Capitolo 20

In una tubazione:

- un aeriforme si muove in **regime permanente** quando in una sezione generica della condotta le sue caratteristiche non variano nel tempo, pur differendo da punto a punto della sezione;
- se il movimento delle singole particelle fluide avviene secondo traiettorie rettilinee senza deviazioni e accavallamenti, il regime di moto si definisce **laminare**;
- la **portata volumetrica** è: $q_V = A \cdot V$ (20.1) dove A è l'area della sezione normale all'asse della condotta e V è la velocità media del fluido che attraversa la sezione suddetta;
- si definisce **portata in massa** q_m (o portata massica) la massa di fluido che attraversa una sezione normale all'asse geometrico della condotta, nell'unità di tempo: $q_m = A \cdot \mathrm{V} \cdot \rho$ (20.3).

Se consideriamo un aeriforme in moto permanente entro una tubazione generica, il valore della portata di massa nelle varie sezioni non varia:

- sezione 1): $q_{m1} = A_1 \cdot V \cdot \rho_1$
- sezione 2): $q_{m2} = A_2 \cdot V \cdot \rho_2$

$$\left.\begin{array}{l} q_{m1} = A_1 \cdot V \cdot \rho_1 \\ q_{m2} = A_2 \cdot V \cdot \rho_2 \end{array}\right\} A_1 \cdot V_1 \cdot \rho_1 = A_2 \cdot V_2 \cdot \rho_2$$

che rappresenta l'equazione di continuità riferita alla portata massica. Poiché $\rho = 1/v$:

$$\frac{A_2 \cdot V_1}{v_1} = \frac{A_2 \cdot V_1}{v_2} \qquad (20.5)$$

Consideriamo un fluido comprimibile in moto permanente entro una tubazione e applichiamo il principio della conservazione dell'energia fra du sezioni normali all'asse geometrico non escludendo che possa essere scambiato calore con l'esterno (ma trascurando le resistenze passive). Sia z la quota della sezione, la somma delle energie nella sezione iniziale è uguale alla somma delle energie in quella finale:

$$\frac{V_2^2 - V_1^2}{2} + u_2 - u_1 = g \cdot (z_1 - z_2) + p_1 \cdot v_1 - p_2 \cdot v_2 + q \qquad (20.7)$$

dove $g \cdot z$ *è* l'**energia potenziale di posizione**, $p \cdot v$ è l'**energia potenziale di pressione**, $V^2 / 2$ è l'**energia cinetica**, u è l'**energia interna** e q il calore somministrato alla massa unitaria di fluido. La (20.7) costituisce l'espressione analitica del **teorema di Bernoulli applicato a un fluido comprimibile**:

- il primo membro rappresenta la variazione **dell'energia** (cinetica e interna) propria del fluido;
- il secondo membro rappresenta il **lavoro** comunicato al fluido dall'esterno suddiviso in:
  - **lavoro compiuto dalla gravità**: $g \cdot (z_1 - z_2)$;
  - **lavoro compiuto dalle pressioni**: $(p_1 \cdot v_1 - p_2 \cdot v_2)$;
  - **lavoro ottenuto in forma di calore**: q.

Il principio di Bernoulli ha il seguente enunciato: **se un aeriforme fluisce entro una condotta in regime permanente, l'eventuale variazione dell'energia propria del fluido uguaglia l'energia comunicata ad esso dall'esterno**.

Poiché il lavoro compiuto dalle forze gravitazionali è generalmente modesto e poiché $q + u_1 - u_2$ è il lavoro l ottenuto dalla conversione completa del calore q:

$$\frac{V_2^2 - V_1^2}{2} = p_1 \cdot v_1 - p_2 \cdot v_2 + l \qquad (20.9)$$

La variazione dell'energia cinetica subita da un aeriforme che compie una qualsiasi trasformazione termodinamica vale (nel piano $p - v$) **l'area compresa fra la linea di trasformazione, l'asse delle ordinate e le perpendicolari condotte a esso dai punti estremi**.

Ricordando la definizione dell'entalpia ($h = u + p \cdot v$):

$$\frac{V_2^2 - V_1^2}{2} = h_1 \cdot h_2 \qquad (20.13)$$

relazione importantissima che ritroveremo nello studio delle turbine **secondo cui la variazione di energia cinetica subita dall'unità di massa del fluido in una trasformazione adiabatica uguaglia la differenza di entalpia iniziale e finale**.

Consideriamo un aeriforme sottoposto alla pressione p_1 all'interno di un serbatoio che comunichi attraverso un foro di piccola sezione con un ambiente a pressione $p_2 < p_1$; il fluido effluisce nell'ambiente esterno per effetto della differenza di pressione e, se il serbatoio rimane a p_1 costante, l'efflusso avverrà in regime permanente. La vena effluente (come per i liquidi) viene compressa dai filetti provenienti dalla periferia e presenta una *sezione contratta*.

Supponendo che non avvengano scambi di calore con l'esterno, il fluido si espande adiabaticamente attraverso il foro; dalla (20.13) si ha:

$$V = \varphi' \cdot \sqrt{2 \cdot (h_1 - h_2)} \qquad (20.15)$$

dove φ' è un coefficiente di riduzione della velocità dovuto al fatto che l'entalpia effettiva nel suo stato finale risulta maggiore di quella calcolata teoricamente in quanto **l'espansione (che dovrebbe essere adiabatica) avviene con introduzione di calore**. Indicando con a l'area della luce di efflusso:

$$q_m = \varphi'' \cdot a \cdot V \cdot \rho \qquad (20.16)$$

dove φ'' è il **coefficiente di riduzione della portata** che tiene conto della sezione contratta; sostituendo la (20.15) nella (20.16) si ottiene:

$$q_m = \varphi \cdot a \cdot \rho \cdot \sqrt{2 \cdot (h_1 - h_2)} \qquad (20.17)$$

dove φ è il **coefficiente di efflusso**.

Quando la differenza fra p_1 e p_2 è molto alta la velocità di efflusso è inferiore a quella calcolata con la (20.15). Ciò è dovuto a due fattori contrastanti:

- il vapore nell'espansione da p_1 a p_2 deve aumentare il suo volume e ciò richiede un tempo tanto più lungo quanto maggiore è la differenza $(p_1 - p_2)$;
- il vapore, effluendo, attraversa la luce con una velocità tanto maggiore quanto lo è $(p_1 - p_2)$.

Per salti di pressione elevati, **il vapore, dotato di forte velocità perviene nella sezione contratta prima di aver compiuto la necessaria espansione corrispondente alla pressione p_2 e il suo volume specifico è quello che corrisponde a una pressione p_c detta pressione critica di efflusso (o contropressione di efflusso)**:

- se $p_2 > p_c$ tutto il salto di entalpia si trasforma in energia cinetica secondo la (20.15);
- se $p_2 < p_c$ e il foro di efflusso non è sagomato per favorirne la completa espansione, la velocità del getto effluente è proporzionale al salto di entalpia fittizio $(h_1 - h_c)$;
- se il foro di efflusso viene sagomato seguendo un opportuno criterio, pur essendo $p_2 < p_c$, l'efflusso avviene con la massima velocità consentita dal salto entalpico disponibile $(h_1 - h_2)$.

Si ritengono mediamente validi i seguenti valori:

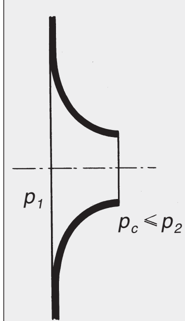
- per vapori saturi: $p_c = 0{,}577 \cdot p_1$;
- per vapori surriscaldati: $p_c = 0{,}546 \cdot p_1$;
- per gas perfetti: $p_c = 0{,}528 \cdot p_1$.

L'efflusso di un aeriforme attraverso una luce trova applicazione nella progettazione delle turbine nelle quali si tende a incrementare al massimo la velocità del vapore per conseguire alti valori dell'energia cinetica; tale finalità può essere ottenuta in due modi:

- **frazionando il salto di entalpia disponibile in diverse espansioni parziali** in modo che ciascuna di esse avvenga entro limiti tali da evitare la formazione della pressione critica;
- **sostituendo il foro di efflusso con una luce opportunamente sagomata** con un ugello (figura A) che abbia:
  - o **un imbocco fortemente convergente** con bordi arrotondati, per ridurre al minimo gli urti;
  - o **una sezione intermedia di area minima** ove il fluido assume le caratteristiche fisiche conseguenti alla pressione critica;
  - o **un tratto finale divergente** per evitare la dispersione e la rottura della vena fluida consentendo contemporaneamente l'espansione del vapore dalla pressione critica fino a quella finale.

Adottando un ugello, noto come **ugello De Laval**, la velocità di efflusso assume il valore della (20.15). Qualora la pressione p_2 fosse superiore alla pressione critica, non si verifica alcuna riduzione della velocità e la presenza del tratto finale divergente risulta inutile; **è sufficiente perciò che l'ugello sia progettato come un semplice convergente** (figura B) per ridurre le perdite per urti e attriti. Per il dimensionamento di un ugello De Laval, noto p_1 e p_2 si calcola $p_c = 0{,}546 \cdot p_1$ e tramite la temperatura del vapore si ricava l'entalpia h_1 dal diagramma di Mollier; inoltre, se $p_c > p_2$ l'ugello è di tipo convergente-divergente; dal diagramma di Mollier si possono leggere le caratteristiche fisiche del vapore nella sezione critica (**volume specifico v_c, temperatura t_c** e **entalpia h_c**) e da v_c si risale alla portata volumetrica $q_V = q_m \cdot v_c$.(la portata di massa q_m è nota) e da questa alla sezione critica $a_c = q_V \,/\, V$ (V è noto dalla relazione $V \cong \sqrt{2 \cdot (h_1 - h_c)}$). Si procedequindi al dimensionamento della sezione di efflusso, ove il fluido è ad una pressione p_2; dal diagramma si ricavano le caratteristiche fisiche nella sezione di efflusso (volume specifico v_2, temperatura t_2 ed entalpia specifica h_2. Si calcola la velocità di efflusso $V_2 \cong \sqrt{2 \cdot (h_1 - h_2)}$, la portata volumetrica $q_V = q_m \cdot v_2$ da cui la sezione di efflusso a $= q_V \,/\, V_2$. Infine, la lunghezza L (figura C) del tratto divergente è: $L = (r_1 - r_2) \,/\, \mathrm{tg}\alpha$ (valutando il valore dell'angolo α intorno ai 5°).

Figura B



Nel caso reale bisogna tener conto del **rendimento dell'espansione** definito da:

$$\varepsilon = \frac{h_1 - h_2}{h_1 - h'_2}$$

dove h'_2 è l'entalpia reale:

- per luci in parete sottile $\varepsilon = 0{,}4 \div 0{,}55$;

Figura A

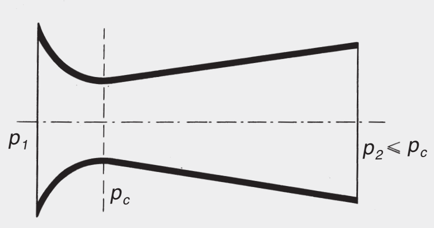
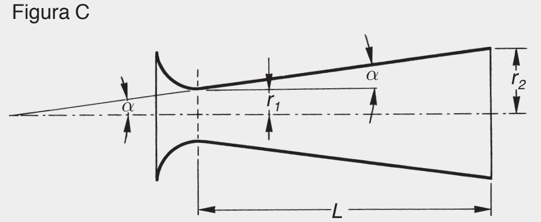


Figura C



- per luci in parete grossa $\varepsilon = 0{,}55 \div 0{,}70$;
- per ugelli ben sagomati $\varepsilon = 0{,}8 \div 1$.

Consideriamo un tratto di tubazione in cui scorra un vapore con velocità moderata e supponiamo di inserire in essa un diaframma munito di un piccolo foro o di una fenditura sottile. II vapore a monte del diaframma (a pressione p_1) nell'attraversare la fenditura aumenterà la sua velocità da V_1 a $V_2 = \sqrt{2 \cdot (h_1 - h_2)}$ dove h_2 è l'entalpia corrispondente alla pressione p_2 che regna a valle del diaframma. Si dice che il vapore, ha subito uno **strozzamento** o una **laminazione**, perdendo in un primo tempo, parte della sua energia potenziale che si è trasformata in energia cinetica. A valle del diaframma, si verifica un fenomeno opposto; la sezione della tubazione riprende le sue normali dimensioni e la corrente del vapore diminuisce la sua velocità fino a ridurla al valore iniziale V_1; il fluido ha quindi recuperato, se trascuriamo le dissipazioni di calore all'esterno, la stessa quantità di calore che aveva perduto nella prima fase; **in altre parole, la sua entalpia ha ripreso il valore iniziale** h_1 non essendo stato compiuto alcun lavoro durante lo strozzamento. Si tratta di una trasformazione **isoentalpica** (cioè ad entalpia costante).