

8. COMPORTAMENTO DEI FLUIDI

8.1 Equazione dell'energia meccanica

L'equazione del Primo Principio per i sistemi aperti può essere trasformata, sulla base del secondo principio, in un'equazione che non contiene esplicitamente la quantità di calore scambiata dal sistema attraverso il confine del volume di controllo.

L'equazione del secondo principio riferita all'unità di massa per una trasformazione infinitesima generica:

$$ds \geq \frac{\delta q}{T}$$

Può essere scritta, come si è visto, nella forma: $ds = \frac{\delta q}{T} + ds_{irr}$,

dove il termine ds_{irr} rappresenta la produzione di entropia dovuta all'irreversibilità del processo. Tale termine sarà nullo per una trasformazione infinitesima reversibile.

La quantità specifica di calore effettivamente scambiata dal sistema aperto nella trasformazione reale (irreversibile) dallo stato 1 allo stato 2 sarà:

$$q_{12} = \int_1^2 T \cdot ds - \int_1^2 T \cdot ds_{irr} \quad (8.1)$$

è evidente come la produzione di Entropia da irreversibilità penalizzi lo scambio termico.

Se invece la trasformazione che porta il sistema dallo stato 1 allo stato 2 è reversibile il calore scambiato sarà:

$$q_{12R} = \int_1^2 T \cdot ds = q_{12} + \int_1^2 T \cdot ds_{irr} \quad (8.2)$$

Ricordando che l'Entalpia è una funzione di stato, la sua variazione tra gli stati 1 e 2 potrà essere calcolata lungo una qualsiasi trasformazione reversibile che porti il sistema da uno stato all'altro, essendo la variazione infinitesima di Entalpia:

$$dh = du + p \cdot dv + v \cdot dp \quad \rightarrow \quad dh = \delta q + v \cdot dp$$

si ha, sostituendovi il valore di q_{12R} fornito dalla (8.2), per una trasformazione reversibile finita dallo stato 1 allo stato 2:

$$h_2 - h_1 = q_{12R} + \int_1^2 v \cdot dp$$

ossia:

$$h_2 - h_1 = q_{12} + \int_1^2 T \cdot ds_{irr} + \int_1^2 v \cdot dp$$

questa espressione della variazione di entalpia, sostituita nell'espressione del primo principio per i sistemi aperti, nella forma:

$$\frac{w_2^2 - w_1^2}{2} + g(z_2 - z_1) + h_2 - h_1 = q_{12} - l'_{12}$$

fornisce:

$$\frac{w_2^2 - w_1^2}{2} + g(z_2 - z_1) + l'_{12} + \int_1^2 T \cdot ds_{\text{irr}} + \int_1^2 v \cdot dp = 0 \quad (8.3)$$

ovvero **l'equazione dell'energia meccanica o delle forze vive** o anche **equazione generalizzata di Bernoulli**, già ricavata nel paragrafo 3.10 in altro modo, partendo cioè da un bilancio di sola energia meccanica anziché dal bilancio energetico più generale rappresentato dall'equazione del primo principio.

La (8.3) rappresenta una espressione particolare del bilancio energetico del sistema aperto in regime stazionario che non contiene esplicitamente la quantità di calore q scambiato dal sistema. Tale quantità è però legata al tipo di trasformazione seguita, e da quest'ultima dipende il valore degli integrali.

In genere viene indicato con R il termine $\int_1^2 T \cdot ds_{\text{irr}}$, che rappresenta la produzione di

Entropia legata ai fenomeni di irreversibilità che si manifestano nel moto dei fluidi reali; ovvero il lavoro, sempre positivo, svolto dalle forze di attrito.

La (8.3) permette la valutazione della diversità tra il lavoro compiuto da un sistema aperto e quello compiuto da un sistema chiuso nel passaggio tra gli stessi stati iniziali e finali.

Si consideri una espansione reversibile che porti il sistema dallo stato 1 allo stato 2, per il sistema chiuso il lavoro si ricava dalla:

$$l_{12} = \int_1^2 p \cdot dv$$

ed è rappresentato in figura 8.1 dall'area $(v_1, 1, 2, v_2)$.

Il lavoro del sistema aperto è invece ricavabile dalla (8.3), trascurando i primi due termini ed il termine rappresentante la produzione di Entropia:

$$l'_{12} = - \int_1^2 v \cdot dp$$

ed equivale all'area $(p_1, 1, 2, p_2)$. Come già visto in (3.10) questo lavoro è valutabile come:

$$l_{12} = - \int_1^2 v \cdot dp = + \int_p^1 p \cdot dv + \int_1^2 p \cdot dv - \int_2^{p_2} p \cdot dv = 0$$

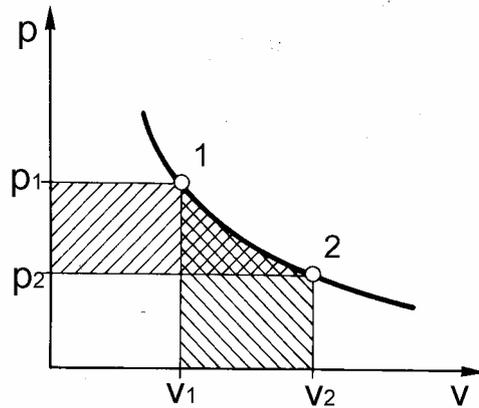


Figura 8.1: espansione reversibile di un fluido

Dunque il lavoro utile esterno l'_{12} (area $p_1, 1, 2, p_2$) è pari al lavoro svolto dalle forze interne del fluido durante l'espansione (lavoro del sistema chiuso che passa dallo stato 1 allo stato 2), aumentato del lavoro di immissione del fluido a pressione costante p_1 (area $p_1, 1, v_1, 0$), e diminuito del lavoro di espulsione a pressione costante p_2 (area $p_2, 2, v_2, 0$), che il sistema aperto deve svolgere per espellere il fluido dal suo interno.

Il lavoro di un sistema chiuso che esegue la stessa espansione è invece rappresentato dall'area $(v_1, 1, 2, v_2)$.

Nel caso in cui i termini R e l'_{12} siano trascurabili, la (8.3) diventa l'**equazione di Eulero**:

$$\frac{w_2^2 - w_1^2}{2} + g(z_2 - z_1) + \int_1^2 v \cdot dp = 0 \quad (8.4)$$

e se il fluido è incomprimibile ($v_2=v_1=\text{cost.}$) la sua integrazione fra gli stati 1 e 2 fornisce l'**equazione di Bernoulli**:

$$\frac{w_2^2}{2} + g \cdot z_2 + v \cdot p_2 = \frac{w_1^2}{2} + g \cdot z_1 + v \cdot p_1 \quad (8.5)$$

8.2 Viscosità

Si consideri un fluido che scorre lambendo una superficie piana, la sua velocità sarà nulla per lo straterello monomolecolare immediatamente a contatto con la superficie, poi aumenterà via via che ci si sposterà in direzione normale alla superficie fino a raggiungere il valore massimo ad una certa distanza (dove la corrente è indisturbata). Esiste pertanto in seno al fluido una forza che si oppone allo scorrimento degli strati di fluido l'uno sull'altro, e questa forza è proporzionale al gradiente di velocità. Se si indica con $d\omega/dy$ il gradiente di velocità nella direzione normale alla direzione del moto e con τ_{xy} la tensione che si esercita sulla superficie unitaria di fluido parallela all'asse x dalla parte delle y crescenti, vale la

relazione:

$$\tau_{xy} = \mu \frac{d\omega}{dy} \quad (8.6)$$

dove μ è il coefficiente di **viscosità dinamica** del fluido, per i gas e per la maggior parte dei liquidi a basso peso molecolare esso dipende solo dalla natura del fluido e dal suo stato fisico. Questi fluidi sono detti newtoniani, per essi la (8.6) assume il valore di legge fisica (legge di Newton) ed il coefficiente μ quello di grandezza fisica.

Per molti altri fluidi questo non si verifica, in quanto il coefficiente μ dipende anche da altre grandezze caratteristiche delle particolari condizioni sperimentali oltre che dallo stato fisico; e precisamente dal valore dello sforzo tangenziale τ_{xy} o dal gradiente di velocità e dal tempo.

Riguardo la dipendenza da τ_{xy} , è possibile distinguere i fluidi non newtoniani in: pseudoplastici, per i quali μ diminuisce al crescere del gradiente di velocità, e dilatanti, per i quali accade il contrario. Esistono poi dei fluidi, detti viscoelastici, il cui comportamento associa caratteristiche viscoso ed elastiche. Riguardo la dipendenza dal tempo, alcuni fluidi, detti tixotropici, presentano una riduzione di μ con il prolungarsi dello sforzo (a temperatura costante), altri, fluidi reopectici, si comportano in modo opposto.

A scopo puramente indicativo si riportano alcuni esempi, si possono considerare:

- **newtoniani** l'acqua, la benzina, il butano, il propano, gli idrocarburi leggeri, gli olii minerali grezzi a temperatura ambiente ...
- **pseudoplastici** i polimeri liquidi (es. gomma, acetato di cellulosa) e molte soluzioni polimeriche, le gelatine, i fanghi, gli additivi metallici nelle benzine, le sospensioni del tipo della polpa di carta, la mayonnaise, ...
- **dilatanti** i grassi, l'amido in soluzione, la sabbia in sospensione, le sospensioni estremamente concentrate ...
- **viscoelastici**, il bitume, il catrame, la pece, alcune sospensioni di particelle solide in liquidi molto viscosi
- **tixotropici** alcuni prodotti alimentari, le vernici ...
- **reopectici** alcuni impasti di gesso in acqua, alcune soluzioni acquose di pentossido di vanadio e bentonite ...

Allo scopo di poter giungere all'espressione matematica degli sforzi che sono presenti all'interno di un fluido non newtoniano in movimento (necessaria per poter poi risolvere le relative equazioni del moto) è necessario determinare sperimentalmente la o le relazioni che esprimono la dipendenza del coefficiente di viscosità dal gradiente di velocità, ed eventualmente dal tempo.

Tali equazioni, di natura essenzialmente sperimentale, vengono dette costitutive; tra le tante la più semplice è quella di Ostwald - De Waele o legge di potenza:

$$\tau_{xy} = \mu_0 \left[\frac{d\omega}{dy} \right]^{n-1} \cdot \left[\frac{d\omega}{dy} \right]$$

dove n è un numero il cui valore dipende dalla natura del fluido; in particolare per $n=1$ si

ottiene la legge di Newton, per $n < 1$ si ottiene una relazione relativa ai fluidi a comportamento pseudoelastico, per $n > 1$ quella per i fluidi a comportamento dilatante.

8.3 Moto dei fluidi nei condotti

Il moto di un fluido in un condotto può essere trattato con le equazioni ricavate per un sistema termodinamico aperto, assumendo che in ogni sezione di passaggio del flusso di materia le proprietà fisiche e la velocità del fluido siano uniformi.

La prima ipotesi introduce errori usualmente trascurabili, la seconda può portare anche ad errori del 100% nel caso di moto laminare, mentre risulta soddisfacente nel caso di moto turbolento, moto peraltro più frequente nel campo tecnico.

L'equazione di bilancio dell'energia meccanica in regime stazionario (8.3), senza scambio di lavoro e per un fluido a densità costante, diviene:

$$\frac{w_2^2 - w_1^2}{2} + g(z_2 - z_1) + \frac{P_2 - P_1}{\rho} + R = 0 \quad (8.7)$$

queste equazioni, riferite ad ogni tratto di condotto, sono dette "globali" perché non entrano nel merito dei fenomeni che avvengono nel fluido al suo interno, ma esaminano solo i parametri nelle sezioni di ingresso e di uscita. Si potrebbe arrivare alle stesse equazioni anche integrando le equazioni differenziali relative ad un elemento di volume infinitesimo in transito attraverso il sistema. Un approccio del genere, è proprio dello studio dei "fenomeni di trasporto", ovvero dell'evoluzione di un sistema in condizioni di non equilibrio. Con questo metodo si arriva a riconoscere che R è funzione delle **forze superficiali** (tensioni) che agiscono sulle superfici del volumetto infinitesimo considerato, e che compiono su di esso un lavoro di deformazione (**forze di attrito viscoso**).

In condizioni particolarmente semplici è possibile così calcolare R , nel caso di flusso in condotto circolare rettilineo in regime stazionario isoterma, si ha:

$$R = \frac{8 \cdot \mu \cdot L \cdot \omega}{\rho \cdot r^2} \quad (8.8)$$

con:

μ = viscosità dinamica del fluido,

L = lunghezza del condotto,

ω = velocità di efflusso,

r = raggio del condotto,

ρ = densità del fluido.

In modo sperimentale R può essere ricavato mediante la (8.7), che per un condotto orizzontale a sezione costante si riduce a:

$$R = \frac{P_2 - P_1}{\rho} \quad (8.9)$$

dove R rappresenta le **perdite di carico** di quel condotto nelle condizioni di flusso esaminate (differenza di pressione fra la sezione 2 e la sezione 1) divise per la densità del fluido. Introducendo il diametro del condotto $D=2r$, o, nel caso di condotti a sezione non circolare, il diametro equivalente:

$$D = \frac{4 \cdot A}{P} \quad (8.10)$$

con A = area sezione e P = perimetro bagnato. La (8.8) può essere riscritta come:

$$R = f \cdot \frac{L \cdot \omega^2}{D \cdot 2} \quad (8.11)$$

dove f è un coefficiente detto **fattore di attrito**. Esso risulta dipendere da un numero adimensionale, detto numero di Reynolds (Re):

$$Re = \frac{\omega \cdot D \cdot \rho}{\mu} = \frac{\omega \cdot D}{\nu} \quad (8.12)$$

dove $\nu = \mu/\rho$ è detta viscosità cinematica.

Il numero di Reynolds caratterizza lo stato di moto del fluido, che è laminare per $Re \leq 2300$ ed è turbolento per $Re > 3500$.

Fino ad ora si è parlato solo di **condotti lisci**, nella realtà le superfici interne dei condotti non sono mai perfettamente lisce, presentano sporgenze e rientranze rispetto alla superficie ideale, in altre parole: una certa scabrezza. È tuttavia possibile utilizzare ancora i concetti sopra esposti se il valore medio di queste sporgenze ε viene aggiunto alle variabili che determinano la similitudine geometrica (tra i modelli sperimentali ed il caso reale).

Si può affermare che il fattore di attrito f sia funzione di due raggruppamenti adimensionali, il primo dei quali è, come nel caso dei condotti lisci, il numero di Reynolds ed il secondo è la cosiddetta **scabrezza relativa**, ovvero il rapporto tra la scabrezza ε ed il diametro del condotto D .

Per mezzo di accurate indagini sperimentali (Nikuradse, Moody 1944) è stato possibile individuare la funzione (8.11). Questa viene di solito presentata sotto forma di grafico in coordinate doppio-logaritmiche (Figura 8.2). Per i condotti lisci il valore del fattore di attrito f dipende essenzialmente dal valore del numero di Reynolds, valutato utilizzando il diametro equivalente, mentre influisce molto poco la forma della sezione del condotto.

Per i valori di Re corrispondenti al **moto laminare** l'andamento di f in funzione di Re è lineare, dal confronto tra la (8.8) e la (8.11) si ricava agevolmente la relazione:

$$f = \frac{8 \cdot \mu \cdot L \cdot \omega}{\rho \cdot r^2} \cdot \frac{D \cdot 2}{L \cdot \omega^2} = \frac{64 \cdot \mu}{\rho \cdot D \cdot \omega} = \frac{64}{Re} \quad (8.13)$$

All'aumentare dei valori del numero di Reynolds, si incontra nel diagramma una zona di incertezza nella misura, che corrisponde alla transizione tra il regime laminare e quello turbolento, quindi il valore di f torna a diminuire con l'aumentare di Re , fino ad un valore limite al di sopra del quale f è costante.

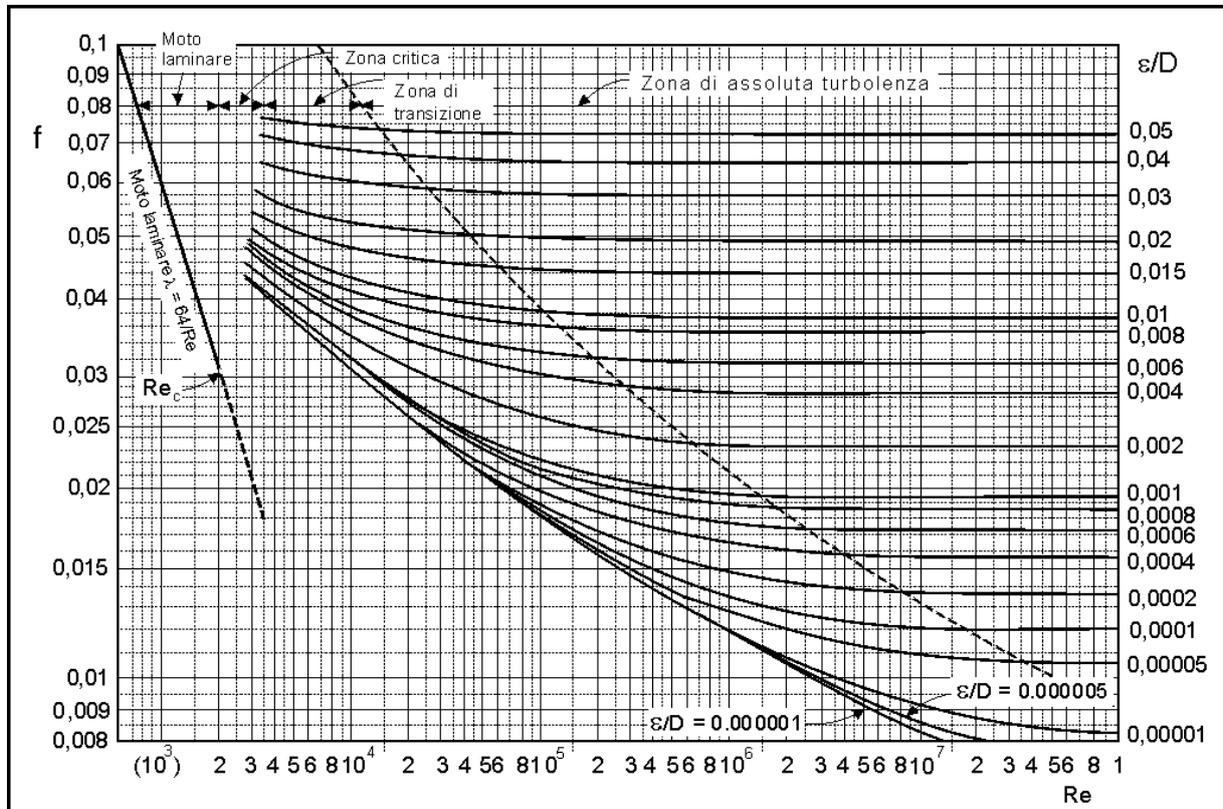


Figura 8.2: Diagramma di Moody (fonte: [4])

Nel moto laminare le perdite di carico uniformemente distribuite dipendono pertanto dalla velocità media del fluido, come si può osservare sostituendo la (8.13) nella (8.11).

Per elevati valori di Re (**moto altamente turbolento**) le perdite di carico dipendono invece dal quadrato della velocità media, la dipendenza di f da Re non è più lineare.

Dal diagramma di Moody si può osservare come la rugosità della parete del condotto abbia l'effetto di aumentare il valore di f e di diminuire quello di Re al di sopra dei quali le perdite di carico dipendono dal quadrato della velocità media del fluido.

Per quanto riguarda le **perdite di carico concentrate**, dovute cioè alle accidentalità (curvature, variazioni di sezione, incroci con altri condotti ...), assume primaria importanza la forma del tronco di condotto, mentre risulta modesta l'influenza del numero di Re . Questo è dovuto al fatto che in corrispondenza di una accidentalità si formano facilmente dei vortici dissipativi, ed il moto è sempre altamente turbolento anche se il valore di Re è relativamente basso.

La (8.11) assume la forma:

$$R = \beta \cdot \frac{\omega^2}{2} \quad (8.14)$$

dove β é il **fattore di attrito da accidentalità**. Data la scarsa influenza di Re , nei calcoli tecnici per determinare β si utilizzano dei grafici o delle tabelle del tipo di quelle riportate in figura 8.3, che forniscono direttamente il valore di β per le diverse forme delle accidentalità.

		β
Manicotto		0
Deviazione a S		0,5
Gomito a 90°	$r/d = 1,5$	0,5
	$r/d = 2,5$	0,3
Radiatori		2,5
Caldaie		2,5
T retti		1,5
		1,0
		0
		0,5
		3,0
T obliqui		0,5
		0,5
		0
		0
Gomito retto	$d_t = 10 \div 15 \text{ mm}$	2,0
	$d_t = 20 \div 25 \text{ mm}$	1,5
	$d_t = 32 \div 40 \text{ mm}$	1,0
	$d_t = 50 \text{ e oltre}$	1,0
Valvole dirette		12
Valvole a squadra		7
Detentori diritti		20
Detentori a squadra		8
Saracinesche		1,0
Valvole	$d_t = 10 \text{ } 15 \text{ mm}$	10
	$d_t = 20 \text{ } 25 \text{ mm}$	7
	$d_t = 32 \text{ } 40 \text{ mm}$	5
	$d_t = 50 \text{ e oltre}$	4

Figura 8.3: Coefficienti β per alcune accidentalità presenti in un circuito idraulico (fonte:[4])

Per snellire il calcolo di progetto spesso si ricorre all'impiego della **lunghezza equivalente** L_e , definita come la lunghezza di un tronco di condotto ad asse rettilineo ed orizzontale, di sezione costante pari a quella principale dell'accidentalità, tale da presentare la stessa perdita di carico che si verifica nella accidentalità alla quale equivale.

La L_e è ricavata da appositi nomogrammi o da tabelle.

Riepilogando, nel progetto di una conduttura con percorso vario, è necessario:

- innanzitutto dividere la stessa in tanti tronchi m di lunghezza L_m ciascuno caratterizzato da un valore costante della velocità media ω_m ,
- per ciascuno di questi tronchi si calcolerà il valore del numero di Re, quindi del fattore di attrito f ,
- ogni tronco potrà presentare un numero n di accidentalità, che verranno valutate come sopra detto;

la perdita di carico totale dell'intera conduttura verrà quindi calcolata indifferentemente con una delle seguenti espressioni:

$$R = \sum_i \left[\left(f_i \cdot \frac{L_i}{D_i} + \left(\sum_n \beta_n \right)_i \right) \cdot \frac{\omega_i^2}{2} \right] \quad (8.15)$$

o, utilizzando la lunghezza equivalente:

$$R = \sum_i \left[(L + L_e)_i \cdot \frac{f_i \cdot \omega_i^2}{D_i \cdot 2} \right] \quad (8.16)$$

8.4 Esempio di calcolo delle perdite di carico in un condotto

Un flusso di acqua con portata volumica: $\dot{V} = 1000$ l/h scorre in una tubazione facente parte di un circuito chiuso. La tubazione ha diametro $D = 15$ mm, lunghezza $L = 20$ m, rugosità assoluta $\varepsilon = 150$ μ m. Si tratta di calcolare il salto di pressione tra le estremità del condotto, nell'ipotesi che le resistenze concentrate siano costituite da 10 curve ad angolo retto aventi ciascuna coefficiente di perdita $\beta = 1,25$.

Nei circuiti chiusi, in regime stazionario, anche se il percorso non è orizzontale, non vi è mai variazione di energia potenziale del fluido. Infatti, considerate due sezioni di ingresso ed uscita contigue, ogni elemento del fluido percorre una traiettoria che ripassa per il punto di partenza e quindi, poiché l'energia potenziale è una grandezza di stato, il bilancio lungo il circuito chiuso è nullo. Inoltre, se il diametro è costante, non vi è, in regime stazionario, alcuna variazione di velocità tra le estremità del condotto, quindi anche la variazione di energia cinetica sarà nulla.

Pertanto, non essendovi nel tratto considerato neanche scambio di lavoro, la pompa deve vincere le sole resistenze di attrito; di queste quelle distribuite dipendono dalla rugosità relativa e dal numero di Reynolds. Tali dati permettono di individuare, sul *Diagramma di*

Moody il fattore di attrito f tra fluido e condotto.

La rugosità relativa è:

$$\frac{\varepsilon}{D} = \frac{150 \cdot 10^{-6}}{15 \cdot 10^{-3}} = 10^{-2} = \frac{1}{100}$$

mentre il numero di Reynolds sarà (ricavando prima la velocità media nel condotto):

$$\bar{w} = \frac{\dot{V}}{\frac{\pi D^2}{4}} = \frac{1000 \cdot 10^{-3}}{3600} \cdot \frac{1}{\frac{\pi \cdot 15^2 \cdot 10^{-6}}{4}} = \frac{1000}{225 \cdot 3,6 \cdot 0,785} = 1,57 \text{ m/s}$$

$$Re = \frac{\bar{w}D}{\nu}$$

$$Re = \frac{1,57 \cdot 15 \cdot 10^{-3}}{0,5 \cdot 10^{-6}} = 47200 \quad (\text{adimensionale})$$

Dal diagramma di Moody si ricava il fattore di attrito: $f = 0,039$ (adimensionale)

La caduta di pressione dovuta alle perdite distribuite si calcola con la relazione di Darcy:

$$\Delta p = f \cdot \rho \cdot \frac{\bar{w}^2}{2} \cdot \frac{L}{D} = 0,039 \cdot 1000 \cdot \frac{(1,57)^2}{2} \cdot \frac{10}{15 \cdot 10^{-3}} \cong 32,0 \text{ kPa}$$

La caduta di pressione dovuta alle perdite concentrate con $\beta = 1,25$ è data da:

$$p_2 - p_1 = \beta \cdot \frac{\bar{w}^2}{2} \cdot \rho = 10 \cdot 1,25 \cdot \frac{(1,57)^2}{2} \cdot 1000 \cong 15,4 \text{ kPa}$$

Riassumendo:

$$p_2 - p_1 = f \cdot \frac{\bar{w}^2}{2} \cdot \frac{L}{D} \cdot \rho + \beta \cdot \frac{\bar{w}^2}{2} \cdot \rho = 32,0 + 15,4 = 47,4 \text{ kPa}$$

perdite distribuite + perdite concentrate

$$G = 1000 \text{ l/h} = 1000 \text{ kg/h} = \frac{1000}{3600} \text{ kg/s}$$

$$\text{Potenza al fluido} = \frac{L}{\tau} = \frac{\Delta p \cdot G}{\rho} = \frac{47400 [\text{Pa}] \cdot (1000 / 3600) [\text{kg} / \text{s}]}{1000 [\text{kg} / \text{m}^3]} = 13,2 \text{ W}$$

Questa è la potenza che la pompa deve cedere al fluido per vincere le perdite di carico sia distribuite che concentrate.

8.5 Dimensionamento impianti di riscaldamento ad acqua calda.

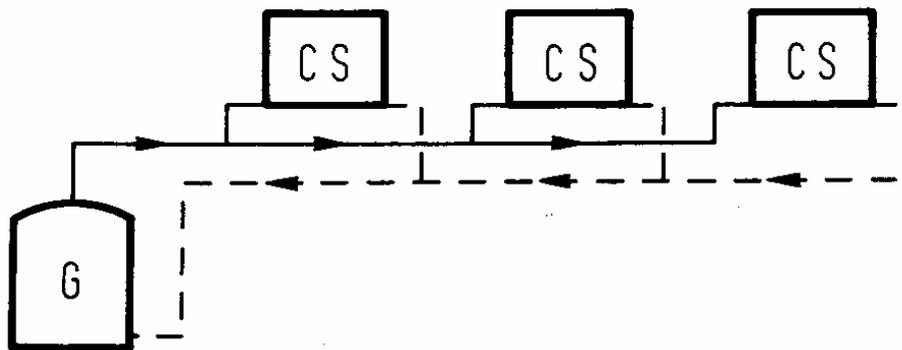


Figura 8.4: un impianto di riscaldamento ad acqua calda a circolazione forzata a due tubi.
(fonte:[4])

Si consideri un impianto di riscaldamento ad acqua calda a circolazione forzata a due tubi. Per il dimensionamento delle tubazioni si procede nel seguente modo.

- 1) Si determina per ogni corpo scaldante la potenza termica che esso dovrà fornire al locale servito. Se vi è un solo corpo scaldante in un locale tale potenza coinciderà con il carico termico del locale, oppure sarà una frazione di esso nel caso vi siano più corpi scaldanti.
- 2) Si fissa la differenza di temperatura tra ingresso ed uscita dei corpi scaldanti, si ottiene quindi la portata di acqua calda in base alla seguente relazione derivata dall'equazione del primo principio per i sistemi aperti:

$$Q = G \cdot c \cdot (t_u - t_e) \quad \rightarrow \quad G = \frac{Q}{c \cdot (t_u - t_e)}$$

la differenza di temperatura ($t_u - t_e$) è in genere assunta intorno a 10 °C, valore che minimizza il costo totale dell'impianto.

- 3) Dalle portate di acqua nei singoli corpi si risale alle portate nei singoli tronchi del circuito.
- 4) Per il dimensionamento delle tubazioni si segue il metodo a perdita di carico distribuita y_a costante, dove $y_a = \Delta p / L$, è la perdita di carico distribuita per metro lineare di tubo. Si sceglie per y_a un valore pari in genere a 15 mm H₂O/m (150 Pa/m), anche tale valore è scelto in base a criteri di minimo costo per l'impianto.
- 5) Noti i valori di y_a e G è possibile scegliere il diametro della tubazione su uno degli appositi diagrammi a seconda del materiale del tubo [4]. La velocità del fluido non deve essere inferiore a 0.3 m/s per consentire il trascinarsi dell'aria eventualmente contenuta nel circuito, e non superiore a 1.5 m/s per evitare la rumorosità.

Il procedimento prende l'avvio dal circuito più sfavorito, vale a dire con maggiori perdite di carico, che normalmente è quello che conduce al corpo più lontano dal generatore di calore. Nella scelta dei diametri dei tubi si cerca di mantenere un valore di y_a prossimo a quello di partenza.

6) A questo punto, noti i diametri dei tubi per tutto il circuito più svantaggiato si può calcolare la velocità del fluido, quindi, con le apposite formule, le perdite di carico distribuite e concentrate di ogni suo tronco. La somma delle perdite di carico di tutti i tronchi fornisce le perdite di carico totali, che costituiscono la prevalenza della pompa da installare. Della pompa è già nota la portata, calcolata come somma delle portate relative a tutti i corpi scaldanti.

La potenza della pompa sarà data dal prodotto della portata per la prevalenza diviso la densità del fluido: $P = G \Delta p / \rho$

7) Si tratta ora di bilanciare tutti gli altri circuiti che si diramano dalla pompa, tenendo conto della prevalenza fissata ed assicurando la portata d'acqua richiesta. Poiché i vari circuiti hanno normalmente dei tratti in comune è opportuno procedere in sequenza, considerando le varie diramazioni che partono dai circuiti già dimensionati (si partirà dal circuito più sfavorito), per esse è infatti possibile conoscere la differenza di pressione disponibile agli estremi.

Questa Δp nota risulterà dalla somma di una componente concentrata ed una distribuita, da definire, non essendo ancora note le velocità ed i diametri nei vari tronchi della diramazione.

Si assume che le perdite di carico distribuite siano il 25% del totale, pertanto si calcola

$$y_a = 0.25 \Delta p / L$$

con L lunghezza del circuito derivato.

Con il valore di y_a e le portate dei tronchi si possono dimensionare i singoli tronchi del circuito derivato usando i soliti diagrammi, se ne calcolano quindi le velocità e la perdite di carico totali; il loro valore non dovrà scostarsi di più del 10% dal valore del Δp da cui si è partiti. In caso contrario si dovrà modificare il diametro di qualche tronco.

Quando non si arriva ad ottenere il bilanciamento neanche utilizzando le sezioni più piccole disponibili (perché le perdite di carico della derivazioni sono inferiori al Δp di partenza), cosa che in genere si verifica per i circuiti derivati vicini al generatore, allora si ricorre allo strozzamento di una delle valvole del circuito poste a tale scopo all'uscita dei corpi scaldanti, cosa che aumenta le perdite di carico concentrate.

Per gli impianti a due tubi con ritorno inverso e per quelli ad anello il bilanciamento dei circuiti non è importante, dal momento che ogni circuito è in prima approssimazione già bilanciato. Si tratterà di verificare che tutti i singoli circuiti abbiano perdite di carico uguali, il calcolo può iniziare da uno qualunque dei corpi scaldanti.

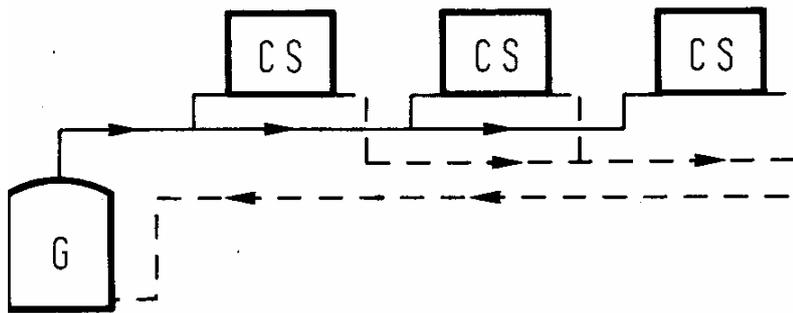


Figura 8.5: un impianto di riscaldamento ad acqua calda a circolazione forzata a due tubi con ritorno inverso. (fonte:[4])

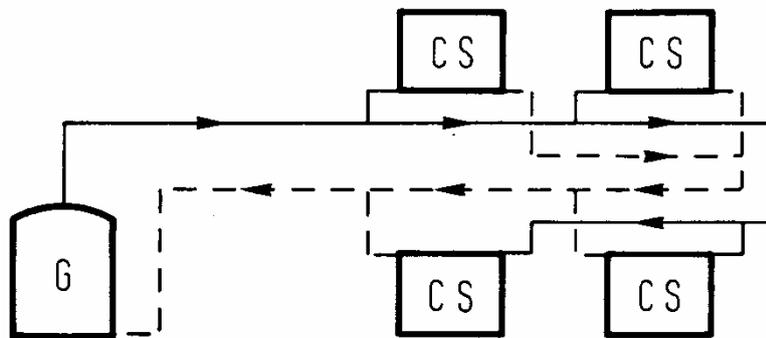


Figura 8.6: Impianto di riscaldamento ad acqua calda a circolazione forzata a due tubi ad anello. (fonte:[4])

Bibliografia

- [1] A. Cocchi. *Termofisica per Ingegneri*. Petroni. Bologna. 1973
- [2] G. Alfano, V. Betta. *Fisica Tecnica*. Liguori. Napoli. 1980.
- [3] W.F. Hughes, J.A. Brighton. *Fluidodinamica*. Schaum ETAS libri. Milano. 1982.
- [4] E. Bettanini, P.F. Brunello. *Lezioni di impianti tecnici*. Vol. I. Cleup. Padova. 1985