \frac{dp}{\rho}$$

considero l'energia gravitazionale nulla ΔE_g se il condotto è orizzontale

\rightarrow fluido incompressibile $\Rightarrow \rho = \rho_0 = \text{cost} \Rightarrow \frac{d\rho}{\rho} = 0$

Integro ②: $\int_{c_i}^c cde = \int_{p_i}^p - \frac{dp}{\rho} \Rightarrow$

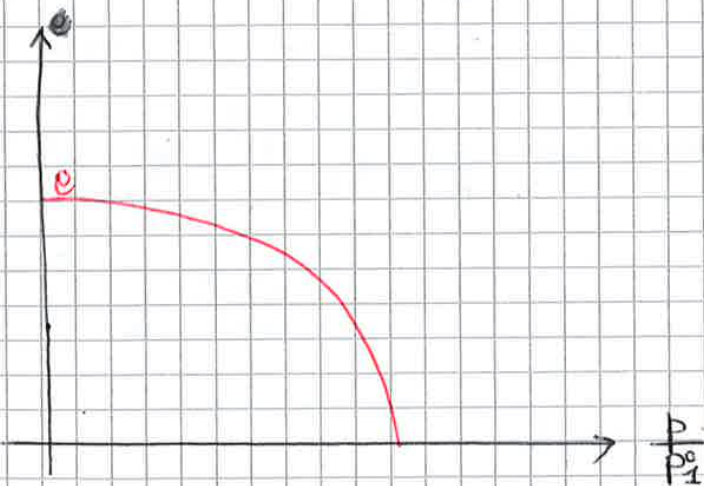
$$\Rightarrow \left[\frac{c^2}{2} \right]_{c_i}^c = - \frac{1}{\rho} [p]_{p_i}^p \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \frac{c^2}{2} - \frac{c_i^2}{2} = \frac{1}{\rho} [p_i - p] \Rightarrow$$

$$\Rightarrow c = \sqrt{\frac{2}{\rho} (p_i - p)} = \sqrt{2 \frac{p_i}{\rho_i} \left(1 - \frac{p}{p_i}\right)}$$

dove $\rho = \rho^0 = \rho_i^0 = \text{cost}$

$$A = \frac{\dot{m}}{\rho c} \propto \frac{1}{c}$$



l'area non tenderà a riaccurciare perché $c < c_i \Rightarrow$ se voglio espandere $dA < 0$
 $dc > 0 \Rightarrow dA < 0$
 \Rightarrow posso fare sempre un condotto convergente, non ho mai una sezione ristretta

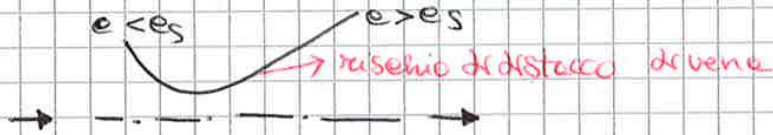
Per quanto riguarda la lunghezza dell'ugello, maggiore è la superficie lambita dal fluido, maggiori saranno gli attriti

* Voglio diminuire le perdite del fluido per diminuire le perdite di attriti però vi è un aumento del gradiente di pressione

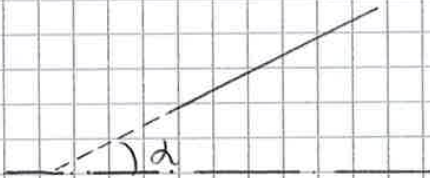
* Faccio il tratto convergente (in cui $e < e_s$) corto per ridurre gli attriti

* Faccio il tratto divergente (in cui $e > e_s$) più lungo per ridurre i rischi di un distacco di vena

Se fluido veloce \rightarrow distacco \Rightarrow perdite maggiori di quelle di attrito



\Rightarrow Immagino di disegnare un semiperforatore con angolo di semiapertura $\alpha = 6 \div 12^\circ$ al fine di ridurre il distacco



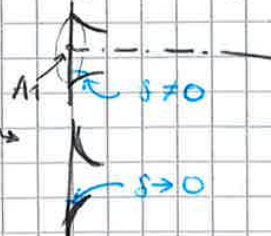
Noi andremo quindi a studiare le sezioni:

(A1) $m = \rho A e = \rho_1 A_1 e_1 \Rightarrow A_1 = \frac{m}{\rho_1 e_1}$

Se sono assegnati ρ_1
 T_1
 ρ_1
 $e_1 \neq 0$

ottengo $A_1 \rightarrow \infty$

se la pessa defluisce



qui ipotizzo un angolo $\beta \rightarrow 0$ (infatti $A_1 \rightarrow \infty$)

$$\textcircled{\text{II}} \quad A_u = \frac{\dot{m}}{\rho_u e u} = \frac{\dot{m}}{(\rho e)_u} = \frac{\dot{m}}{(\rho e)_c} = \frac{\dot{m}}{\frac{\rho_i}{\sqrt{\rho_i/\rho_i^*}} \sqrt{k \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k+1}{k}}}} \quad \textcircled{\text{B}}$$

$$\frac{p_2}{p_i} = \left(\frac{p}{p_i}\right)_e$$

$$\frac{p}{p_i} = \frac{p_u}{p_i} = \frac{p_2}{p_i} = \frac{p_e}{p_i}$$

$$\textcircled{\text{III}} \quad A_u = \frac{\dot{m}}{\rho_u e u} = \frac{\dot{m}}{(\rho e)_u} = \frac{\dot{m}}{\frac{\rho_i}{\sqrt{\rho_i/\rho_i^*}} \sqrt{k \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k+1}{k}}}} \quad \textcircled{\text{C}}$$




oss: Sono le stesse relazioni di (I) ma con un rapporto diverso infatti le Hpd/pertinenza sono diverse $\Rightarrow A_{u\text{III}} = A_{u\text{II}}$

Area della sezione ristretta

$$A_2 = \frac{\dot{m}}{\rho_2 e_2} = \frac{\dot{m}}{(\rho e)_x} = \frac{\dot{m}}{(\rho e)_c} = \frac{\dot{m}}{\frac{\rho_i}{\sqrt{\rho_i/\rho_i^*}} \sqrt{k \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k+1}{k}}}} \quad \leftarrow \frac{p}{p_i} = \frac{p_e}{p_i} = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k}{k-1}}$$

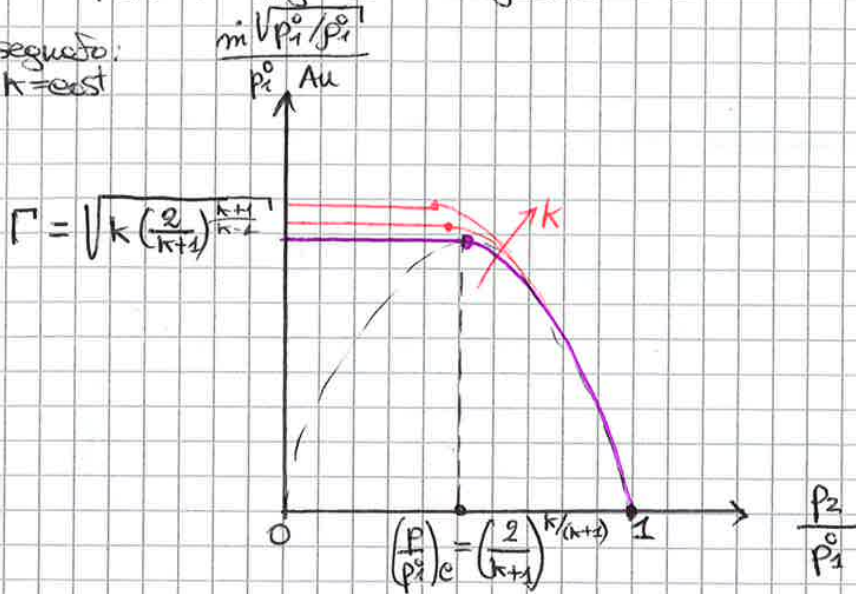
oss: $A_{x\text{III}} = A_{u\text{II}}$

Riassumendo:

| CASO | CONFRONTO | FORMA | A_1 | A_u | A_2 |
|------|--|--|---|--------------------------|-------|
| I | $\frac{p_2}{p_i} > \left(\frac{p}{p_i}\right)_e$ | conv:  | $A_1 = \frac{\dot{m}}{\rho e_1} \quad \textcircled{\text{A}}$ | - | - |
| II | = | conv:  | $\leftarrow \quad \textcircled{\text{B}}$ | - | - |
| III | < | conv-DIV:  | $\leftarrow \quad \textcircled{\text{A}}$ | $\textcircled{\text{B}}$ | - |

Alora potremo disegnare il diagramma

Assegnato:
k=cost



Definisco UGELLO CRITICO un ugello nella cui sezione minima si realizza
-za la pressione critica con le assegnate condizioni di monte

(conviene parlare in termini di rapporto critico)

Esso sverolifica la massima portata critica con le assegnate
condizioni di monte. L'AREA MINIMA corrisponde a



- Are in un ugello sempre convergente
- Are in un ugello conver-div (De Laval)

$$0 \leq \left(\frac{P_2}{P_1}\right) \leq \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^c$$

UGELLO CRITICO con rapporto critico delle pressioni comprese

UGELLO SUBCRITICO con rapporto critico delle pressioni esteso

$$\left(\frac{P_2}{P_1}\right)^c < \left(\frac{P_2}{P_1}\right) \leq 1$$

$$\left. \begin{array}{l} P_1 \neq \text{cost} \\ P_2 = \text{cost} \\ P_1 = \text{cost} \end{array} \right\}$$

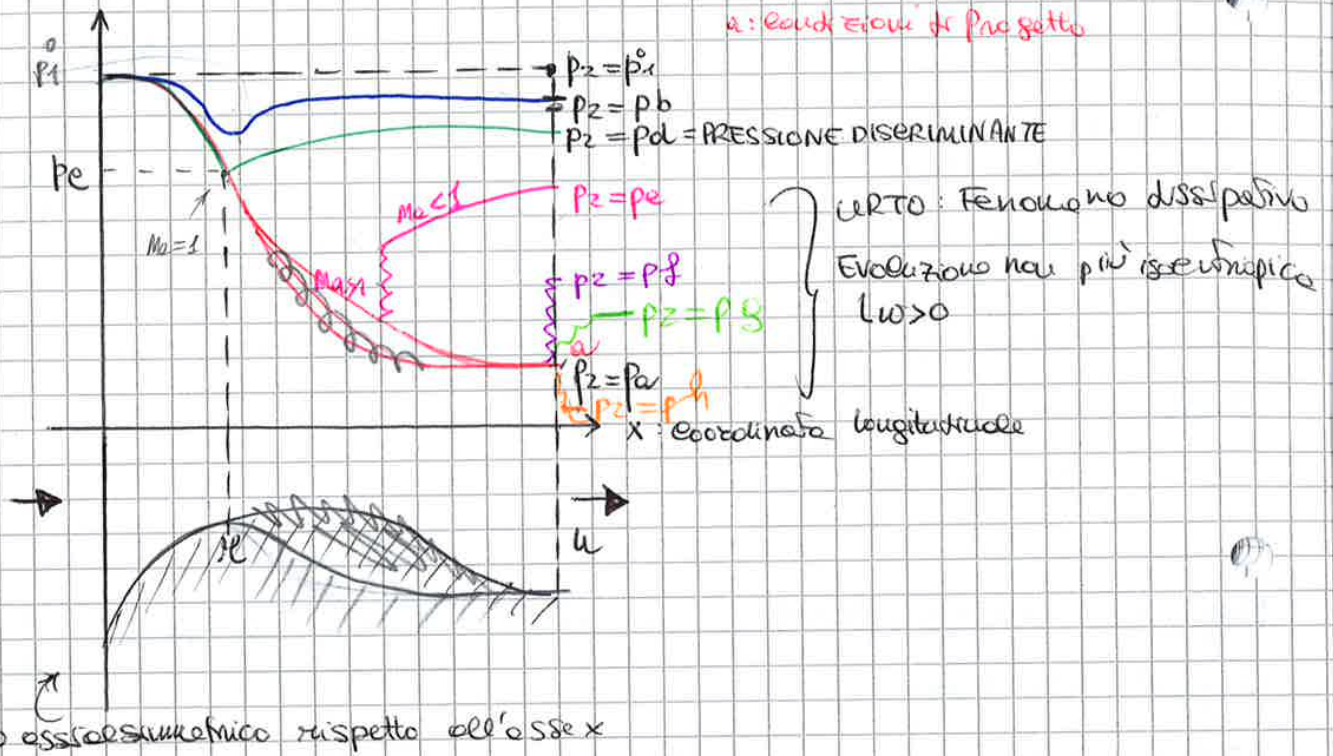
Se cambio le assegnate condizioni di monte
la portata anche aumentata

Se non lo cambio, la portata non cambia

Attenzione: Portata e Parametro di Portata ~~non~~ solo diversi

COMPORTAMENTO "FUORI PROGETTO" di un UGELLO CONVERGENTE-DIVERGENTE (DE LAVAL)

Vedremo gli andamenti della p al variare della p dell'ambiente di valle



b) pressione ambiente prima $\rightarrow (v < \text{velocità del suono}) \Rightarrow$ convergente \Rightarrow fluido accelera
 solo poi \rightarrow divergente \Rightarrow fluido decelera

d) prima espansione poi compressione

spazio longitudinale
brutta compressione

sezione di uscita dell'ugello

e) Dopo p_e continua a espandersi fino al fenomeno di urto (superficie di discontinuità)
 \Rightarrow passa da $v < \text{velocità del suono}$ a $v >$
 e continua con compressione perché sono nella parte divergente
 da $Ma > 1$ a $Ma < 1$; v da supersonica a subsonica

flusso rettilineo } nella sezione di uscita
 $\rightarrow v < \text{e } v >$

getti obliqui } \rightarrow diminuisce la v ma non sarà $<$ di quella del suono

in $p_2 = p_a$ condizione di progetto = P ADATTATA = l'unico caso
 a) di ugello obliquo

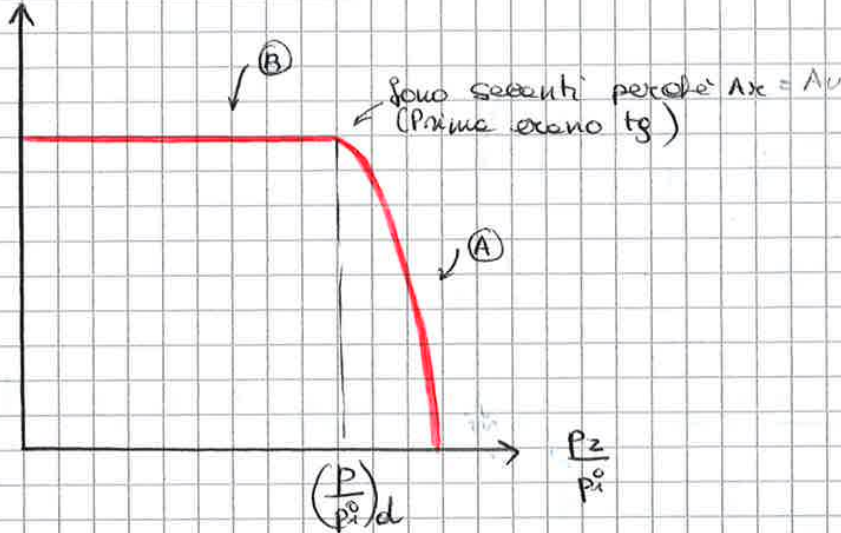
b) se p ambiente o secondaria, post espansione non guidata a valle dell'ugello

se p ambiente non esprime niente \rightarrow in non esprime \rightarrow

OSS: Il rapporto entropico non è essenziale per definire i fatti non scaturisce nelle definizioni alla pagina precedente

È conveniente utilizzare il parametro di portata:

$$\frac{m \sqrt{p_2/p_1}}{A_x p_1}$$



CASO REALE: evoluzione NON ISOENTROPICA

Tutto quello detto in evoluzione adiabatica reversibile. Considero un caso reale in cui l'evoluzione non è isentropica:

Devo tenere conto di 2 cose:

- Abbiamo a che fare con un fluidi reale e quindi con degli attriti in seno al fluido \Rightarrow ottenute < Dissipative un po'

- Considero lo strato limite a parete: Area effettive < Area geometriche (Se il fluido viene alla parete non si muove)
Allora è come se la portata diminuisce. Potrei vederlo come effetto sulla velocità

Posso considerare il COEFFICIENTE di PERDITA che è la v_{reale} / v_{is} (in condizioni isentropiche)

$$\varphi = \frac{v_{reale}}{v_{is}}$$

• velocità reale in uscita

• velocità isentropica, ottenuta fin ad ora

Di solito viene valutato sperimentalmente. Nelle nostre Hp è cost

Quanto vale l'Entalpia reale? → Quanto vale l'entalpia totale di u?

l'Entalpia totale di u = Entalpia totale del punto 1

$$\Delta \dot{R} = 0 \quad \mapsto \quad \dot{u} = \dot{u}_1 \quad \mapsto \quad \text{Allora } h_1 = h_u = h_{u,1}$$

Dove si trova l'ORTONE = u?

Stessa entropia di u in condizioni totali → Ho individuato u!

Se c'è $LW \Leftrightarrow \Delta \dot{p} < 0$
 ← variazione di pressione totale
 e' equivale

$\Delta S \Leftrightarrow \Delta \dot{p}$ in un gas perfetto

$$\hookrightarrow T ds = \delta Q + \delta LW = dh - v dp$$

$$\begin{aligned} dh &= c_p dT \\ p v &= RT \end{aligned}$$

$$T ds = c_p dT - \frac{RT}{p} dp$$

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

$$\int_1^u ds = c_p \int_1^u \frac{dT}{T} - R \int_1^u \frac{dp}{p}$$

Dato che $\Delta S = \Delta \dot{S}$ perché per def $s = \dot{S} \Rightarrow$ Metto a ds le prop. totali.

$$\Rightarrow \int_1^u ds = c_p \int_1^u \frac{dT}{T} - R \int_1^u \frac{dp}{p}$$

$$s_u - s_1 = c_p \ln \frac{T_u}{T_1} - R \ln \left(\frac{p_u}{p_1} \right)$$

diminuisce rispetto

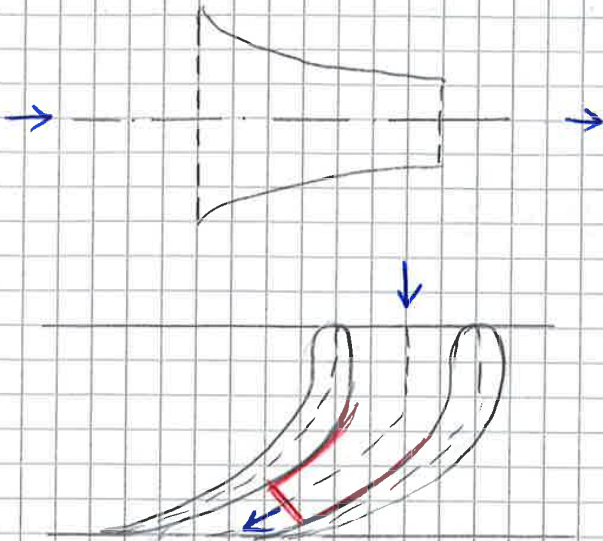
perché le condizioni totali per la T sono le stesse

$$\Rightarrow s_u - s_1 = \Delta \dot{S} > 0 \Leftrightarrow \Delta \dot{p} < 0$$

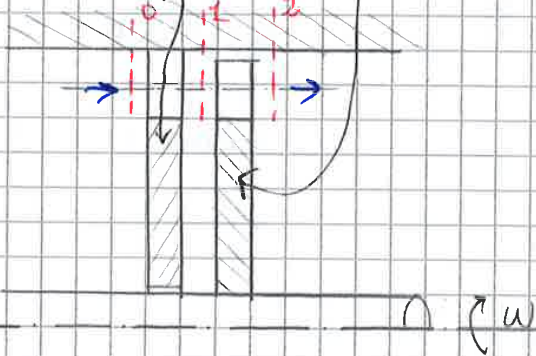
è legata alla diminuzione/caduta delle pressioni totali

STADIO di TURBINA → Turbomacchina Motrice

lezione



STADIO: DISTRIBUTORE GIRANTE
(fisso) (mobile)



- 0 = ingresso stadio = ingresso distributore
- 1 = uscite distributore = ingresso girante
- 2 = uscite girante = uscite stadio

DISTRIBUTORE: $\Delta p < 0 \Rightarrow \Delta E_c > 0$

GIRANTE: $\Delta E_c \Rightarrow L_1$

Ad'imbocco della girante

$\left\{ \begin{array}{l} \text{NO ESPANSIONE} \\ \text{ESPANSIONE} \end{array} \right.$

Se le palette sono solidali con il rotore (girante) ruotano in un ambiente che ha la stessa pressione a monte e a valle. L'espansione del fluido avviene solo nei condotti solidali con lo stadio della macchina (distributore). La turbina effettua a vollo elevato \Rightarrow velocità di rotazione le palette ruotano e imprimono un impulso motore.
 $p_2 = p_1 \Rightarrow$ STADIO AD AZIONE

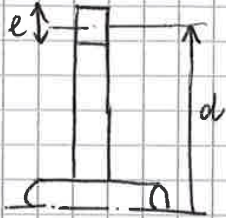
$p_2 < p_1 \Rightarrow$ STADIO A REAZIONE

la pressione a valle della girante è minore che a monte e quindi il fluido si espande anche nei condotti rotanti, lo stadio si dice a reazione.

STUDIO di UNO STADIO di TURBINA

Studio tramite teoria unidimensionale. Tale teoria non va sempre bene, in particolare va bene per lo studio delle turbine a vapore ad alta pressione. Esso accade perché valgono determinate proprietà:

- $l \ll d$



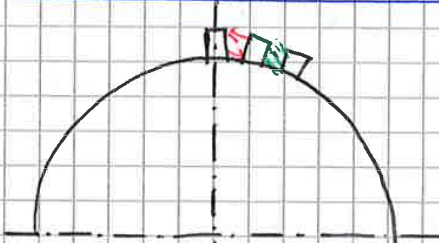
la velocità periferica alla radice della pala \approx velocità periferica allo punta della palette

⇒ Foro riferimento a u relativo al diametro medio e cu che sarà costante lungo tutto lo sviluppo della pala

$$u_{radice} \approx u_{punta} \approx u = \omega r$$

- m° di palette molto elevato

in modo che la larghezza del condotto (tra due palette) sia simile tra alla radice che alla punta

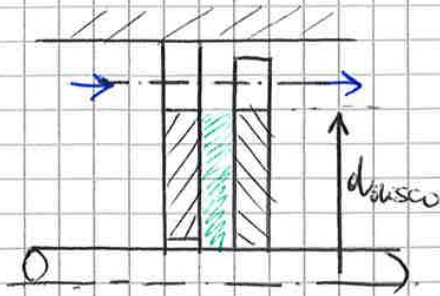


Se sono poche palette e seguanti in basso saranno molto diversi tra loro. Se ho tante palette la larghezza in rosso è simile e il passaggio appare come un rettangolo, le equazioni le considero costanti e la teoria unidimensionale ci dà buoni risultati. ^{Simile a quelli}

oss. Inizialmente $\frac{l}{d}$ è piccolo negli stadi AP (Alta pressione)

Man mano che il fluido si espande l'area di passaggio diventa più grande e non è detto che la teoria unidimensionale può essere applicata. Questo è il caso di bassa pressione BP.

d) PERDITA per ATTRITO nel disco



è il fluido "stagnante" che non sta attraversando la macchina. Esso esercita un attrito \Rightarrow Parte del lavoro viene utilizzato per vincere tale resistenza.

$P_i = \dot{m} L_i$; $[P_i] = W$

Potenza per attrito sul disco $P_{at} = K_d \frac{d_{disco}^2 \cdot u}{\nu} \frac{u^2}{L_i} = K_d \frac{d_{disco}^2 \cdot u^3}{\nu}$

NUMERO PURO valutato sperimentalmente
legato alle portate

Dimensionalmente sono la stessa cosa $[W]$

$\dot{m} = \rho A u \propto \frac{u d^2}{\nu}$ dove $\rho = \frac{1}{\nu}$

$L_i = c_{11} u L - c_{22} u L^2 \propto u^2$

$[L_i] = \frac{J}{kg} = \left(\frac{m}{s}\right)^2$

Dove per diametro del disco si intende (rappresenta) il diametro alla radice dello palo. Qui c'è l'attrito legato al fluido stagnante.

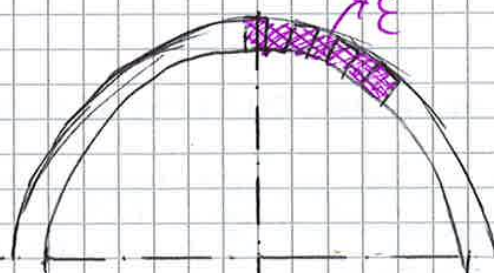
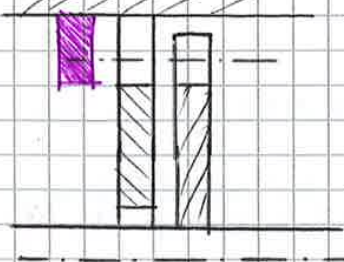


e) PERDITA per EFFETTO VENTILANTE

È presente solo nel caso di stator ad azione regolata per parzializzazione.

La macchina viene progettata per la MAX potenza e quindi per la MAX portata.

Se voglio diminuire la potenza diminuisco la portata. Allora faccio passare il fluido dove voglio. [Analogie a d)] ma Immagino che esistano dei settori di passaggio e ruote del distributore che posso aprire e chiudere. Allora posso solo per parte della corona e regolare \Rightarrow Sto parzializzando.

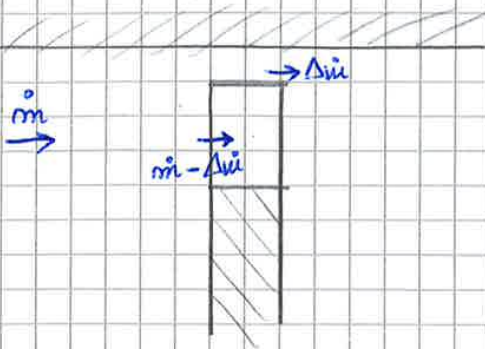


$\dot{m} = \rho A_e$
 la diminuisco $\Rightarrow \dot{m} \ll$

In prossimità della parte chiusa il fluido non passa. La parte chiusa viene indicata con $\epsilon = \frac{\text{Area chiusa}}{\text{Area totale}}$

$\epsilon = 0 \div 1$
 TUTTO APERTO \leftarrow TUTTO CHIUSO

f) PERDITA per FUGHE di FLUIDO MOTORE



una parte della m-dot entra, una parte sfugge e non crea lavoro.

$$\eta_v = \frac{m\dot{-}\Delta m\dot{-}}{m\dot{-}} \approx 0,99 \div 1$$

↳ quello che effettivamente compie lavoro
 ↳ fattore in ingresso/uscita dello stato

Potenza Interna: $P_i = \underbrace{M}_{\omega} m\dot{-} L_i = m\dot{-} L_i$

↳ Nel Hp che tutto quello che entra compie effettivamente lavoro

Definisco un RENDIMENTO MECCANICO dello stadio

$$\eta_{cm} = \frac{P_u}{P_i} = \frac{P_i - P_{ol} - P_v - P_m}{P_i}$$

↳ quello che produce sulla girante

perdite per attrito su disco
 ↳ perdite per effetto venturiano
 ↳ perdite meccaniche legate ai cuscinetti



$P_i < P_{i, id}$ a causa di attriti, perdite per ^{con inelastico} u^2 ed E_e allo scorcio

↳ Potenza Interna Ideale:

trasformo tutto l' E_e in Lavoro ($\Rightarrow E_e$ all'uscita = 0)

senza lavoro a perdite

\Rightarrow Evoluzione Adiabatica Reversibile con $E_e = 0$

utilizzo $\eta_{(H)}$ per uno stadio intermedio di turbina nel quale posso prevedere che l'Ee dello stadio finale venga completamente utilizzata nello stadio successivo (quindi l'Ee non è una perdita perché la utilizzo dopo):

$$\frac{e_0^2}{2} \rightarrow \frac{e_0^2}{2} \text{ dello stadio successivo}$$

Ee completamente utilizzata nello stadio successivo \Rightarrow non è una perdita

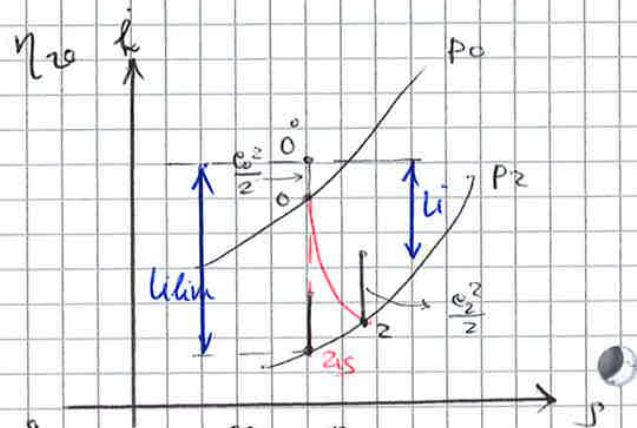
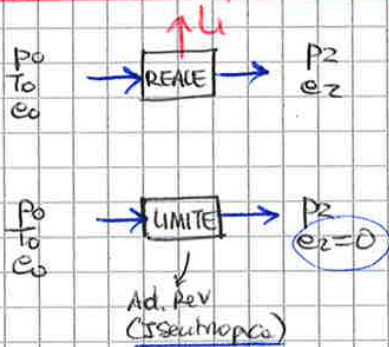
sto considerando solo perdite per attrito e per urto

Se $\varphi \rightarrow 1$ (per attrito) $\Rightarrow \eta_{UH} \rightarrow 1$
 $\psi \rightarrow 1$ (per urto)

{ Non c'è attrito
 (anzi è una perdita per la linea media) }

Indice di perfezione della palette

② RENDIMENTO TOTAL - TO - STATIC



Il caso reale è lo stesso: $Q - L_i = \Delta h \Rightarrow L_i = h_0^0 - h_2^0$

Cambio il D(X) cioè il caso del riferimento:

Parto da (p_0, T_0, e_0) arrivo a p_2 però sfrutto tutto l'Ee e lo trasformo in lavoro \Rightarrow ipotizzo che $e_2 = 0$

Allora L_{lim} sarà più grande perché non ho Ee all'uscita. Sarà trasf. isentrópica e non avrò Ee residua (arrivo a 2s)

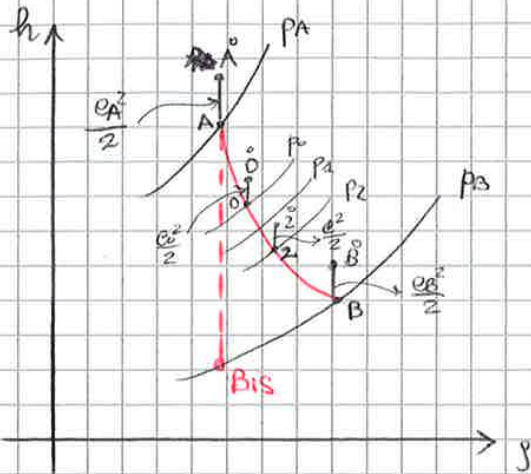
1° principio $Q - L_{lim} = \Delta h + \Delta Ee = h_{2s} - h_0 + \frac{e_2^2 - e_0^2}{2}$

$\Rightarrow \eta_{re} = \frac{L_i}{L_{lim}} = \frac{h_0^0 - h_2^0}{h_0^0 - h_{2s}}$

Non è utilizzato

RENDIMENTO di una TURBINA MULTISTADIO

Vedi meglio su libro



$$\eta_{(H)} = \frac{h_A^0 - h_B^0}{h_A^0 - h_{Bis}^0 - \frac{c_B^2}{2}}$$

$$\eta_{(H)} = \frac{h_A^0 - h_B^0}{h_A^0 - h_{Bis}^0}$$

Come il rendimento del singolo stadio è legato al rendimento di tutta la macchina?

$\eta_{(H)}$ (single stage) $\eta_{(H)}$ (total machine)

$J = \text{numero stadio}$ \rightarrow il lavoro che otteniamo per la macchina (da A a B) = lavoro di tutti gli stadi

$$\eta_{(H)} = \frac{h_A^0 - h_B^0}{h_A^0 - h_{Bis}^0 - \frac{c_B^2}{2}} = \frac{\sum_{j=1}^J (h_{01}^{(j)} - h_{02}^{(j)})}{h_A^0 - h_{Bis}^0 - \frac{c_B^2}{2}} = \frac{\sum_{j=1}^J \eta_{(H)}^{(j)} (h_{01}^{(j)} - h_{02}^{(j)} - \frac{c_2^{(j)2}}{2})}{h_A^0 - h_{Bis}^0 - \frac{c_B^2}{2}}$$

Il lavoro del singolo stadio = lavoro limite del singolo stadio * rendimento del singolo stadio

Infatti $\eta_{(H)} = \frac{L_i}{L_{i,lim}} \Rightarrow L_i = L_{i,lim} \cdot \eta_{(H)}$ Somma su tutti gli n stadi

Facciamo l'Hp che gli n stadi abbiano lo stesso rendimento $\eta_{(H)}^{(j)}$
 $\Rightarrow \eta = \text{cost} \Rightarrow$ lo posto fuori del segno di sommatoria \Rightarrow

$$\Rightarrow \eta_{(H)} = \frac{\eta_{(H)}^{(j)} \sum (h_{01}^{(j)} - h_{02}^{(j)} - \frac{c_2^{(j)2}}{2})}{h_A^0 - h_{Bis}^0 - \frac{c_B^2}{2}} = \eta_{(H)}^{(j)} \frac{h_A^0 - h_{Bis}^0}{h_A^0 - h_{Bis}^0 - \frac{c_B^2}{2}} \left[\frac{\sum (h_{01}^{(j)} - h_{02}^{(j)})}{h_A^0 - h_{Bis}^0} + \frac{\sum (\frac{c_2^{(j)2}}{2} - \frac{c_B^2}{2})}{h_A^0 - h_{Bis}^0} \right]$$

≈ 1 abbastanza $\eta = 1,0 \div 1,1$ ≈ 0 trascurabile

Ho moltiplicato e diviso per la stessa quantità e diviso i termini \sum in entalpia ed Ec

Attenzione
Ne su tutto la macchina è trascurabile rispetto alla entalpia su tutto la macchina: (In generale ciò non vale per lo stadio)

$$\begin{cases} \frac{c_A^2}{2} \ll h_A - h_B \\ \frac{c_B^2}{2} \ll h_A - h_B \end{cases} \Rightarrow \frac{c_B^2}{2} - \frac{c_A^2}{2} \ll h_A - h_B$$

Considero una TURBINA a GAS MULTISTADIO

Essendo multistadio posso dire: $\frac{c_A^2}{2} \ll h_A - h_B = c_p(T_A - T_B)$

$$\frac{c_B^2}{2} \ll h_A - h_B = c_p(T_A - T_B)$$

Area A e A' sono praticamente coincidenti $\Rightarrow \eta_f = \frac{h_A - h_B}{h_A - h_{Bis}} = \frac{T_A - T_B}{T_A - T_{Bis}}$

Se la macchina è adiabatica gli scambi di calore $\delta Q = 0 \Rightarrow \int_A^B T ds = Q + L_w$

Dove L_w è corrispondente all'area $\cong A B A_0 B_0$

lavoro delle reversibili

Posso considerare un lavoro

* L_i nelle condizioni reali (lavoro delle irreversibili)

* L_w legato alle viscosità del fluido

Se la trasformazione ideale - isentropica cioè ad-rev - :

L_{is} lavoro isentropico

$$\delta Q = 0 \quad Q = 0$$

$$\delta L_w = 0 \quad L_w = 0$$

Allora mi chiedo se vale l'uguaglianza: $L_i = L_{is} - L_w$?

Posso applicare il 1° Principio tra A e B: $Q - L_i = \Delta h - \Delta E_c = \Delta h$

per tutta la macchina

$$L_i = \Delta h = c_p(T_A - T_B)$$

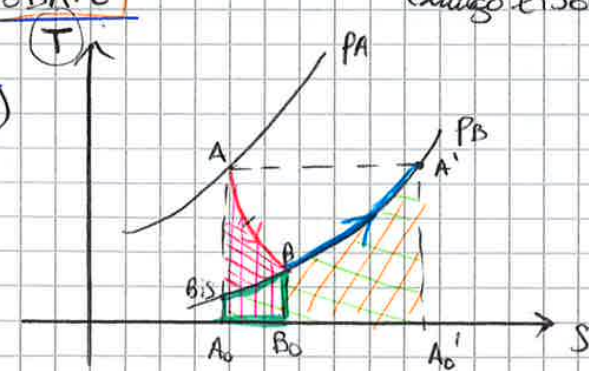
• Immagino una trasformazione reversibile isobara (senza scambio di lavoro con variazione di energia cinetica trascurabile) con scambio di calore lungo (adiabatica)

l'isobara P_B che mi permetta di passare da $T_B \rightarrow T_A$ in cui il fluido riceve calore dall'esterno:

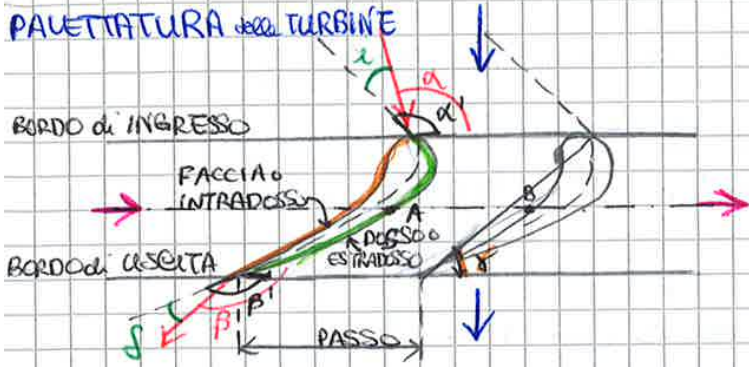
$$Q - L_i = \Delta h + \Delta E_c \Rightarrow Q = c_p(T_A - T_B) \Rightarrow \int_B^A T ds = Q - L_w$$

transf. reversibile area sottesa lungo P_B da T_B a T_A

$\Rightarrow Q$ è pari all'area $B_0 B A' A_0'$ (che deve scambiare lungo tr. diabolica rev per passare da T_B a T_A) nella transf. reale



PALETTATURA delle TURBINE



α' e β' sono angoli geometrici e cioè legati alle linee medie del profilo

δ ANGOLO di CAUTAMENTO della PALA

α e β sono ANGOLI ENEMATICA $\left\{ \begin{array}{l} \alpha \text{ di INGRESSO} \\ \beta \text{ di USCITA} \end{array} \right\}$ dal fluido

$i = |\alpha - \alpha'|$ INCIDENZA

$\rightarrow i = 0$ in progetto

$\delta = |\beta - \beta'|$ DEVIAZIONE

$\rightarrow \delta = 0$ sempre sia in progetto che in fuori progetto secondo la teoria unidimensionale

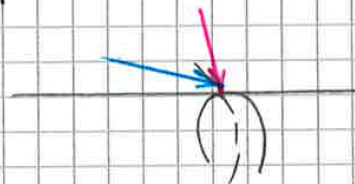
$E = |\alpha - \beta|$ DEFLESSIONE della CORRENTE FLUIDA

$\theta = |\alpha' - \beta|$ INARCAMENTO del PROFILO

(quanto il profilo viene curvato tra ingresso e uscita della palette)

Se $i \neq 0$ avremo un URTO $\left\{ \begin{array}{l} \text{di DORSO} \\ \text{di VENTRE} \end{array} \right\}$ a seconda che il fluido vada

a impattare su una parte o sull'altra della palette



Se consideriamo una serie di palette e una sezione intermedia. Sulle sezione considerata $p = \text{cost}$ lungo la sezione \rightarrow Sia in A che in B dovrai avere la stessa pressione p (punti analoghi)

Allora p che agisce sul ventre = p che agisce ^{sul dorso} \rightarrow Forza netta = 0

la palette non si muove

In realtà p sul ventre \rightarrow p sul dorso allora la palette si muove \rightarrow

Questo non può essere spiegato dalla teoria unidimensionale che quindi cade in difetto

\exists lavoro legato a una Δp

Per trovare la velocità reale uso ψ , valore non calcolabile ma dato

$$W_2 = \psi W_2'is$$

Se è noto $\beta_2 \Rightarrow \vec{W}_2 \Rightarrow \vec{c}_2 = \vec{W}_2 + \vec{u}_2$

Travio in
simbolo
di direzione
verso

Nota il triangolo delle velocità in 2, applico 1° Principio 1-2 $(\Delta h = \Delta h' + \Delta h_c + \Delta h_w)$

$$\Rightarrow h_2 - h_1 + \frac{W_2^2 - W_1^2}{2} - \frac{u_2^2 - u_1^2}{2} = 0$$

$$\Rightarrow h_2 = h_1 - \frac{W_2^2 - W_1^2}{2} + \frac{u_2^2 - u_1^2}{2}$$

Individuo \rightarrow 2 su grafico

Dal Teorema di conservazione della quantità di moto, dopo aver disegnato il triangolo delle velocità posso scrivere:

$$L_i = c_{1u} u_1 - c_{2u} u_2 = c_1 \cos \alpha_1 \cdot u_1 - c_2 \cos \alpha_2 \cdot u_2$$

Espressione euleriana del lavoro interno

$$L_i = \frac{c_1^2 - c_2^2}{2} + \frac{W_2^2 - W_1^2}{2} - \frac{u_2^2 - u_1^2}{2}$$

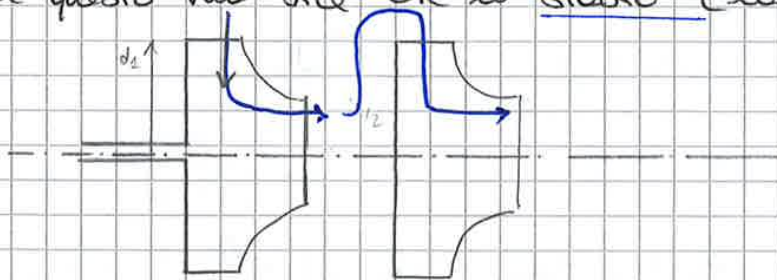
Possiamo fare alcune considerazioni:

A parità di velocità assolute e relative (c e $w = \text{cost}$), $L_i \uparrow$

(tende ad aumentare) se $-\frac{u_2^2 - u_1^2}{2} \uparrow$ (aumenta)

Allora mi converrebbe avere $-\frac{u_2^2 - u_1^2}{2} > 0 \Leftrightarrow u_1 > u_2 \Leftrightarrow d_1 > d_2$

e questo vuol dire che lo stadio (la macchina) è centripeto



Le configurazioni delle turbine sono:

• centripeta \rightarrow utilizzata in TURBINE MONOSTADIO

• assiale \rightarrow per evitare le perdite dovute a ripiegare il flusso più volte per la centripeta

• ~~centrifuga~~ \downarrow utilizzato in TURBINE MULTISTADIO

IMPIANTI di TURBINA a VAPORE

lezione 26/03/15

Impianto Motore

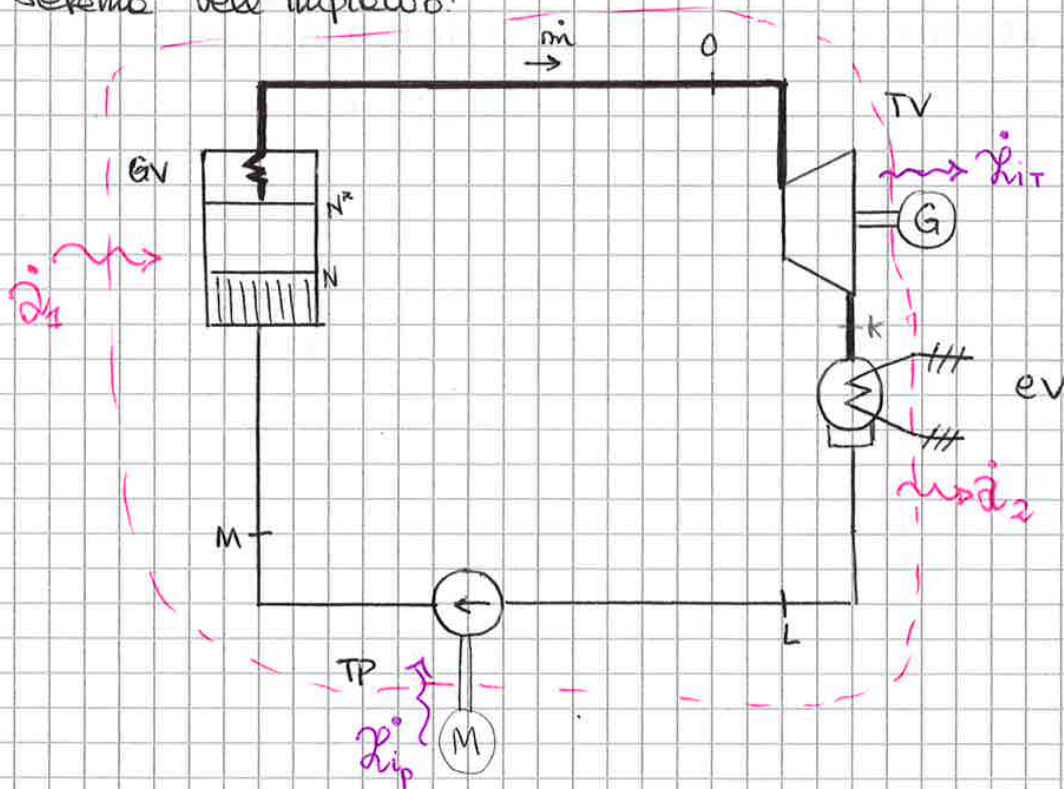
Lo scopo infatti è produrre ENERGI ELETTRICA.
 La parte principale sarà la macchina motrice ma ci saranno
 altre macchine operatrici

Fluido Motore: Acqua (con elevato grado di purezza perché ciò
 evita il danneggiamento degli organi metallici
 in tempo breve)



Ciclo dell'impianto: Rankine

Schema dell'impianto:



- acqua (fluido motore) in forma liquida
- acqua (fluido motore) in forma vapore
- /// acqua "secca" (demineralizzata) utilizzata per la condensazione
- == collegamento meccanico (albero)
- (G) generatore di corrente elettrica (alternatore)

TITOLO di VAPORE:

$$X = \frac{m_{vap}}{m_{tot}} = \frac{m_{vap}}{m_{liq} + m_{vap}}$$

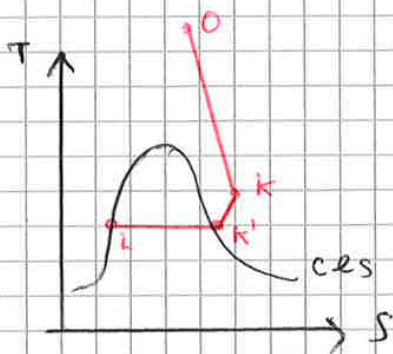
- Se $m_{vap} = 0$ $X = 0$ eli
- Se $m_{liq} = 0$ $X = 1$ els

Generalmente si richiede che $X_k \geq 0,97$ per i seguenti motivi:

- liquido esercita un'azione frenante sul vapore ... (altrimenti si creano triangoli delle velocità differenti)
- il liquido esercita un'azione erosiva sulle palette (alcune particelle sono ad alta velocità, danneggiano le palette)

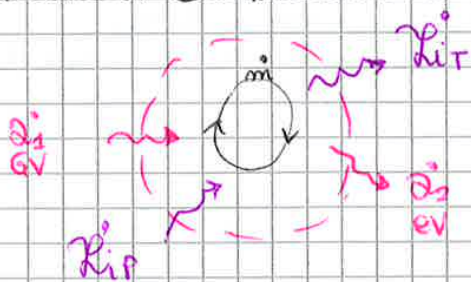
Per questi motivi è opportuno che il titolo non sia troppo basso.

Se k è al di sopra di els



$k-l$ condensazione del liquido a $p=const$
 ($p_k = p_l$) isobora
 ↓
 $k-l$ sono ^{anche} isoterma (sulle curve limiti)

- Se applichiamo il 1° Principio a tutto l'impianto e quindi considero un Volume di controllo che circonda tutto l'impianto



Non entra e non esce nessuna potenza di fluido motore dal volume di controllo $\Rightarrow \sum m_j E_{fj} = 0$

1° Princ: $\dot{Q} - \dot{Q}_i = \frac{\partial S}{\partial t} + \sum m_j E_{fj}$

Stazionario

$\dot{Q} = \dot{Q}_1 + \dot{Q}_2$

Summa delle potenze termiche entranti (in questo caso solo Q_1)
 uscenti (in questo caso solo Q_2)

$\dot{Q}_i = \dot{Q}_{iT} - \dot{Q}_{iP}$

Summa di tutte le potenze meccaniche entranti (in questo caso solo T_P)
 uscenti (in questo caso solo T_V)

nelle tubazioni $Ec=0$ perché l'area è grande, la velocità è piccola

$$E p_j = h_j + \frac{c_j^2}{2} + g z_j$$

$$\dot{Q}_1 = \dot{m} (h_0 - h_m)$$

$$Q_1 = \frac{\dot{Q}_1}{\dot{m}} = h_0 - h_m$$

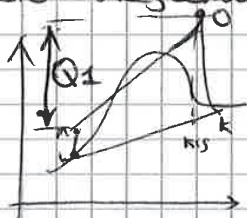
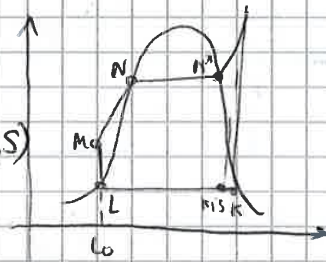
$$Q_1 = \frac{\dot{Q}_1}{\dot{m}} = h_0 - h_m$$

$$\int_M^0 T ds = Q_1 + \underbrace{\int_M^0 \omega ds}_{\approx 0 \dots?}$$

$$Q_1 = \int_M^0 T ds \hat{=} L O M N N^* O \text{ Kiso}$$

sto facendo riferimento all'area $\hat{=} L O M N N^* O \text{ Kiso}$ in (t, s)

Invece corrisponde a un segmento verticale in (h, S)
ecco perché questo diagramma è più agevole



1° Principio O-K
TV

$$\dot{Q} - \dot{L}_i = \sum_j \dot{m}_j E p_j$$

$$\uparrow$$

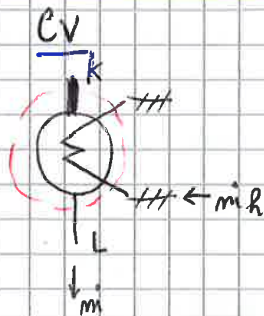
$$P_i = P_i$$

$$L_i = \frac{P_i}{\dot{m}} = h_0 - h_k$$

$$P_i = \dot{m} (h_0 - h_k)$$

$$-P_i = \dot{m} (h_k - h_0)$$

1° Principio k-L



$$\dot{Q} - \dot{L}_i = \sum_j \dot{m}_j E p_j$$

$$-\dot{Q}_2 = \dot{m} (h_k - h_L)$$

$$\dot{Q}_2 = \dot{m} (h_k - h_L)$$

$$Q_2 = \frac{\dot{Q}_2}{\dot{m}} = h_k - h_L$$

1° Principio L-M

TP

$$\dot{Q} - \dot{L}_i = \sum_j \dot{m}_j E p_j$$

$$-P_{ip} = \dot{m} (h_m - h_L)$$

$$L_{ip} = \frac{P_{ip}}{\dot{m}} = h_m - h_L$$

* RENDIMENTO TURBINA

$$\eta_T = \frac{-\Delta h}{-\Delta h_{is}} = \frac{h_0 - h_k}{h_0 - h_{kis}}$$

CONSUMO SPECIFICO di COMBUSTIBILE

Combustibile da utilizzare per ottenere l'unità di potenza utile
 che è una frazione

$$q_B = \frac{\dot{m}_b}{P_u} = \frac{\dot{m}_b}{\eta_g \dot{m}_b H_i} = \frac{1}{\eta_g H_i}$$

È fortemente legato al rendimento

$\eta_g \gg \Rightarrow$ quantità di combustibile \ll

Analisi dimensionale:

• $[\eta, \eta_u, \eta_g] = -$

I rendimenti sono adimensionali, perché sono rapporti di quantità omogenee

• $[H_i] = \frac{J}{kg}$

- H_{CH_4} (metano) = $50 \frac{MJ}{kg}$
- H_i (Benzina) = $44 \frac{MJ}{kg}$

• $[q_B] = \frac{g}{h \cdot kW}$

METODI utilizzati per AUMENTARE il RENDIMENTO dell'IMPIANTO

$$\eta_g = \eta_b \cdot \eta \cdot \eta_o$$

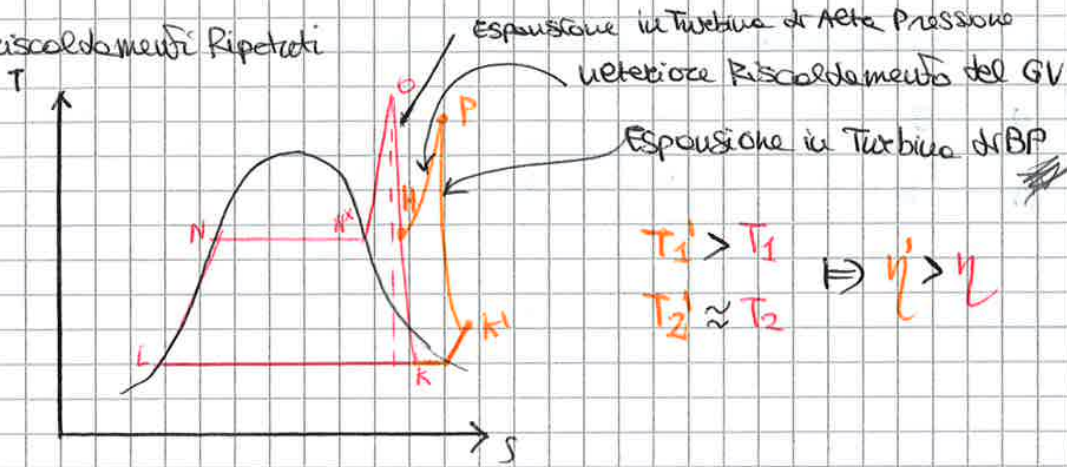
\uparrow $\approx 0,9$ \uparrow $\approx 0,95 \div 0,96$

Metodi:

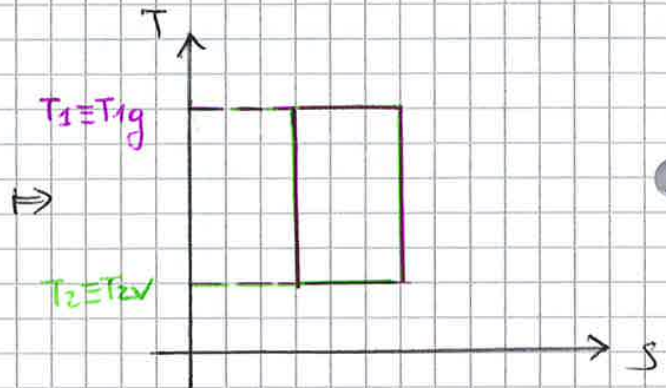
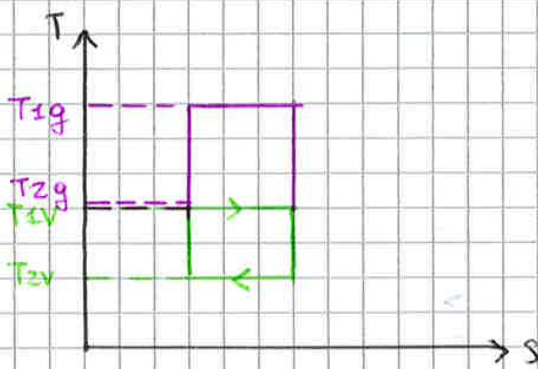
- 1) Aumento della pressione di vaporizzazione p_0
- 2) Aumento della temperatura di vaporizzazione T_0
- 3) Surraiscaldamenti ripetuti
- 4) Diminuzione della pressione di condensazione p_k
- 5) Utilizzo di cicli sovrapposti: potremmo di ciclo Combinato gas-vapore
- 6) Rigenerazione

} Metodi generalmente fatti insieme perché molto costosi: se singolarmente $\eta \gg$ di poco, se insieme $\eta \gg$ apprezzabile

3) Supriscaldamenti Ripetuti

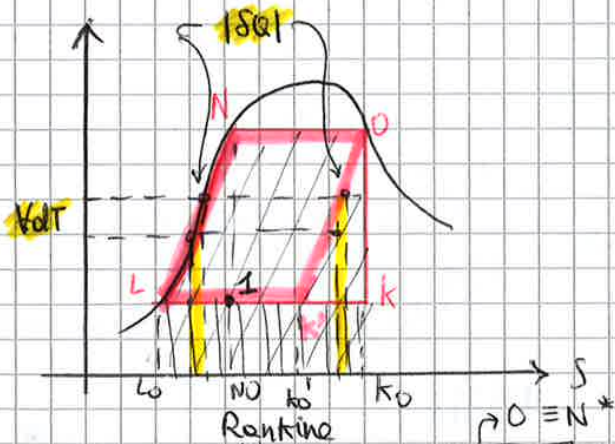


5) Cicli Combinati Gas-Vapore



E' come se avessi realizzato un unico ciclo con temperature estreme più distanti e con rendimento quindi maggiore!

6) Rigenerazione



considero un ciclo a vapore saturo (ma supriscaldamento) ideale
 ⇒ ipotizzo che l'espansione OK sia isentropica

Il rendimento sarà pari a : $\eta = \frac{L_i}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1}$

$Q_1 \cong L_0 L N O k_0$ calore fornito
 $Q_2 \cong L_0 L k k k_0$ calore sottratto