EQUAZIONE DEL LAVORO

1: IN
2: OUT
$dQ \gtrless 0 \rightarrow$ IN / OUT
$dL \gtrless 0 \rightarrow$ OUT / IN

LAVORO X SPINGERE IL FLUIDO ATTRAVERSO LE SEZIONI 1 E 2 → LAVORO DI PULSIONE (DA EXT. A INT. → $dL<0$ MA IL dL HA IL "−" NEL BILANCIO, QUINDI "+": IN E "−": OUT)

→ BILANCIO IN UN GENERICO dt:

$$dE = dQ_e - dL + dm_1\left(e_1 + \frac{c_1^2}{2} + gz_1\right) - dm_2\left(e_2 + \frac{c_2^2}{2} + gz_2\right) + \underbrace{p_1 A_1 dx_1}_{dV_1 = v_1 dm_1} - \underbrace{p_2 A_2 dx_2}_{dV_2 = v_2 dm_2} \rightarrow h = e + pv$$

$$dE = dQ_e - dL + dm_1\left(h_1 + \frac{c_1^2}{2} + gz_1\right) - dm_2\left(h_2 + \frac{c_2^2}{2} + gz_2\right)$$

STAZIONARIO → $dE = 0$, $dm_1 = dm_2 = dm$, $\frac{dQ_e}{dm} = q_e$, $\frac{dL}{dm} = l$

→ EQ. DEL LAVORO IN FORMA TERMODINAMICA $\quad l = q_e + (h_1 - h_2) + \frac{c_1^2 - c_2^2}{2} + g(z_1 - z_2)$ (PER FLUIDI COMPRIMIBILI, PER ES. IN TURBINE O COMPRESSORI)

TRASFORMAZIONE INFINITESIMA → $dl = dq_e - dh - cdc - gdz$

$dh = de + pdv + vdp$

$dq = dq_e + dR$ (↑ DISSIPAZIONI)

↑ PER CONDOTTI FISSI RISPETTO ALL'OSSERVATORE

→ $dl = -cdc - gdz - dp/\rho - dR$

COMPAIONO LE p E LE DISSIPAZIONI ESPLICITAMENTE

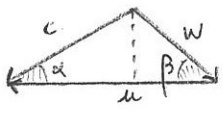
→ EQ. DEL LAVORO IN FORMA MECCANICA $\quad l = \frac{c_1^2 - c_2^2}{2} + g(z_1 - z_2) - \int_1^2 \frac{dp}{\rho} - \int_1^2 dR$ (PER FLUIDI A BASSA VELOCITÀ E A ρ COSTANTE, PER ES. IN POMPE O VENTILATORI)

PER CONDOTTI MOBILI ↘

AVRÒ DEI TERMINI "CESSANTI" (LAVORO → MI PONGO SULLA GIRANTE QUINDI VEDO $l=0$) E DEI TERMINI "SORGENTE" (LAVORO DELLE FORZE DI INERZIA)

→ $0 = q_e + (h_1 - h_2) + \frac{w_1^2 - w_2^2}{2} + g(z_1 - z_2) + \frac{u_2^2 - u_1^2}{2}$

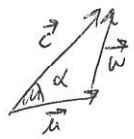
($l=0$; ↑ NON HO PIÙ LE VELOCITÀ ASSOLUTE MA LE RELATIVE; ↑ LAVORO DELLE FORZE DI INERZIA)



SI SOTTRAGGONO LE EQ. DEL LAVORO IN FORMA TMD: COMPAIONO LE FORZE TANGENZIALI

→ EQ. DI EULERO $\quad l = \frac{c_1^2 - c_2^2}{2} + \frac{w_2^2 - w_1^2}{2} + \frac{u_1^2 - u_2^2}{2} = u_1 c_{tg_1} - u_2 c_{tg_2} = u_1 c_1 \cos\alpha_1 - u_2 c_2 \cos\alpha_2$

↑ COMPONENTI CINETICA, DIFFUSIVA E CENTRIFUGA



CARNOT: $w^2 = u^2 + c^2 - 2uc\cos\alpha$ ↘ $uc\cos\alpha = \frac{u^2 + c^2 - w^2}{2}$

$L = u_2 c_{tg_2} - u_1 c_{tg_1} = u_1 c_1 \cos\alpha_1 - u_2 c_2 \cos\alpha_2 = \frac{1}{2}\left[(u_1^2 + c_1^2 - w_1^2) - (u_2^2 + c_2^2 - w_2^2)\right]$

→ $\boxed{L = \frac{u_1^2 - u_2^2}{2} + \frac{c_1^2 - c_2^2}{2} + \frac{w_2^2 - w_1^2}{2}}$

COPPIA TM FLUIDO E MACCHINA $M = \frac{d\tau_A}{dt} = \dot{m}\,\Delta(rc_{tg})$ ↑ $d\tau_A = d(mrc_{tg})$ MOMENTO DELLA Q. DI MOTO

$P = M\Omega = \dot{m}\Omega(r_2 c_{tg_2} - r_1 c_{tg_1}) = \dot{m}(u_2 c_{tg_2} - u_1 c_{tg_1})$

$\boxed{l = \frac{P}{\dot{m}} = u_2 c_{tg_2} - u_1 c_{tg_1}}$

- **CONDOTTO A SEZIONE VARIABILE (DIVERGENTE) ISOLATO SENZA PARTI MOBILI**

$$\begin{cases} \mathcal{L} = 0 \\ q_E \cong 0 \\ \vec{c}_2 \neq \vec{c}_1 \end{cases}$$

CONDIZIONE DI RISTAGNO: CONDIZ. TMD CHE LA PARTICELLA RAGGIUNGEREBBE QUALORA VENISSE RALLENTATA FINO A VELOCITÀ NULLA CON UNA TMSF. ISOENTR. E CAMBIEMMATA QUINDI DA DUE PARAMETRI TMD INDIP. TM (MANCA IL CINETICO)

EQ. DEL LAVORO TMD: $0 = (h_1 - h_2) + \frac{c_1^2 - c_2^2}{2} + g(z_1 - z_2) \rightarrow h_1 + \frac{c_1^2}{2} + gz_1 = h_2 + \frac{c_2^2}{2} + gz_2$

→ IN ASSENZA DI SCAMBI DI LAVORO E DI CALORE SI CONSERVA L'ENTALPIA TOTALE $h^0 = h + \frac{c^2}{2} + gz = \text{COSTANTE}$

IN GENERE CONDOTTI PIANI O COMUNQUE CON DIFFERENTE DI QUOTA TRASCURABILI → ENT. DI RISTAGNO $h_R = h + \frac{c^2}{2} = \text{COST.}$

→ $\Delta h^0 \cong \Delta h_R$ E NON RISENTONO DELLE DISSIPAZIONI; SE VI SONO HANNO EFFETTO SULLA DISTRIBUZIONE % DEI TERMINI CHE LE COMPONGONO (TRASFORMANO L'EN. CINETICA $\frac{c^2}{2}$ IN ENTALPIA STATICA h, MA LA SOMMA RIMANE COSTANTE).

PER UN FLUIDO CON COMPORTAMENTO IDEALE → $\begin{cases} \Delta h = c_p \Delta T \\ \Delta \mathcal{L} = c_v \Delta T \end{cases}$ E $\begin{cases} c_p - c_v = R \\ c_p / c_v = K \end{cases} \rightarrow \begin{cases} c_p = \frac{RK}{K-1} \\ c_v = \frac{R}{K-1} \end{cases}$

→ $c_p T + \frac{c^2}{2} + gz = \text{COSTANTE} \rightarrow$ T TOTALE $T^0 = T + \frac{c^2}{2c_p} + \frac{gz}{c_p}$ E T DI RISTAGNO $T_R = T + \frac{c^2}{2c_p}$

- **CONDOTTO A SEZIONE VARIABILE SENZA PARTI MOBILI E DISSIPAZIONI**

$$\begin{cases} \mathcal{L} = 0 \\ R = 0 \end{cases}$$

TEO. DELLA MEDIA PER p

EQ. DEL LAVORO MECCANICA: $0 = \frac{c_1^2 - c_2^2}{2} + g(z_1 - z_2) - \int_1^2 dp/\rho \rightarrow 0 = \frac{c_1^2 - c_2^2}{2} + g(z_1 - z_2) + \frac{p_1 - p_2}{\rho}$

→ $p_1 + \rho \frac{c_1^2}{2} + \rho g z_1 = p_2 + \rho \frac{c_2^2}{2} + \rho g z_2$

→ IN ASSENZA DI SCAMBI DI LAVORO E DISSIPAZIONI SI CONSERVA LA p TOTALE $p^0 = p + \rho \frac{c^2}{2} + \rho g z = \text{COSTANTE}$

p DI RISTAGNO $p + \rho \frac{c^2}{2} = p_R = \text{COSTANTE}$

→ $\Delta p^0 \cong \Delta p_R$ E NON RISENTONO DEGLI SCAMBI DI CALORE

- **TRASFORMAZIONE ISOENTROPICA SENZA SCAMBI DI LAVORO CON FLUIDO ASSIMILABILE A GAS PERFETTO**

$$\begin{cases} p/\rho^K = \text{COST.} \\ p/\rho = RT \\ dq_E = dR = d\mathcal{L} = 0 \end{cases} \rightarrow \text{CONSERVAZIONE } h^0, T^0, p^0 \ (h^R, T^R, p^R)$$

→ $pT^{\frac{K}{1-K}} = \text{COST.} \rightarrow \frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{\frac{K}{1-K}} = \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\frac{K}{K-1}}$ E $c_p = \frac{KR}{K-1}$ $\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{\rho_1}{\rho_2}\right)^{1/K} \rightarrow \frac{\rho_1}{\rho_2} = \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\frac{1}{K-1}}$

$h_R = c_p T_R = h + \frac{c^2}{2} = c_p T + \frac{c^2}{2} = c_p T\left(1 + \frac{c^2}{2c_p T}\right) = c_p T\left(1 + \frac{K-1}{2}\frac{c^2}{KRT}\right) \rightarrow \frac{T_R}{T} = 1 + \frac{K-1}{2}\frac{c^2}{KRT}$

- $[KRT] = \left[\frac{J}{kgK} K\right] = \left[\frac{Nm}{kg}\right] = \left[kg \frac{m}{s^2} m \frac{1}{kg}\right] = \left[m^2/s^2\right]$ È UN'EN. SPECIFICA, QUINDI UNA VELOCITÀ ALQUADRATO:

VELOCITÀ CARATTERISTICA ADIABATICA / VELOCITÀ DEL SUONO $a^2 = c^{*2} = KRT \rightarrow$ N° DI MACH $Ma = \frac{c}{c^*}$

$$\begin{cases} \frac{T_R}{T} = 1 + \frac{K-1}{2} Ma^2 \\ \frac{p_R}{p} = \left[1 + \frac{K-1}{2} Ma^2\right]^{\frac{K}{K-1}} \\ \frac{\rho_R}{\rho} = \left[1 + \frac{K-1}{2} Ma^2\right]^{\frac{1}{K-1}} \end{cases} \rightarrow \text{RELAZIONI TRA GRANDEZZE DI RISTAGNO E STATICHE PER GAS PERFETTI E IDEALI (O CONSIDERATI TALI IN QUEGLI INTERVALLI DI } T, p)$$

← È UNA TRASFORMAZIONE FITTIZIA PERCHÉ STO CONSIDERANDO LO STESSO PUNTO MATERIALE IN 2 CONDIZIONI DIFFERENTI

UGELLI

LE RELAZIONI POSSO USARLE PER L'EFFLUSSO DI FLUIDI COMPRIMIBILI IN CONDOTTI A SEZIONE VARIABILE.

IPOTESI:

- CONTINUITÀ: $\dot{m} = \Omega \rho c = \text{COST.}$ → (DIFFERENZIO E DIVIDO PER $\Omega\rho c$) → $\frac{d\Omega}{\Omega} + \frac{d\rho}{\rho} + \frac{dc}{c} = 0$
- ISOENTROPICITÀ: $p/\rho^k = \text{COST.}$ → (DIFFERENZIO E DIVIDO PER p^k/ρ^k) → $\frac{dp}{p} = k\frac{d\rho}{\rho}$ ($\left(\frac{p}{\rho^k}\right)^* = \text{COST} \rightarrow \frac{p^k}{\rho^k}\frac{dp}{p} - k\frac{p^k}{\rho^k}\frac{d\rho}{\rho} = 0$)
- EQ. DEL LAVORO MECCANICA CON $l = 0$ ($R = 0$): $\frac{c^2}{2} - \int_1^2 \frac{dp}{\rho} = \text{COST.}$ → (DIFFERENZIO) → $c\,dc - \frac{dp}{\rho} = 0$

UN CONVERGENTE ($d\Omega < 0$), IN SUBSONICO ($1 - Ma^2 > 0$): AFFINITÀ A UN'ESPANSIONE (UGELLO) ($dp < 0$); IN SUPERSONICO ($1 - Ma^2 < 0$) UNA COMPRESSIONE ($dp > 0$) (DIFFUSORE)

RISOLVENDO IL SISTEMA OTTENGO LE RELAZIONI DI HUGONIOT ($\frac{d\Omega}{\Omega} = \frac{1 - Ma^2}{Ma^2}\frac{dp}{\rho}$, $\frac{d\Omega}{\Omega} = (1 - Ma^2)\frac{dp}{\rho c^2}$)

1° RELAZIONE DI HUGONIOT: $\frac{d\Omega}{\Omega} = \frac{dc}{c}(Ma^2 - 1)$ ← Ma LOCALE PERCHÈ $c^* = \sqrt{kRT}$ E T È LOCALE

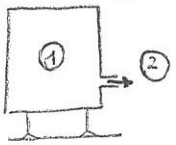
- VARIAZIONI DI AREA E DI VELOCITÀ LEGATE AL Ma
- $d\Omega$ E dc DISCORDI / $d\Omega$ E dc CONCORDI
- SUBSONICO | SUPERSONICO Ma (1)

UNO STESSO CONDOTTO PUÒ ESSERE ACCELERANTE O DECELERANTE A SECONDA DEL REGIME DI FLUSSO

CONDIZIONE DI TRANSIZIONE NON CONTEMPLATA DA QUESTA EQUAZ. (DIPENDE DALLE CONDIZIONI A MONTE E A VALLE SECONDO LA CONTINUITÀ)

- CONDOTTO CONVERGENTE $d\Omega < 0$:
  - $Ma < 1 \rightarrow dc > 0$ ACCELERANTE (ESPANSIONE)
  - $Ma > 1 \rightarrow dc < 0$ DECELERANTE (COMPRESSIONE)
- CONDOTTO DIVERGENTE $d\Omega > 0$:
  - $Ma < 1 \rightarrow dc < 0$ DECELERANTE (COMPRESSIONE)
  - $Ma > 1 \rightarrow dc > 0$ ACCELERANTE (ESPANSIONE)

SE VOGLIO ACCELERARE UNA PORTATA MI SERVE UN CONVERGENTE IN SUBSONICO E UN DIVERGENTE IN SUPERSONICO



- **AMBIENTI IN COMUNICAZIONE ATTRAVERSO UNA SEMPLICE SEZIONE DI PASSAGGIO**

(1) IN CONDIZIONI DI RISTAGNO (NOTE): p_{R1}, T_{R1}, R, K, c_p, c_v COSTANTI

(2) NOTA LA p_2 STATICA (VARIABILE)

IPOTESI:

- EFFLUSSO ADIABATICO ($q_e = 0$) E PIANO ($z_1 - z_2 = 0$)
- $l = 0$
- FLUIDO "IDEALE" E PERFETTO

→ MI CHIEDO IL VALORE DI c_2 SULLA BOCCA DI USCITA

EQ. DEL LAVORO TMD (CONSERVAZIONE DI h_R): $0 = \frac{c_1^2 - c_2^2}{2} + (h_1 - h_2) \rightarrow \frac{c_2^2}{2} = \frac{c_1^2}{2} + h_1 - h_2 = h_{R1} - h_2$

LA T_2 STATICA A VALLE NON INFLUENZA IL PROBLEMA; IO PASSO DALLE CONDIZ. DI RISTAGNO p_{R1} E p_2 CON $p_{R1} > p_2$ QUINDI HO UN'ESPANSIONE, LA QUALE DETERMINERÀ LA VARIAZIONE DI T

$$\frac{c_2^2}{2} = c_p(T_{R1} - T_2) = \frac{k}{k-1}(T_{R1} - T_2) = \frac{kRT_{R1}}{k-1}\left(1 - \frac{T_2}{T_{R1}}\right) = \frac{c_{R1}^*}{k-1}\left[1 - \left(\frac{p_2}{p_{R1}}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]$$

T_2 RAGGIUNTA DOPO L'ESPANSIONE, PRIMA DEL MIX CON L'AMBIENTE EST. → È INCOGNITA, RAPPRESENTA IL RAPPORTO TRA LE p

→ $c_2 = c_{R1}^*\sqrt{\frac{2}{k-1}\left[1 - \left(\frac{p_2}{p_{R1}}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]}$ DIPENDE DALLA VELOCITÀ DEL SUONO A MONTE E DAL RAPPORTO DI ESPANSIONE (E DAL FLUIDO)

MA SE SULLA BOCCA RAGGIUNGESSI LE CONDIZIONI SONICHE?

$\frac{c_2^{*2}}{2} = \frac{k}{k-1}(T_{R1} - T_2^*) = \frac{kRT_{R1} - kRT_2^*}{k-1} = \frac{c_{R1}^{*2} - c_2^{*2}}{k-1} \rightarrow c_2^* = c_{R1}^*\sqrt{\frac{2}{k+1}}$ DIPENDE SOLO DALLA VEL. DEL SUONO A MONTE (E DAL FLUIDO)

E QUANTO VALE IL RAPPORTO DI p CHE MI PORTA IN CONDIZIONI SONICHE?

$kRT_2^* = kRT_{R1}\left(\frac{2}{k+1}\right) \rightarrow \frac{T_2^*}{T_{R1}} = \frac{2}{k+1} = \left(\frac{p_2^*}{p_{R1}}\right)^{\frac{k-1}{k}}$ → RAPPORTO DI p SONICO $\frac{p_2^*}{p_{R1}} = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k}{k-1}} \cong 0{,}528$ (IL MANOMETRO SEGNA 1!) ($k = 1{,}4$)

T_2^* CHE MI REALIZZA LE CONDIZIONI SONICHE

$$\frac{p_2^0}{p_{R1}} = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{1}{k-1}} \quad \left(\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{1/k}\right)$$

CERCO ORA LA PORTATA SPECIFICA CHE TRANSITA ATTRAVERSO LA SEZIONE (IL "FORO" PER ORA):

$$\dot m = \Omega_2 \rho_2 c_2 \rightarrow \frac{\dot m}{\Omega_2} = \rho_2 c_2 = \rho_{R_1}\left(\frac{p_2}{p_{R_1}}\right)^{1/K} \cdot c^*_{R_1}\sqrt{\frac{2}{K-1}\left[1-\left(\frac{p_2}{p_{R_1}}\right)^{\frac{K-1}{K}}\right]} = \rho_{R_1} c^*_{R_1}\sqrt{\frac{2}{K-1}\left[\left(\frac{p_2}{p_{R_1}}\right)^{2/K}-\left(\frac{p_2}{p_{R_1}}\right)^{\frac{K+1}{K}}\right]} =$$

$$= \frac{p_{R_1}}{RT_{R_1}}\sqrt{KRT_{R_1}}\sqrt{\frac{2}{K-1}\left[\left(\frac{p_2}{p_{R_1}}\right)^{2/K}-\left(\frac{p_2}{p_{R_1}}\right)^{\frac{K+1}{K}}\right]} = \frac{p_{R_1}\sqrt{K}}{\sqrt{RT_{R_1}}}\sqrt{\frac{2}{K-1}\left[\left(\frac{p_2}{p_{R_1}}\right)^{2/K}-\left(\frac{p_2}{p_{R_1}}\right)^{\frac{K+1}{K}}\right]}$$

↑ CONDIZIONI A MONTE (LINEARE p_{R_1} e $1/\sqrt{T_{R_1}}$) ↑ RAPPORTO DI ESPANSIONE (e FLUIDO)

E GUARDO COME VARIA CON p_2/p_{R_1}:

$p_2 \to 0 \rightarrow \frac{p_2}{p_{R_1}} \to 0 \rightarrow \frac{\dot m}{\Omega_2} = \rho_2 c_2 = 0$

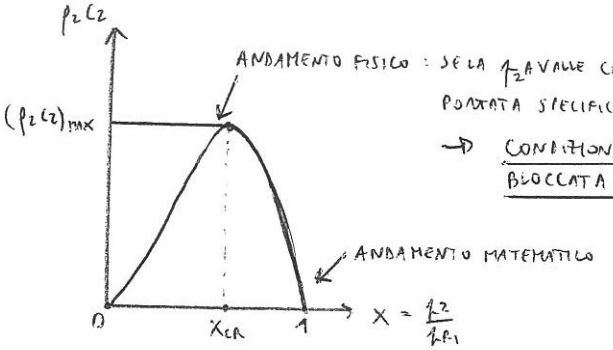
$p_2 = p_{R_1} \rightarrow \frac{p_2}{p_{R_1}} = 1 \rightarrow \frac{\dot m}{\Omega_2} = \rho_2 c_2 = 0$

$$\frac{d(\rho_2 c_2)}{d(p_2/p_{R_1})} = \frac{d(\rho_2 c_2)}{dx} = 0 \rightarrow \frac{d}{dx}\left(x^{2/K} - x^{\frac{K+1}{K}}\right) = 0 \rightarrow \frac{2}{K}x^{\frac{2-K}{K}} - \frac{K+1}{K}x^{1/K} = x^{\frac{2-K}{K}} - \frac{K+1}{2}x^{1/K} = 0$$

$$\rightarrow x^{\frac{1-K}{K}} = \frac{K+1}{2} \rightarrow x_{cr} = \left(\frac{p_2}{p_{R_1}}\right)\Big|_{(\rho_2 c_2)_{max}} = \left(\frac{K+1}{2}\right)^{\frac{K}{1-K}} = \left(\frac{2}{K+1}\right)^{\frac{K}{K-1}}$$

↑ ($\neq 0 \rightarrow$ DIVIDO PER $x^{1/K}$)

RAPPORTO DI p CRITICO: IN CONDIZIONI ISOENTROPICHE IL RAPPORTO DI ESPANSIONE PER IL QUALE SI REALIZZA LA MASSIMA PORTATA MASSICA COINCIDE CON QUELLO SONICO. ($K = 1{,}4 \rightarrow x_{cr} = 0{,}528$)

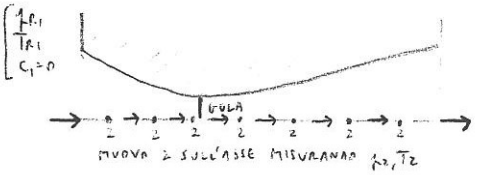


SE LA p_2 A VALLE CALA ANCORA E QUINDI $x < x_{cr}$, LA PORTATA SPECIFICA $\frac{\dot m}{\Omega} = \rho_2 c_2$ RIMANE COSTANTE

→ CONDIZIONI DI BLOCCO SONICO o DI PORTATA BLOCCATA ("CHOKING")

master COPY

UGELLO CONVERGENTE – DIVERGENTE

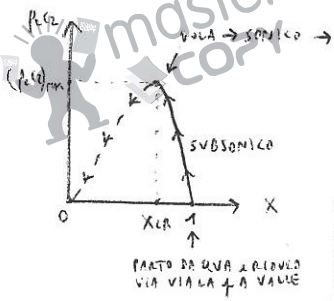


$p_{SCARICO}$ ← (IN SUBSONICO È IL VENTURI (ASPIRAT. LIQ. E MISURA PORTATA); IN SUPERSONICO È IL DE LAVAL (ESPANDE IL FLUIDO PRIMA NELLA PALETT. → DISTRIBUTORE TURBINE)

$\exists \left(\frac{p_2}{p_{R_1}}\right)_{cr}$ i.e. $(\rho_2 c_2)_{max}$ e $\left(\frac{p_2}{p_{R_1}}\right)_{cr} = \left(\frac{p_2}{p_{R_1}}\right)_{SONICO}$ → QUESTA CONDIZIONE, SE VIENE RAGGIUNTA, VIENE RAGGIUNTA NELLA SEZIONE MINIMA, LA GOLA.

PER RICAVARE $(\rho_2 c_2)_{cr}$ E FACILE $\lim_{x \to x_{cr\,SONICO}} (\rho_2 c_2)$ E USO $p^*_{2\,SONICO}$ e $c^*_{2\,SONICO}$:

$$\begin{cases} p_2^* = p_{R_1}\left(\frac{2}{K+1}\right)^{K/K-1} \\ c_2^* = c^*_{R_1}\sqrt{\frac{2}{K+1}} \end{cases} \rightarrow (\rho_2 c_2)^* = \frac{\dot m}{\Omega_{GOLA}} = \rho_{R_1} c^*_{R_1}\left(\frac{2}{K+1}\right)^{\frac{K+1}{2(K-1)}} = (\rho_2 c_2)_{cr}$$



PARTO DA QUA E RIDUCO VIA VIA LA p A VALLE

GOLA → SONICO → SE CONTINUO A RIDURRE LA p VADO IN SUPERSONICO E PERCORRO IL RAMO DI SX, CHE ASSUME SIGNIFICATO FISICO (VALUTATA PUNTO PER PUNTO)

↑

QUINDI SE VOGLIO LA MASSIMA PORTATA USO L'ESPRESSIONE A INIZIO PAGINA $\rho_2 c_2$

È QUINDI, DATA UNA CERTA PORTATA $\dot m$ POSSO RICAVARE LA SEZIONE DI GOLA DI UN UGELLO IN BLOCCO SONICO

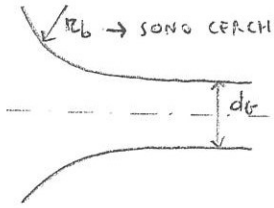
$$\Omega_{GOLA} = \frac{\dot m}{\rho_{R_1} c^*_{R_1}\left(\frac{2}{K+1}\right)^{(K+1)/2(K-1)}}$$ e IN CONDIZIONI DIVERSE $\Omega_{SC} = \frac{\dot m}{\rho_2 c_2}$ (PER ES. ALLO SCARICO)

→ HO QUINDI TUTTI I DATI PER DIMENSIONARE UN UGELLO (GOLA E SCARICO!)

↑ SI PARTE DALLA GOLA

- DIMENSIONAMENTO TRATTO CONVERGENTE

- SUPPONGO CHE IN 1 (IMBOCCO) VALGANO LE CONDIZIONI DI RISTAGNO: $C_1 = 0 \rightarrow \Omega_1 \to \infty$ _ MA È IMPOSSIBILE → <u>PROPORZIONAMENTO A BOCCAGLIO PER IL CONVERGENTE</u>; NOTA Ω_6 AVRÒ d_6 (SUPPOSTA CIRCOLARE).



r_6 → SONO CERCHI DI $r_6 \geq d_6$ PER UN BUON PROPORZIONAMENTO (1/4 DI SUPERFICIE TOROIDALE)

→ [SI USA QUANDO L'UGELLO AFFLUISCE AD UN AMBIENTE MOLTO PIÙ GRANDE DI LVI.

- SE IN 1 NON VALGONO LE CONDIZIONI DI RISTAGNO $(\vec{c}_1 \neq 0)$ CI SONO FORMULE POLINOMIALI CHE ASSICURANO UNA TRANSIZIONE CON LE MINORI TURBOLENZE POSSIBILI DA IMBOCCO A GOLA:

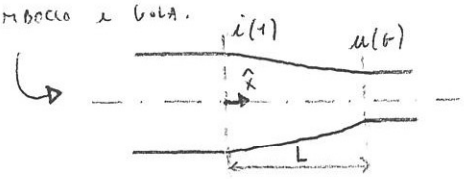
$$d = \left[-10\left(\frac{x}{L}\right)^3 + 15\left(\frac{x}{L}\right)^4 - 6\left(\frac{x}{L}\right)^5\right](d_i - d_u) + d_i$$

(d_i: IMBOCCO (GOLA), d_u: SBOCCO CONVERGENTE)

[NOTE f_{R1}, T_{R1} E $c_1 \rightarrow h_{R1} = h_1 + \frac{c_1^2}{2} = \text{COST.} \rightarrow h_1 = h_{R1} - \frac{c_1^2}{2} \rightarrow T_1 = T_{R1} - \frac{c_1^2}{2c_p} \rightarrow f_1 = f_{R1}\left(\frac{T_1}{T_{R1}}\right)^{\frac{k}{k-1}}$

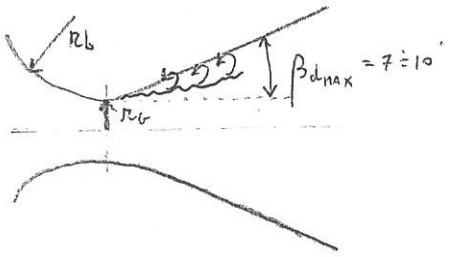
$\rightarrow \rho_1 c_1 = \rho_{R1}^* c_{R1} \sqrt{\frac{2}{k-1}\left[\left(\frac{f_1}{f_{R1}}\right)^{2/k} - \left(\frac{f_1}{f_{R1}}\right)^{\frac{k+1}{k}}\right]} = \frac{\dot{m}}{\Omega_1} \rightarrow \Omega_1 = \frac{\dot{m}}{\rho_1 c_1} \rightarrow$ RICAVO $d_1 = d_i$ E NOTA Ω_6, QUINDI d_6;

CALCOLO IL Δ TRA IMBOCCO E GOLA.



master COPY COPISTERIA

- DIMENSIONAMENTO TRATTO DIVERGENTE → PIÙ CRITICO PERCHÈ SI PUÒ AVERE IL DISTACCO DIVENA, MENTRE NEL CONVERGENTE IL MOTO DEL FLUIDO MANTIENE QUEST'ULTIMO ATTACCATO.



IL DISTACCO È UN FENOMENO STATISTICO E PIÙ IL DIVERGENTE È LUNGO PIÙ È PROBABILE, QUINDI DEVE AVERE UN β_d MINORE (PIÙ STRETTO); SI PUÒ ANCHE USARE UN DIVERGENTE A FALDE CURVE PIÙ LARGO ALL'INIZIO DOVE HO MINORI PROBABILITÀ DI DISTACCO E POI SI CHIUDE



master COPY