

# Cenni alla Fenomenologia dei Flussi Bifase

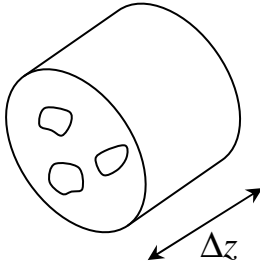
## Generalità

- In alcune applicazioni si ha a che fare con la contemporanea presenza di *due (o più) fasi* che fluiscono all'interno di condotti o recipienti
- Casi di interesse si hanno, ad esempio, quando si ha:
  - *liquido e vapore in cambiamento di fase* (sistemi in ebollizione o in condensazione)
  - *liquido e gas noncondensabile* (senza scambio di massa)
- *Il grado di interazione termica e meccanica tra le fasi* è importante perché determina:
  - *il grado di non-equilibrio termico* (differenza di temperatura)
  - *il grado di non-equilibrio meccanico* (differenza di velocità)
- Le fasi possono essere infatti molto ben miscelate (*flussi dispersi*) o possono fluire separatamente (*flussi separati*)
- La grandezza discriminante da questo punto di vista è quindi l'*area di interfaccia* tra le due fasi, la cui entità dipende da come esse si distribuiscono nel condotto
- Rispetto alla termofluidodinamica monofase, la termoidraulica dei flussi bifase deve quindi tenere conto:
  - dei *regimi di flusso*, cioè della topologia della distribuzione delle fasi nei condotti
  - dei *regimi di scambio termico*, cioè delle modalità di scambio di calore tra la miscela bifase e le pareti
- Le equazioni di bilancio da utilizzare per risolvere i problemi legati ai flussi bifase possono essere scritte:
  - *per la miscela bifase considerata come uno pseudo-fluido con proprietà medie* (modello “omogeneo di equilibrio termico”);
  - *per ciascuna delle fasi separatamente, con totale o parziale non-equilibrio* (modelli a fluidi separati).
- In questi brevissimi cenni, dopo aver dato alcune definizioni di grandezze di base, ci si occuperà dei regimi di flusso, dei fenomeni di ebollizione e delle perdite di carico per attrito.

## Definizioni e grandezze fondamentali

- **Grado di vuoto**

In generale, in un punto  $\vec{r}$  interno ad un condotto in cui fluisce una miscela bifase si alternano nel tempo  $t$  liquido e vapore



E' così possibile definire una funzione di densità di fase,  $\alpha_k(\vec{r}, t)$ , che vale 1 se è presente la fase  $k$ -esima ( $k=l$  per liquido;  $k=v$  per vapore)

$$\alpha_k(\vec{r}, t) = \begin{cases} 1, & \text{se è presente la fase } k \\ 0, & \text{se non è presente la fase } k \end{cases}$$

Il valore della densità di fase può essere mediato su di un volume di controllo per ottenere la *frazione volumetrica* della fase  $k$ -esima

$$\langle \alpha_k \rangle = \frac{1}{V} \int_V \alpha_k(\vec{r}, t) dV = \frac{V_k}{V} = \frac{V_k}{V_l + V_v}$$

La frazione volumetrica della fase aeriforme è detta *grado di vuoto*

$$\langle \alpha \rangle = \langle \alpha_v \rangle$$

e mentre per la frazione di liquido si ha:

$$1 - \langle \alpha \rangle = \langle \alpha_l \rangle$$

Se il volume di controllo è un piccolo spezzone di condotto (di lunghezza infinitesima), le frazioni volumetriche possono essere espresse in termini di aree occupate dalle fasi

$$\langle \alpha_k \rangle = \frac{\Delta z}{V} \int_A \alpha_k(\vec{r}, t) dA = \frac{A_k}{A} = \frac{A_k}{A_l + A_v}$$

o, per il grado di vuoto

$$\langle \alpha \rangle = \frac{A_v}{A} = \frac{A_v}{A_l + A_v}$$

Qualche volta, si omette l'indicazione di media spaziale indicando il grado di vuoto semplicemente con  $\alpha$ .

**Si può anche definire una frazione volumetrica locale mediando temporalmente**

$$\tilde{\alpha}_k(\vec{r}) = \frac{1}{\Delta t} \int_{t-\Delta t/2}^{t+\Delta t/2} \alpha_k(\vec{r}, t) dt$$

- **Velocità di fase**

**La velocità media di ogni fase (velocità di fase) è definita come la portata volumetrica di quella fase divisa per l'area che essa occupa nella sezione del condotto considerata**

$$w_l = \frac{Q_l}{A_l} = \left[ \frac{m^3}{s} \frac{1}{m^2} \right] = \left[ \frac{m}{s} \right] \qquad w_v = \frac{Q_v}{A_v} = \left[ \frac{m^3}{s} \frac{1}{m^2} \right] = \left[ \frac{m}{s} \right]$$

- **Flussi volumetrici o velocità superficiali**

**Il flusso volumetrico di una fase in una sezione del condotto è definito come il rapporto tra la portata volumetrica di tale fase e l'area totale del condotto**

$$j_l = \frac{Q_l}{A} = \left[ \frac{m^3}{s} \frac{1}{m^2} \right] = \left[ \frac{m}{s} \right] \qquad j_v = \frac{Q_v}{A} = \left[ \frac{m^3}{s} \frac{1}{m^2} \right] = \left[ \frac{m}{s} \right]$$

**Esso è detto anche velocità superficiale della fase. Si nota che**

$$j_l = \frac{Q_l}{A} = \frac{A_l}{A} \frac{Q_l}{A_l} = (1-\alpha) w_l \qquad j_v = \frac{Q_v}{A} = \frac{A_v}{A} \frac{Q_v}{A_v} = \alpha w_v$$

**La velocità superficiale è quindi inferiore o uguale alla velocità di fase.**

**La somma dei flussi volumetrici di ciascuna fase è il flusso volumetrico della miscela bifase**

$$j = j_l + j_v = \frac{Q_l}{A} + \frac{Q_v}{A} = \frac{Q_l + Q_v}{A} = \frac{Q}{A} = \left[ \frac{m^3}{s} \frac{1}{m^2} \right] = \left[ \frac{m}{s} \right]$$

**e rappresenta una specie di velocità media della miscela**

$$j = j_l + j_v = (1-\alpha) w_l + \alpha w_v$$

- **Frazione volumetrica di portata**

**E' il rapporto tra la portata volumetrica della fase aeriforme e la portata totale:**

$$\beta = \frac{Q_v}{Q_l + Q_v} = \frac{j_v}{j_l + j_v}$$

- **Velocità relativa**

Fase liquida e fase aeriforme hanno, in generale, velocità diverse. Per esempio in un condotto verticale il gas (o il vapore) tende ad avere una velocità maggiore di quella del liquido (anche a causa della spinta di Archimede).

La differenza di tali velocità è detta *velocità relativa*

$$w_{rel} = w_v - w_l$$

- **Rapporto di scorrimento (slip ratio)**

E' definito come il rapporto tra le velocità di fase

$$S = \frac{w_v}{w_l}$$

- **Titolo ("quality")**

Quando le due fasi siano costituite da liquido e vapore si definiscono tre diversi tipi di "titolo", che misurano in vario modo la massa di vapore presente nella miscela

- **titolo statico ("static quality")**

è il rapporto tra la massa del vapore e quella della miscela bifase

$$x_s = \frac{M_v}{M_l + M_v} = \frac{\rho_v A_v}{\rho_l A_l + \rho_v A_v} \quad (0 \leq x_s \leq 1)$$

- **titolo dinamico ("flow quality")**

è il rapporto tra la portata di massa del vapore e quella della miscela bifase

$$x = \frac{W_v}{W_l + W_g} = \frac{\rho_v w_v A_v}{\rho_l w_l A_l + \rho_v w_v A_v} \quad (0 \leq x \leq 1)$$

tra titolo statico e titolo dinamico vige la relazione

$$x = \frac{\rho_v w_v A_v}{\rho_l w_l A_l + \rho_v w_v A_v} = \frac{\frac{\rho_v A_v}{\rho_l A_l + \rho_v A_v} w_v}{\frac{\rho_l w_l A_l + \rho_v w_v A_v}{\rho_l A_l + \rho_v A_v}} = \frac{x_s w_v}{(1 - x_s) w_l + x_s w_v} = \frac{x_s S}{(1 - x_s) + x_s S}$$

**Per flusso omogeneo ( $S=1$  ovvero  $w_l = w_v$ ) si ha  $x = x_s$ .**

- *titolo di equilibrio termodinamico* (“*equilibrium quality*” o “*mixing cup quality*”)

si ottiene dal rapporto

$$x_e = \frac{h - h_{l,sat}(p)}{h_{v,sat}(p) - h_{l,sat}(p)} \quad x_e \in \Re$$

in cui  $h$  è l'entalpia “media” della miscela bifase; esso rappresenta il titolo statico che si otterrebbe se le due fasi venissero intimamente miscelate in un recipiente adiabatico, facendo loro raggiungere l'equilibrio termico; esso rappresenta quindi la frazione in massa del vapore quando si ha *equilibrio termodinamico* tra le fasi ( $T_l = T_v = T_{sat}(p)$ );

a differenza delle altre due espressioni del titolo, il titolo di equilibrio termodinamico può essere anche  $<0$  o  $>1$ ; in particolare:

- $x_e < 0$ , per liquido sottoraffreddato
- $x_e = 0$ , per liquido saturo
- $0 < x_e < 1$  per una miscela bifase
- $x_e = 1$ , per vapore saturo
- $x_e > 1$ , per vapore surriscaldato

- *Densità di miscela mediata sull'area (o il volume)*

Vengono definiti diversi tipi di densità della miscela bifase. Il più frequentemente usato è dato dalla massa della miscela per unità di volume

$$\rho_m = \frac{M_l + M_v}{V_l + V_v} = \frac{\rho_l A_l \Delta z + \rho_v A_v \Delta z}{A_l \Delta z + A_v \Delta z} = \frac{\rho_l A_l + \rho_v A_v}{A_l + A_v} = (1 - \alpha) \rho_l + \alpha \rho_v$$

Si osserva che se  $S \neq 1$ ,  $\rho_m \neq 1/[(1-x)v_l + xv_v]$ , ma è sempre  $\rho_m = 1/[(1-x_s)v_l + x_s v_v]$  (infatti,  $x_s = x$  solo per flusso omogeneo, con  $S = 1$ )

- *Portata di massa specifica* (“*mass velocity*”)

La portata di miscela che attraversa l'unità di area del condotto è

$$G = W/A$$

Per le due fasi si ha

$$G_l = (1-x)G = (1-x)W/A = W_l/A = \rho_l w_l A_l/A = \alpha_l \rho_l w_l$$

$$G_v = xG = xW/A = W_v/A = \rho_v w_v A_v/A = \alpha_v \rho_v w_v$$

### Relazione fondamentale tra grado di vuoto e titolo

Dalla definizione di titolo dinamico si ha:

$$x = \frac{\rho_v w_v A_v}{\rho_l w_l A_l + \rho_v w_v A_v} = \frac{\rho_v w_v \alpha_v}{\rho_l w_l \alpha_l + \rho_v w_v \alpha_v} = \frac{\rho_v w_v \alpha}{\rho_l w_l (1 - \alpha) + \rho_v w_v \alpha}$$

cioè

$$x = \frac{\frac{\rho_v}{\rho_l} \frac{w_v}{w_l} \alpha}{(1 - \alpha) + \frac{\rho_v}{\rho_l} \frac{w_v}{w_l} \alpha} = \frac{\frac{\rho_v}{\rho_l} S \alpha}{(1 - \alpha) + \frac{\rho_v}{\rho_l} S \alpha}$$

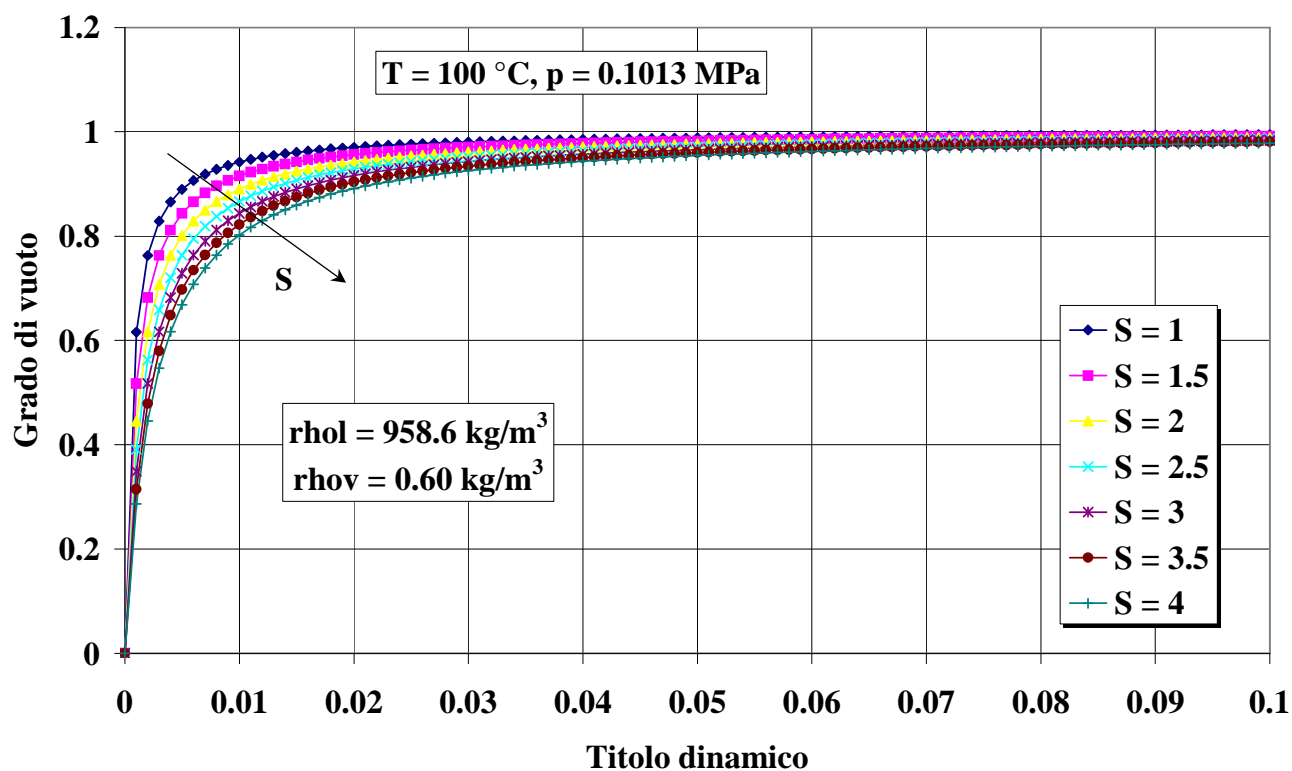
Risolvendo per  $\alpha$  si ha:

$$\begin{aligned} \left[ (1 - \alpha) + \frac{\rho_v}{\rho_l} S \alpha \right] x &= \frac{\rho_v}{\rho_l} S \alpha \quad \Rightarrow \quad x + \left( \frac{\rho_v}{\rho_l} S - 1 \right) x \alpha = \frac{\rho_v}{\rho_l} S \alpha \\ \Rightarrow \quad x + \left( \frac{\rho_v}{\rho_l} S - 1 \right) x \alpha &= \frac{\rho_v}{\rho_l} S \alpha \quad \Rightarrow \quad x = \frac{\rho_v}{\rho_l} S \alpha (1 - x) + x \alpha \\ \Rightarrow \quad x &= \frac{\rho_v}{\rho_l} S \alpha (1 - x) + x \alpha \\ \Rightarrow \quad \alpha &= \frac{x}{x + \frac{\rho_v}{\rho_l} S (1 - x)} \end{aligned}$$

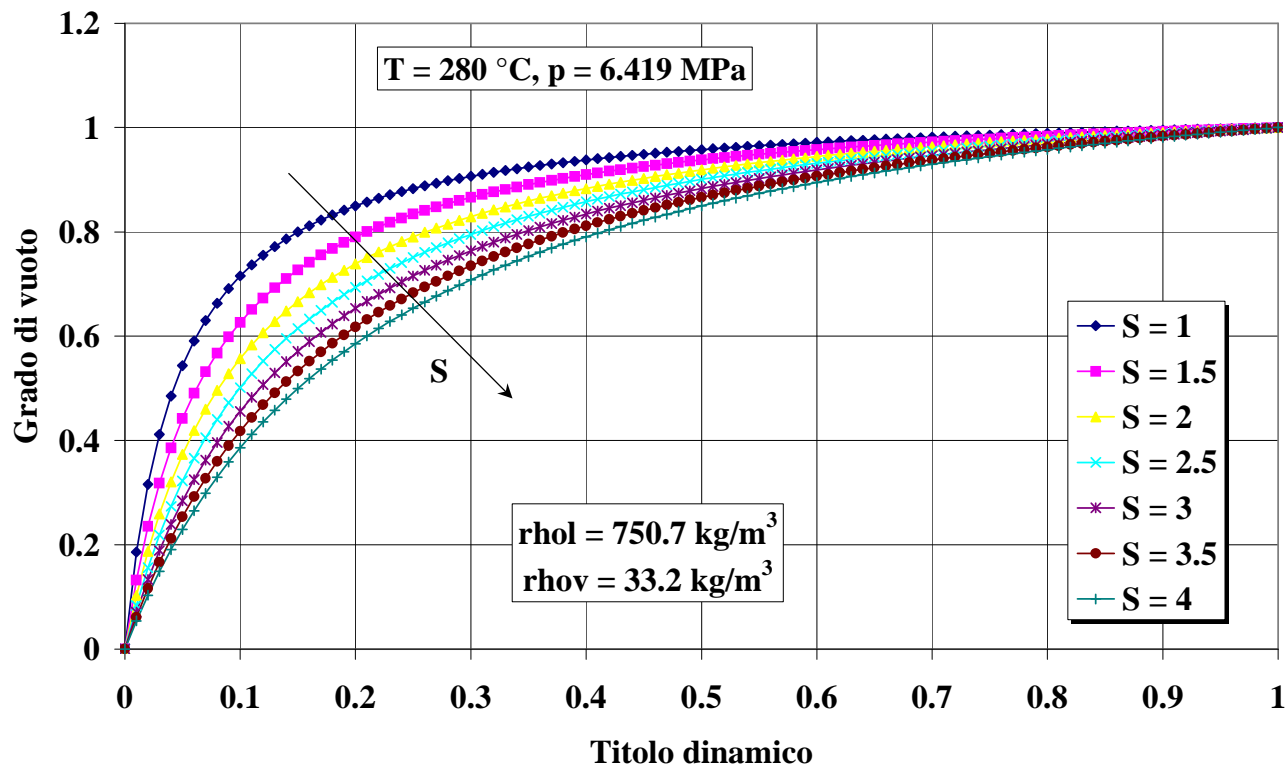
Le figure nella pagina seguente presentano il grado di vuoto per due diversi valori della temperatura di saturazione in funzione del titolo dinamico e per diversi valori di S.

Si nota che:

- *a parità di titolo il grado di vuoto diminuisce all'aumentare dello “slip ratio”*: infatti, poiché la velocità del vapore aumenta, l'area da esso occupata a parità di portata è inferiore
- *a parità di titolo e di “slip ratio”, il grado di vuoto è più elevato a bassa pressione che ad alta pressione* (si noti la differenza di scala dell'asse del titolo nei due grafici!): infatti, il rapporto tra le densità di vapore e liquido aumenta considerevolmente con la pressione



### Relazione tra $x$ ed $\alpha$ a bassa pressione



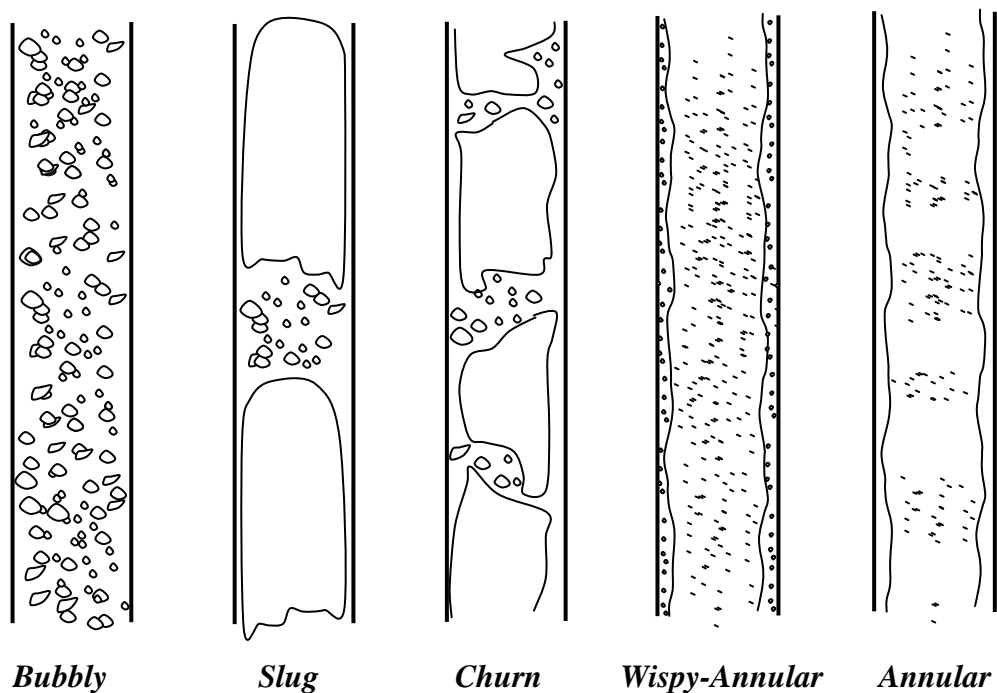
### Relazione tra $x$ ed $\alpha$ ad alta pressione

### Regimi di flusso

In un condotto percorso da una miscela bifase, la fase liquida e quella aeriforme tendono a distribuirsi secondo tipiche disposizioni che vengono dette “*regimi di flusso*”.

I regimi di flusso sono diversi a seconda che il condotto sia *verticale* o *orizzontale*, *adiabatico* (ad es., con acqua e aria) o con *scambio termico e di massa* (ebollizione o condensazione).

Per condotto verticale con flusso equicorrente e adiabatico per valori crescenti del grado di vuoto si ha:



- “*bubbly flow*”

il vapore (o il gas) è distribuito sotto forma di bolle nella fase continua (liquido);

- “*slug flow*”

il vapore (o il gas) forma grosse bolle con calotta pressoché sferica di diametro circa uguale a quello del tubo (bolle “di Taylor”); il liquido costituisce “tappi” che separano le bolle e contengono bollicine disperse;

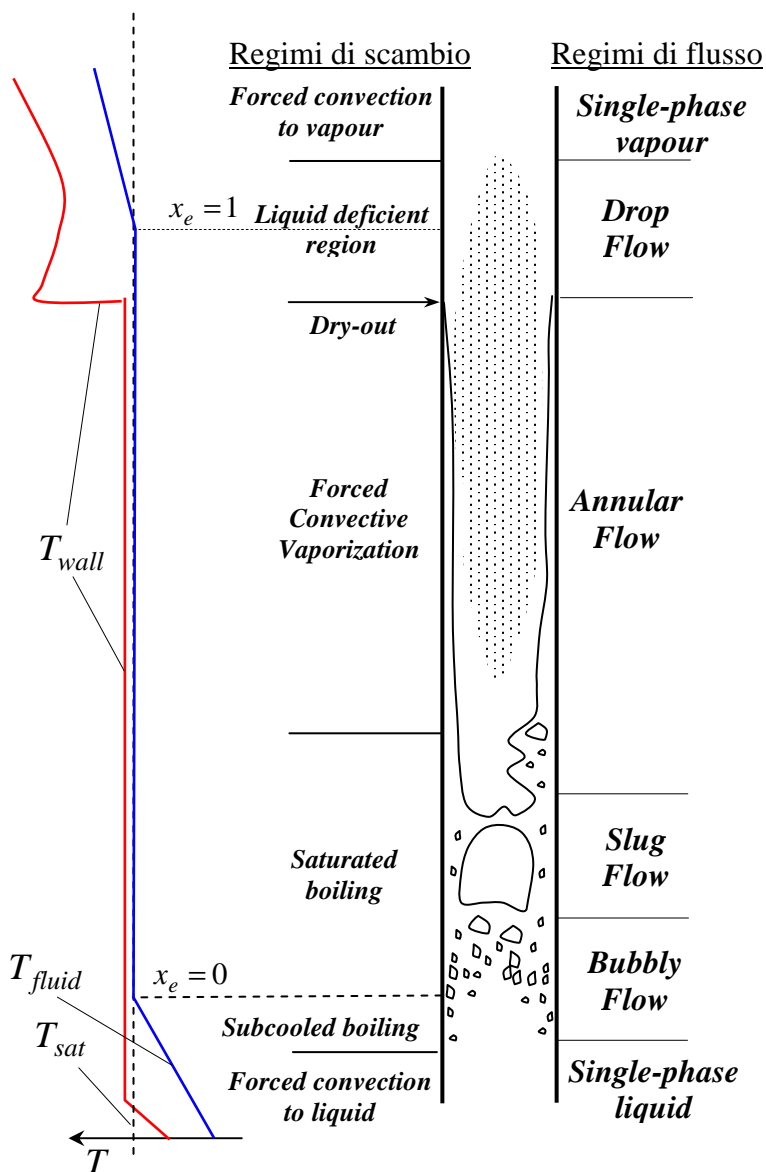


- “*churn flow*”

in questo regime di flusso le grosse bolle di Taylor assumono una forma molto irregolare e si frammentano; il flusso ha un carattere oscillatorio;

- “*wispy-annular*” e “*annular flow*”

quando la velocità del vapore diventa sufficientemente alta, si ha la formazione di un film di liquido alla parete, che delimita un nocciolo centrale costituito prevalentemente da vapore; le gocce trascinate nel nocciolo (“*entrainment*”) possono agglomerarsi in filamenti (“*wispy-annular flow*”) e il film può contenere o meno bollicine; la superficie del film è percorsa da onde che trasportano verso l’alto il liquido, la cui parziale frammentazione dà luogo all’*entrainment*.



In un condotto verticale riscaldato, i regimi di flusso descritti in precedenza non possono svilupparsi completamente, ma si susseguono l’uno dopo l’altro con il crescere del grado di vuoto.

Con riferimento alla figura qui accanto, si ha:

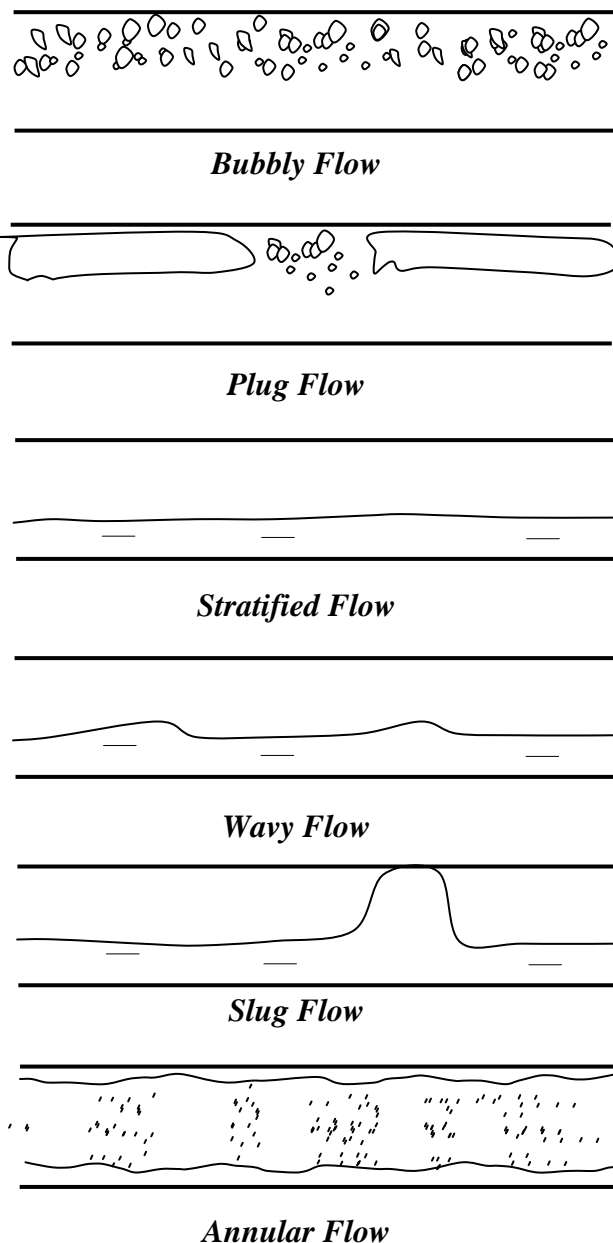
- una zona di *liquido monofase*,
- zone di *flusso a bolle, tappi ed anulare con trascinamento (= entrainment)*;
- *flusso a gocce (“drop flow”)*, oltre la zona di essiccazione del film di liquido (“*dry-out*”),
- una zona di *vapore monofase*.

In corrispondenza di questi regimi di flusso si stabiliscono anche particolari regimi di scambio:

- *convezione forzata con liquido*, prima che si abbia l'inizio dell'ebollizione;
- *l'ebollizione (nucleata) sottoraffreddata*, che si stabilisce quando la parete ha un surriscaldamento sufficiente ad ottenere ebollizione, ma il fluido è, in media, ancora sottoraffreddato ( $x_e < 0$ );
- *l'ebollizione (nucleata) satura*, che si ha quando il fluido ha ormai raggiunto la saturazione ( $x_e \geq 0$ ) e che abbraccia diversi regimi di flusso (“*bubbly*”, “*slug*” e “*annular*”);
- *l'evaporazione convettiva forzata (“forced convective vaporization”)*, che si ha con flusso anulare quando il film sulla parete è troppo sottile per permettere l'ebollizione al suo interno; in questo caso lo scambio di massa avviene alla superficie del film per evaporazione, mentre nel film il calore viene scambiato solo per conduzione e convezione;
- il “*dry-out*”, che si manifesta come un fenomeno di *crisi termica* (v. oltre), originato dall'essiccamento del film sulla parete dovuto all'evaporazione e al trascinamento di gocce (“*entrainment*”)
- la “*liquid deficient region*”, in cui il liquido non bagna più stabilmente la parete ma è presente principalmente sotto forma di gocce trascinate nella zona centrale di vapore; tali gocce sono comunque efficaci nel rimuovere parte del calore, vaporizzando anche durante episodi di impatto con la parete
- la zona di *scambio termico convettivo con il solo vapore*, quando ormai le gocce si sono trasformate completamente in vapore.

Come è possibile notare, la temperatura di parete, pur essendo più elevata di quella del fluido, si mantiene prossima a quella di saturazione fino a quando la parete è bagnata.

In corrispondenza del “*dry-out*”, la temperatura di parete cresce bruscamente, per poi diminuire lievemente grazie allo scambio termico con il vapore e le gocce, fino a quando esse sono presenti.



In condotti orizzontali adiabatici con flusso equicorrente, si hanno regimi di flusso simili a quelli dei condotti verticali, ma che risultano affetti dall'asimmetria dovuta all'influenza della gravità.

In particolare, nel flusso a bolle, il vapore tende a scorrere nella parte superiore del condotto.

Il “plug flow” è simile al flusso a tappi nel caso di condotti verticali, ma le bolle si dispongono nella parte superiore.

A bassa velocità, si può avere flusso stratificato. Se la velocità aumenta, si hanno onde sulla superficie del liquido (“wavy flow”) e si possono formare tappi di liquido, quando le onde diventano molto alte (“slug flow”).

Con elevate velocità ed elevato grado di vuoto si ha flusso anulare, in cui il film è generalmente più spesso nella parte inferiore del condotto.

Nel caso di condotti orizzontali con ebollizione o condensazione si ha, come nel caso dei condotti verticali riscaldati, un continuo susseguirsi di regimi di flusso diversi, determinati dal variare del grado di vuoto e della velocità della miscela.

### Mappe di flusso

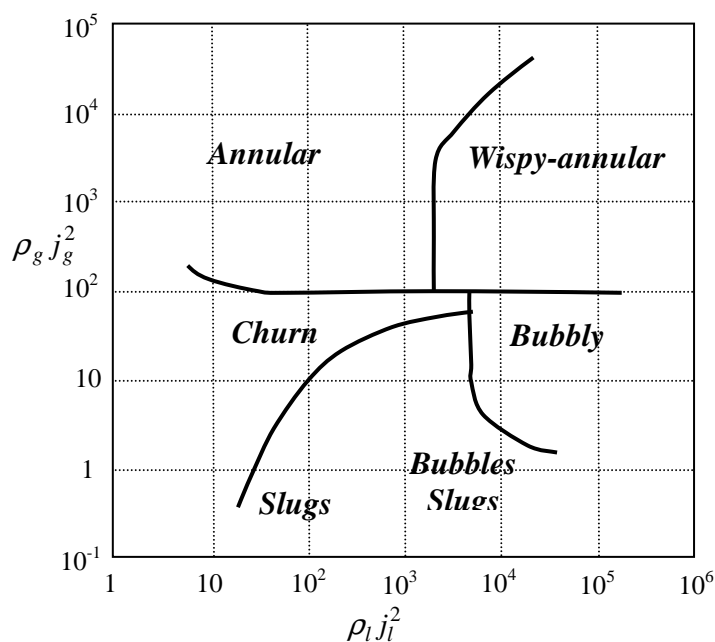
La determinazione del regime di flusso che può instaurarsi in un condotto in determinate condizioni è importante per la progettazione,

perché da esso dipendono le perdite di carico ed altri importanti aspetti legati al funzionamento del sistema.

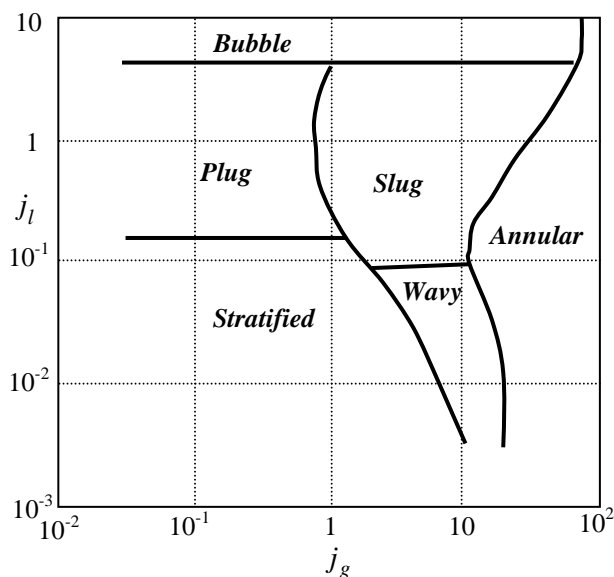
A questo scopo sono state messe a punto “mappe di flusso”, di natura empirica o teorica che permettono di ottenere indicazioni circa il possibile regime di flusso che si otterrà in un condotto.

Le mappe di flusso sono rappresentazioni grafiche delle condizioni di transizione tra un regime di flusso e l'altro espresse in termini di opportune variabili indipendenti.

Due delle mappe di flusso più note sono le seguenti:



*Hewitt & Roberts (1969)  
per condotti verticali*

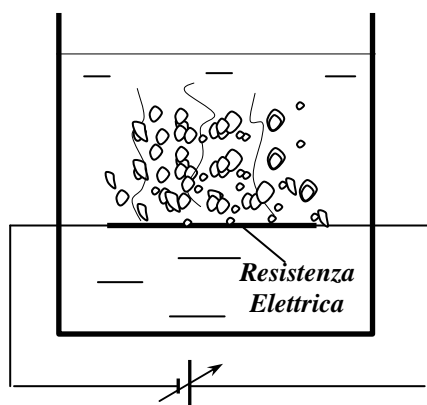


*Mandhane, Gregory e Aziz (1974)  
per condotti orizzontali*

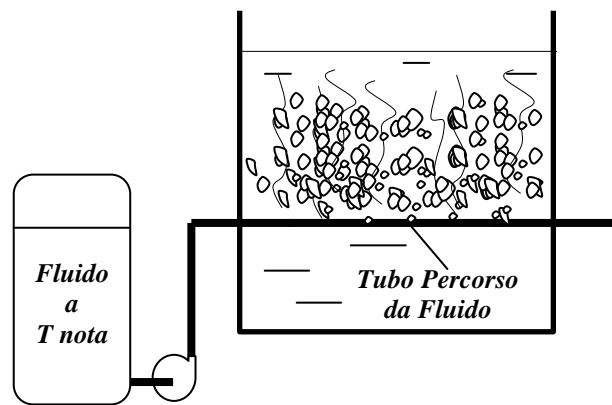
Esistono in letteratura molte altre mappe ottenute per particolari sistemi bifase che possono essere utili in specifiche condizioni.

## Cenni sulla fenomenologia dello scambio termico in ebollizione

- L'ebollizione presenta una fenomenologia che è bene comprendere a fondo
- I fenomeni sono un po' diversi nei casi di ebollizione all'interno di un recipiente con liquido stagnante ("*pool boiling*") o all'interno di un condotto ("*flow boiling*")
- Ci limiteremo per semplicità al caso del *pool boiling* che contiene molta parte della fenomenologia di interesse
- E bene notare che in un vero esperimento, il riscaldatore può essere realizzato a "*potenza termica controllata*" o, meno frequentemente, a "*temperatura controllata*"
  - nel primo caso è la potenza in esso prodotta (e quindi  $q$ ) ad essere variata: è il caso di riscaldatori elettrici, costituiti da resistenze ai cui capi viene controllata la tensione, o delle barrette nucleari, in cui viene controllata la reazione a catena
  - nel secondo caso viene controllata più o meno direttamente la temperatura della parete (ad esempio utilizzando come riscaldatori tubi percorsi da un fluido secondario a temperatura nota)

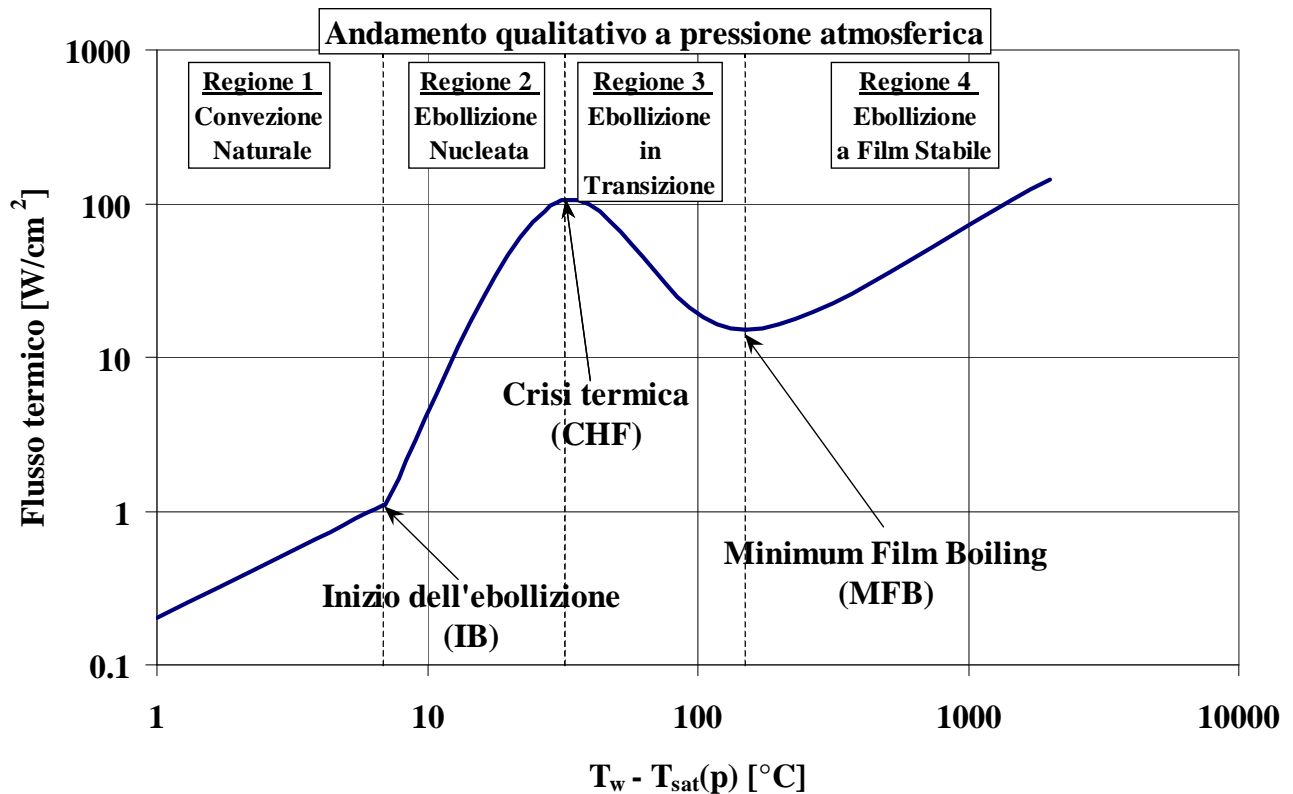


Tipico sistema in ebollizione  
a potenza controllata



Tipico sistema in ebollizione  
a temperatura controllata

- La figura della pagina seguente mostra il flusso termico scambiato da un riscaldatore immerso in una piscina di acqua in funzione del "surriscaldamento" della parete, cioè della differenza tra la temperatura di parete,  $T_w$ , e quella di saturazione alla pressione del sistema,  $T_{sat}(p)$



- Nukiyama (1932) è stato il primo ad analizzare le caratteristiche del “pool boiling” ottenendo curve simili a quella riportata qui sopra
- In questa curva si distinguono quattro diverse regioni:
  - **Regione 1: convezione naturale**
    - per poter avere ebollizione è necessario che la temperatura di parete sia sufficientemente superiore a quella di saturazione
    - infatti, è possibile dimostrare che una bolla di vapore, per poter sussistere, ha bisogno che il fluido che la circonda sia lievemente “surriscaldato”
    - al di sotto del surriscaldamento minimo necessario a sostenere bolle di dimensioni paragonabili a quelle delle microcavità presenti sulla superficie (i “centri di nucleazione”), lo scambio termico avviene senza ebollizione, in convezione naturale

○ **Regione 2: ebollizione nucleata**

- raggiunto il surriscaldamento necessario, si ha l'inizio dell'ebollizione (*"Incipience of Boiling", IB*);
- la presenza delle bolle aumenta notevolmente lo scambio termico, sia perché la formazione di bolle richiede calore latente, sia per l'effetto microconvettivo generato dalle bolle che, formandosi, distruggono lo strato limite termico in prossimità della parete richiamando liquido più freddo
- le bolle si distaccano dai centri di nucleazione con frequenza tanto maggiore quanto maggiore è il surriscaldamento
- questo susseguirsi di bolle che si distaccano dai centri di nucleazione determina, ad elevati surriscaldamenti, il formarsi di vere e proprie "colonne di vapore" e "funghi" che hanno la tendenza ad impedire l'afflusso di liquido verso il riscaldatore
- quando ciò accade, ci si avvicina alla "crisi termica" determinata dal raggiungimento di un valore limite del flusso termico (*"Critical Heat Flux", CHF*) oltre il quale lo scambio termico tende rapidamente a degradarsi
- la crisi termica si manifesta come una instabilità idrodinamica, in cui al liquido viene impedito il libero afflusso verso il riscaldatore e il riscaldatore comincia a presentare zone coperte da vapore, con una conseguente rapida degradazione dello scambio termico
- ciò che accade oltre il punto di CHF dipende grandemente dalla dinamica del riscaldatore e, in particolare, dal fatto che esso sia realizzato "a potenza imposta" o "a temperatura imposta", come vedremo in seguito



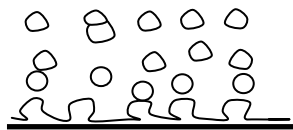
*Ebollizione nucleata con flusso termico crescente*

○ **Regione 3: “Transition Boiling”**

- é bene notare che questa parte della curva può essere percorsa solo se il riscaldatore è “a temperatura imposta”
- in questa zona, si hanno chiazze di vapore che più o meno stabilmente ricoprono il riscaldatore, mentre una parte di esso, via via decrescente con l’aumentare della temperatura, è bagnata dal liquido
- lo scambio termico si degrada rapidamente fino a raggiungere il punto di “Minimum Film Boiling”, oltre il quale una pellicola (film) di vapore viene a ricoprire stabilmente il riscaldatore

○ **Regione 4: “Film Boiling”**

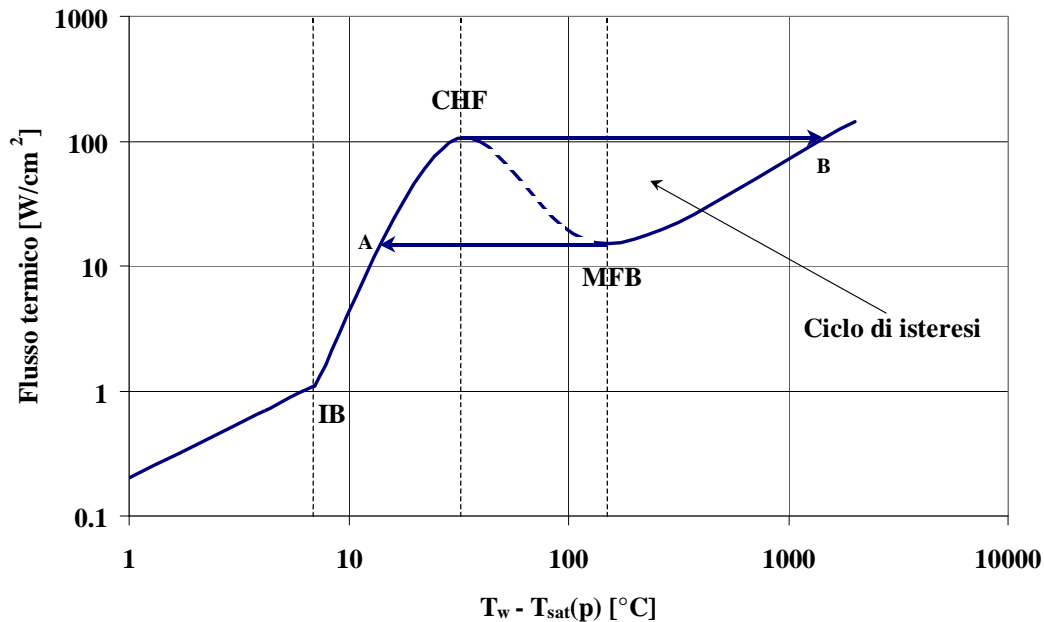
- il riscaldatore viene ad essere stabilmente ricoperto da un film di vapore e lo scambio termico è quindi molto degradato, a causa della bassa conducibilità del vapore
- in questa regione l’aumento del flusso termico avviene solo a prezzo di un considerevole aumento della temperatura del riscaldatore, che può risultare non sostenibile per le proprietà fisiche e meccaniche del riscaldatore stesso che, ad esempio, può fondere o essere rapidamente ossidato



*Ebollizione a film*

- Come detto, l’influenza della dinamica del riscaldatore è molto importante qualora si attraversi la regione della crisi termica
- Infatti, se si controlla la temperatura del riscaldatore è possibile seguire tutte le zone della curva del flusso termico in funzione del surriscaldamento, mentre se la potenza è imposta il comportamento è molto più complesso





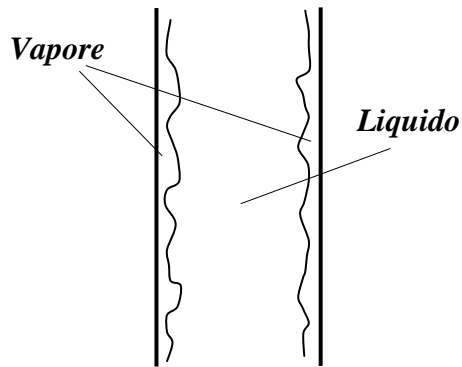
- Come mostrato nella figura precedente, quando si operi a potenza imposta, una volta superato in ascesa il valore di CHF, l'unico ramo della curva su cui si può trovare un punto di funzionamento è quello nella regione di *film boiling* oltre B:

*come si vede ciò comporta un aumento molto rilevante di temperatura del riscaldatore che può portare al suo bruciamento ("burn-out")*

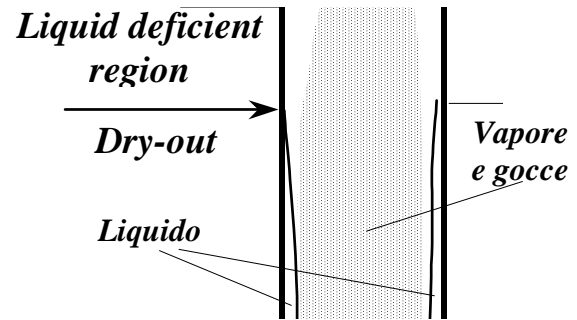
- Viceversa se, ancora a potenza imposta, si diminuisce il flusso termico a partire dalla regione di *film boiling*, si percorrerà il tratto da B a MFB e, diminuendo ulteriormente la potenza, si passa dal punto di MFB al punto A, in piena regione di ebollizione nucleata:

*in questo modo, si ha una caduta della temperatura del riscaldatore, a causa dell'improvviso ribagnamento della sua superficie*

- La fenomenologia dell'ebollizione in condotti con convezione forzata dipende dal valore del grado di vuoto; in particolare:
  - a basso grado di vuoto (ad esempio, nei reattori nucleari PWR) la fenomenologia della crisi termica è simile a quella di pool boiling e prende il nome di "*Departure from Nucleate Boiling (DNB)*";
  - ad elevato grado di vuoto (ad esempio, nei reattori nucleari BWR) la crisi termica si presenta piuttosto come essiccamento del film che bagna la parete in flusso anulare e viene detta "*dry-out*" (v. in precedenza).



a) basso grado di vuoto (DNB)



b) alto grado di vuoto ("dry-out")

***Crisi termica in convezione forzata in condotti ("flow boiling")***

- Infatti, il *DNB* si manifesta come un improvviso stabilirsi del vapore sulla superficie del riscaldatore,
  - nonostante il canale sia pieno d'acqua, si ha la transizione a film boiling;
  - nei reattori nucleari e in tutti i sistemi in cui il flusso termico è imposto, si ha un drastico aumento della temperatura superficiale.
  
- Nel caso del "*dry-out*", invece, l'essiccamento del film provoca un modesto aumento della temperatura di parete, che è limitato anche dal fatto che le gocce disperse nel vapore, fino a quando non evaporano completamente costituiscono un pozzo di calore

## Perdite di carico per attrito con flusso bifase

### **Definizioni generali**

Nei flussi bifase, le perdite di carico per attrito sono superiori a quelle che si avrebbero se l'intera portata di massa fosse costituita da liquido.

Ciò accade anche a causa della più bassa densità della miscela, che dà origine a più elevate velocità nel condotto a parità di portata di massa.

Per valutare le perdite di carico in regime bifase (indicate con l'apice “*TP*”, “*two-phase*”), si adotta il criterio di valutare le corrispondenti perdite di carico per fluido monofase (liquido o gas), introducendo opportuni *moltiplicatori bifase* (“*two-phase flow multipliers*”).

A questo proposito si hanno *due diversi approcci*:

- definire le perdite di carico monofase (“solo liquido” o “solo vapore”) per una portata di massa uguale a quella della miscela bifase ( $W_{lo} = W$  e  $W_{vo} = W$ ) ed applicare il corrispondente moltiplicatore:

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{fric}^{TP} = \Phi_{lo}^2 \left(\frac{dp}{dz}\right)_{fric}^{lo} \qquad \left(\frac{dp}{dz}\right)_{fric}^{TP} = \Phi_{vo}^2 \left(\frac{dp}{dz}\right)_{fric}^{vo}$$

in cui i pedici “*lo*” e “*vo*” indicano che ci si è riferiti alle condizioni di “*liquid only*” o “*vapour only*” (assumendo che tutta la portata sia liquido o tutta vapore, rispettivamente nei due casi);

- definire le perdite di carico monofase (“liquido solo” o “vapore solo”) per una portata di massa uguale a quella dell'una o dell'altra fase ( $W_l = (1-x)W$  e  $W_v = xW$ ) ed applicare il corrispondente moltiplicatore:

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{fric}^{TP} = \Phi_l^2 \left(\frac{dp}{dz}\right)_{fric}^l \qquad \left(\frac{dp}{dz}\right)_{fric}^{TP} = \Phi_v^2 \left(\frac{dp}{dz}\right)_{fric}^v$$

in cui i pedici “*l*” e “*v*” indicano che ci si è riferiti alle condizioni di liquido o vapore che fluiscono soli nel condotto (cioè, considerando presenti nel condotto le portate del solo liquido o del solo vapore, rispettivamente nei due casi).

**Per la perdita di carico bifase si ha**

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{fric}^{TP} = \frac{f^{TP}}{D} \frac{1}{2} \rho_{TP} j^2 = \frac{f^{TP}}{D} \frac{1}{2} \rho_{TP} \left(\frac{G}{\rho_{TP}}\right)^2 = \frac{f^{TP}}{2D} \frac{G^2}{\rho_{TP}}$$

**in cui compaiono opportuni valori per il fattore di attrito,  $f^{TP}$  e la densità di miscela bifase,  $\rho_{TP}$ .**

**D'altra parte per “liquid only” o “vapour only”**

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{fric}^{lo} = \frac{f^{lo}}{2D} \frac{G^2}{\rho_l} \qquad \left(\frac{dp}{dz}\right)_{fric}^{vo} = \frac{f^{vo}}{2D} \frac{G^2}{\rho_v}$$

**in cui i fattori di attrito per il liquido ed il vapore devono essere valutati rispettivamente sulla base dei seguenti numeri di Reynolds**

$$Re_{lo} = \frac{GD}{\mu_l} \qquad Re_{vo} = \frac{GD}{\mu_v} ;$$

**perciò**

$$\Phi_{lo}^2 = \left(\frac{dp}{dz}\right)_{fric}^{TP} / \left(\frac{dp}{dz}\right)_{fric}^{lo} = \frac{f^{TP}}{f^{lo}} \frac{\rho_l}{\rho_{TP}} \qquad \Phi_{vo}^2 = \left(\frac{dp}{dz}\right)_{fric}^{TP} / \left(\frac{dp}{dz}\right)_{fric}^{vo} = \frac{f^{TP}}{f^{vo}} \frac{\rho_v}{\rho_{TP}}$$

**Viceversa, utilizzando il secondo approccio**

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{fric}^l = \frac{f^l}{2D} \frac{G_l^2}{\rho_l} = \frac{f^l}{2D} \frac{(1-x)^2 G^2}{\rho_l} \qquad \left(\frac{dp}{dz}\right)_{fric}^v = \frac{f^v}{2D} \frac{G_v^2}{\rho_v} = \frac{f^v}{2D} \frac{x^2 G^2}{\rho_v}$$

**in cui i fattori di attrito per il liquido ed il vapore devono essere valutati rispettivamente sulla base dei seguenti numeri di Reynolds**

$$Re_l = \frac{(1-x)GD}{\mu_l} \qquad Re_v = \frac{xGD}{\mu_v}$$

**perciò**

$$\Phi_l^2 = \left(\frac{dp}{dz}\right)_{fric}^{TP} / \left(\frac{dp}{dz}\right)_{fric}^l = \frac{f^{TP}}{f^l} \frac{\rho_l}{\rho_{TP}} \frac{1}{(1-x)^2}$$

$$\Phi_v^2 = \left(\frac{dp}{dz}\right)_{fric}^{TP} / \left(\frac{dp}{dz}\right)_{fric}^v = \frac{f^{TP}}{f^v} \frac{\rho_v}{\rho_{TP}} \frac{1}{x^2}$$

**Generalmente, i moltiplicatori per liquido vengono utilizzati in sistemi in ebollizione e quelli per vapore in condensazione.**

### **Modello omogeneo di equilibrio**

In questo modello (detto “*Homogeneous Equilibrium Model*”, *HEM*) si assume che la velocità del liquido e quella del vapore siano uguali (flusso “*omogeneo*”) e che, inoltre, le loro temperature siano uguali tra loro e, in particolare, uguali alla temperatura di saturazione alla pressione del sistema (“*equilibrio termico*”).

La definizione del moltiplicatore bifase  $\Phi_{lo}^2$  si ottiene in questo caso notando che per  $S=1$  ed equilibrio termico si ha

$$\rho_{TP} = \rho_m = \frac{1}{(1-x)v_l + xv_v}$$

per cui

$$\Phi_{lo}^2 = \left( \frac{dp}{dz} \right)_{fric}^{TP} / \left( \frac{dp}{dz} \right)_{fric}^{lo} = \frac{f^{TP}}{f^{lo}} \frac{\rho_l}{\rho_{TP}} = \frac{f^{TP}}{f^{lo}} \rho_l [(1-x)v_l + xv_v]$$

Assumendo che

$$f^{lo} = \frac{cost.}{Re_{lo}^n} = cost. \left( \frac{\mu_l}{GD} \right)^n \quad f^{TP} = \frac{cost.}{Re_{TP}^n} = cost. \left( \frac{\mu_{TP}}{GD} \right)^n$$

(con  $n = 0.2 \div 0.25$ ) si ha, allora:

$$\Phi_{lo}^2 = \frac{f^{TP}}{f^{lo}} \frac{\rho_l}{\rho_{TP}} = \rho_l [(1-x)v_l + xv_v] \left[ \frac{\mu_{TP}}{\mu_l} \right]^n = \left[ 1 + x \left( \frac{\rho_l}{\rho_v} - 1 \right) \right] \left[ \frac{\mu_{TP}}{\mu_l} \right]^n$$

Per la viscosità bifase,  $\mu_{TP}$ , si hanno diverse possibili scelte; le tre più comuni sono:

$$\frac{\mu_{TP}}{\mu_l} = \left[ 1 + x \left( \frac{\mu_l}{\mu_v} - 1 \right) \right]^{-1} \quad \text{(McAdams et al.)}$$

$$\frac{\mu_{TP}}{\mu_l} = \left[ 1 + x \left( \frac{\mu_v}{\mu_l} - 1 \right) \right] \quad \text{(Cicchitti et al.)}$$

$$\frac{\mu_{TP}}{\mu_l} = \left[ 1 + \beta \left( \frac{\mu_v}{\mu_l} - 1 \right) \right] \quad \text{(Dukler et al.)}$$

### Altri modelli

Lockart e Martinelli (1949) hanno proposto un modello per il calcolo di  $\Phi_l^2$  e  $\Phi_v^2$  basato sul valore del parametro (detto “di Martinelli”)

$$X^2 = \frac{(dp/dz)_{fric}^l}{(dp/dz)_{fric}^v}$$

Poichè, come abbiamo visto, è

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{fric}^l = \frac{f^l}{2D} \frac{G_l^2}{\rho_l} = \frac{f^l}{2D} \frac{(1-x)^2 G^2}{\rho_l} \quad \left(\frac{dp}{dz}\right)_{fric}^v = \frac{f^v}{2D} \frac{G_v^2}{\rho_v} = \frac{f^v}{2D} \frac{x^2 G^2}{\rho_v}$$

assumendo che

$$f^l = \frac{cost.}{Re_l^n} = cost. \left[ \frac{\mu_l}{(1-x)GD} \right]^n \quad f^v = \frac{cost.}{Re_v^n} = cost. \left[ \frac{\mu_v}{xGD} \right]^n$$

si ha

$$X^2 = \frac{\frac{f^l}{2D} \frac{(1-x)^2 G^2}{\rho_l}}{\frac{f^v}{2D} \frac{x^2 G^2}{\rho_v}} = \frac{f^l}{f^v} \left( \frac{1-x}{x} \right)^2 \frac{\rho_v}{\rho_l} = \left[ \frac{\mu_l}{(1-x)GD} \frac{xGD}{\mu_v} \right]^n \left( \frac{1-x}{x} \right)^2 \frac{\rho_v}{\rho_l}$$

e quindi

$$X^2 = \left( \frac{\mu_l}{\mu_v} \right)^n \left( \frac{1-x}{x} \right)^{2-n} \frac{\rho_v}{\rho_l}$$

Le relazioni che forniscono i moltiplicatori bifase sono:

$$\Phi_l^2 = 1 + \frac{C}{X} + \frac{1}{X^2} \quad \Phi_v^2 = 1 + CX + X^2$$

in cui  $C$  vale:

- 20 quando entrambe le fasi sono in moto turbolento,
- 15 quando il liquido è in moto laminare e l'aeriforme turbolento
- 10 il liquido è in moto turbolento e l'aeriforme laminare
- 5 quando entrambe le fasi sono in moto laminare

**Esistono altri modelli dei quali, per completezza, citiamo i principali:**

- **Martinelli e Nelson (1949) hanno correlato dati acqua-vapore proponendo valori di  $\Phi_{lo}^2$  mediati sull'intero canale, nel caso di titolo variabile, in funzione della pressione e del titolo in uscita**
- **Thom (1964) ha proposto correzioni al modello di Martinelli-Nelson basate su nuovi risultati**
- **Baroczy (1965) ha ulteriormente corretto il valore di  $\Phi_{lo}^2$  tenendo conto dell'effetto della portata**
- **Chisholm e Sutherland (1969) hanno proposto una correlazione per  $\Phi_l^2$  per sistemi acqua-vapore a pressioni maggiori di 3 MPa**

**I vari modelli disponibili sono più o meno accurati a seconda delle condizioni operative.**

**Anche per le perdite di carico concentrate si adotta il metodo del moltiplicatore bifase. Per una trattazione dettagliata si rimanda alla bibliografia citata nel seguito.**

## **Bibliografia**

- **N.E. Todreas e M.S. Kazimi “Nuclear Systems I – Thermal-Hydraulic Fundamentals”, Taylor & Francis, 1990**
- **R.T. Lahey e F.J. Moody “The Thermal-Hydraulics of a Boiling Water Nuclear Reactor”, American Nuclear Society, 2<sup>nd</sup> Ed., 1993**
- **J.G. Collier and J.R. Thome “Convective Boiling and Condensation”, Oxford Science Publications, 3<sup>rd</sup> Ed., 1996**