



Tecniche per il Controllo Ambientale

Docente: Prof. Luca Doretti

Appunti dalle lezioni

Anno Accademico 2018/2019

Indice

1	Richiami di Trasmissione del calore	6
1.1	Legge di Fourier	6
1.1.1	Lastra piana	7
1.1.2	Sistema cilindrico cavo	8
1.1.3	Guscio sferico cavo	8
1.2	Convezione termica	8
1.3	Teorema di Buckingham	9
1.4	Coefficiente di scambio termico globale o trasmittanza termica globale . .	9
1.5	Equazione generale della conduzione	9
2	Sistemi in regime variabile	12
2.1	Lunghezza caratteristica	13
2.1.1	Lastra piana	13
2.1.2	Cilindro	14
2.1.3	Sfera	14
2.2	Considerazioni sul numero di Biot	14
2.3	Corpi a resistenza interna trascurabile in regime variabile	17
2.3.1	Riscaldamento	17
2.3.2	Raffreddamento	20
2.3.3	Equazione risolutiva in termini adimensionali	22
2.4	Corpi a resistenza esterna trascurabile	23
2.4.1	Soluzioni grafiche	26
2.5	Corpo semi infinito	27
2.6	Variazioni Periodiche di Temperatura	29
2.6.1	Riduzione di ampiezza	31
2.6.2	Ritardo di fase	32
3	Diagrammi in regime transitorio	35
4	Carichi termici degli edifici	47
4.1	Valutazione del coefficiente di scambio termico convettivo interno ed esterno	47
4.1.1	Superfici interne	47
4.1.2	Superfici esterne lambite da vento con velocità inferiore a 4 m/s .	48
4.1.3	Superfici esterne lambite da vento con velocità superiore a 4 m/s .	48

INDICE

4.1.4	Effetto della radiazione solare	48
4.2	Intercapedini d'aria	49
4.3	Scambi con il terreno	51
4.3.1	Pavimento appoggiato sul terreno	51
4.4	Locale parzialmente interrato	52
4.5	Pavimento non appoggiato direttamente sul terreno, ma su una cavità parzialmente interrata	53
4.6	Finestre e Vetri	54
4.7	Ponti termici	55
4.8	Carichi termici invernali	57
4.9	Scambi radianti dell'involucro edilizio	58
4.9.1	Radiazione solare su componenti opachi	58
4.9.2	Radiazione solare su componenti trasparenti	61
5	Psicrometria	63
5.1	Introduzione	63
5.2	Definizioni	63
5.3	Unità di misura	64
5.3.1	Atmosfera	64
5.3.2	Pressione	64
5.4	Richiami di termodinamica applicata	64
5.4.1	Sostanze pure in bifase	64
5.4.2	Proprietà termodinamiche dei gas perfetti	64
5.4.3	Equazione di stato dei gas perfetti	65
5.4.4	Regola della varianza di Gibbs	66
5.4.5	Legge di Boyle-Mariotte	66
5.4.6	Legge di Dalton	66
5.4.7	Legge di Dalton e Amagat-Leduc	67
5.5	Composizione dell'aria secca	68
5.6	Pressione atmosferica	69
5.7	Massa molare e costante dell'aria secca	70
5.8	Massa molare e costante del vapore	70
5.9	Equazioni di stato	71
5.10	Umidità specifica x	72
5.11	Umidità relativa φ , UR , RH	73
5.12	Condizioni di saturazione	74
5.13	Entalpia dell'aria umida	74
5.13.1	Entalpia dell'aria secca	74
5.13.2	Entalpia del vapore	75
5.14	Diagramma psicrometrico	76
5.15	Diagramma ASHRAE o Carrier	77
5.16	Temperature	78
5.16.1	Temperatura di bulbo secco	79
5.16.2	Temperatura di rugiada	79

5.16.3	Temperatura di bulbo bagnato (o umido)	80
5.16.4	Temperatura di saturazione adiabatica	81
5.17	Trasformazioni dell'aria umida	85
5.17.1	Miscelamento adiabatico di due portate di aria umida	85
5.17.2	Riscaldamento sensibile di una portata di aria umida	89
5.17.3	Raffreddamento sensibile di una portata di aria umida	89
5.17.4	Raffreddamento con deumidificazione	92
5.17.5	Umidificazione dell'aria per iniezione di acqua	95
5.17.6	Umidificazione dell'aria per iniezione di vapore	96
6	Impianti di condizionamento	98
6.1	Tipologie di impianti	99
6.1.1	Impianti a tutta aria	99
6.1.2	Impianti misti	100
6.1.3	Impianti a sola acqua	100
6.1.4	Impianti a fluido	100
6.2	Definizione dei parametri di condizionamento	101
6.3	Caso estivo	105
6.4	Caso invernale	105
6.5	Condizionamento con impianto a tutta aria	105
6.5.1	Caso estivo	106
6.5.2	Caso invernale	110
6.6	Regolazione degli impianti	118
6.7	Impianti a sola acqua	119
6.8	Impianti misti	120
6.8.1	Caso estivo	121
6.8.2	Caso invernale	122
7	Umidità nelle strutture	124
7.1	Richiami di psicrometria	124
7.2	Legge di Fick	124
7.3	Diagramma di Glaser	126
7.4	Soluzioni al problema della condensa	130
8	Esercizi	131
8.1	Trasmissione in regime variabile	131
8.2	Carichi termici degli edifici	133
8.3	Psicrometria	133
8.4	Condizionamento	135
8.5	Umidità nelle strutture	137

1 || Richiami di Trasmissione del calore

Per trasmissione del calore (o scambio termico) si intende il trasferimento di calore (ovvero energia termica) tra due sistemi, che è causato da una differenza di temperatura tra i due sistemi in questione.

1.1 || Legge di Fourier

Il primo a studiare la trasmissione di calore per conduzione fu Fourier che enunciò un suo postulato. Facendo riferimento a una piastra piana di materiale omogeneo sulle cui facce si trova, indipendentemente dalla causa, una differenza di temperatura Δt i stabilirà secondo quanto descritto un flusso termico diretto dalla superficie isoterma alla temperatura maggiore, verso quella a temperatura minore. Sperimentalmente, si ottiene la seguente legge, espressa nella sua forma più semplice monodimensionale:

$$\dot{Q} = -\lambda A \frac{dt}{dx} \quad (1.1)$$

Il segno negativo serve per assorbire il segno della derivata che sarà a sua volta negativo, trasmettendosi il calore da punti a T maggiore verso punti a T minore. I termini che compaiono nella 1.1 sono:

- $\dot{Q}$ [W]: flusso termico o potenza termica
- λ [W/(mK)]: conducibilità termica
- t [°C]: temperatura
- x [m]: generica direzione in cui si muove il flusso termico

È possibile esprimere la 1.1 anche in termini di flusso termico specifico, dove $\dot{Q}^*$ è espresso per unità di superficie:

$$\dot{Q}^* = -\lambda \frac{dt}{dx} \quad (1.2)$$

Si può utilizzare anche una notazione vettoriale:

$$\dot{Q}^* = -\lambda \frac{dt}{d\mathbf{n}} = -\lambda \text{grad}(t) = -\lambda \nabla t \quad (1.3)$$

Le 1.1, 1.2 e 1.3 valgono se la conducibilità termica λ è costante con la temperatura, con la direzione e all'interno del materiale.

La Legge di Fourier si può applicare a tre diversi casi elementari: la lastra piana, il sistema cilindrico cavo e il sistema sferico cavo.

1.1.1 Lastra piana

Consideriamo uno strato di materiale omogeneo ed isotropo di spessore s [m], delimitato da due superfici piane e parallele di estensione infinita, mantenute a temperatura costante ed uniforme. Dalla legge di Fourier, separando le variabili ed integrando si ottiene:

$$\dot{Q} = \frac{\Delta t}{\frac{s}{\lambda A}} \quad (1.4)$$

Anche se non indicato specificatamente, il flusso termico si intende qui calcolato in modulo, mentre la sua direzione è da intendersi da una temperatura maggiore verso una inferiore.

La 1.4 può essere scritta, attraverso l'analogia termo-elettrica, nel seguente modo:

$$\dot{Q} = \frac{\Delta t}{R_{cd,piano}} \quad (1.5)$$

Si ha quindi che:

$$R_{cd,piano} = \frac{s}{\lambda A} \quad (1.6)$$

Si è quindi introdotto il concetto di resistenza termica, riconducibile allo schema di Fig.1.1.

È possibile introdurre, per il flusso termico specifico, anche una resistenza termica specifica R_t^* . Si presti attenzione che, contrariamente a quanto si abituati ad associare alle grandezze specifiche, essa si ottiene dalla moltiplicazione della resistenza termica per l'area a cui si riferisce. Si ha quindi:

$$R_t^* = R_t A \quad (1.7)$$

Si possono introdurre anche i concetti di conduttanza termica $C_t = \frac{1}{R_t}$ e conduttanza termica specifica $C_t^* = \frac{1}{R_t^*}$.

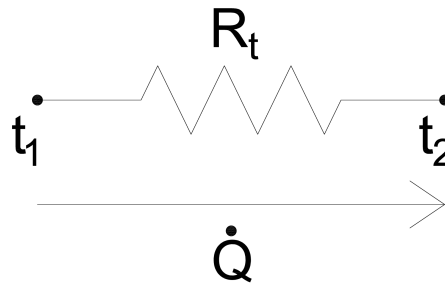


Fig. 1.1: Schema della resistenza attraverso l'analogia termo-elettrica

1.1.2 Sistema cilindrico cavo

In modo analogo a prima, si può definire il flusso termico che fluisce attraverso lo spessore di un cilindro cavo come:

$$\dot{Q} = \frac{\Delta t}{\frac{1}{2\pi\lambda L} \ln\left(\frac{r_e}{r_i}\right)} \quad (1.8)$$

1.1.3 Guscio sferico cavo

In modo analogo a prima, anche se risulta di scarso interesse pratico, si può definire il flusso termico che fluisce attraverso lo spessore di un guscio sferico cavo come:

$$\dot{Q} = \frac{\Delta t}{\frac{1}{4\pi\lambda} \ln\left(\frac{1}{r_i} - \frac{1}{r_e}\right)} \quad (1.9)$$

1.2 || Convezione termica

Il fenomeno della convezione termica si ha quando un fluido entra in contatto con un corpo la cui temperatura è maggiore di quella del fluido stesso. Aumentando di temperatura per conduzione, il fluido a contatto con l'oggetto si espande e diminuisce di densità, e a causa della spinta di Archimede sale essendo meno denso del fluido che lo circonda che è più freddo, generando così moti convettivi, in cui il fluido caldo sale verso l'alto e quello freddo scende verso il basso (convezione naturale). La convezione forzata è invece il meccanismo di scambio termico che si verifica ogni qualvolta un corpo ad una certa temperatura superficiale scambia calore con un fluido in movimento, quando il moto del fluido è causato da un agente meccanico esterno.

Tutti gli scambi termici convettivi, sia naturali che forzati, sono calcolabili attraverso la legge di Newton:

$$\dot{Q} = hA(t_{parete} - t_{fluido}) = \frac{\Delta t}{\frac{1}{hA}} = \frac{\Delta t}{R_{cv}} \quad (1.10)$$

Nella 1.10 si è introdotto il coefficiente di scambio termico convettivo h , misurato in $[\text{W}/(\text{m}^2\text{K})]$.

1.3 || Teorema di Buckingham

In ambito ingegneristico, sovente risulta comodo riferirsi a grandezze adimensionali, per cui si riporta qui il Teorema di Buckingham.

Esso afferma che se un'equazione è dimensionalmente omogenea, essa può venir ridotta nella forma di una relazione fra una serie completa di m parametri adimensionali. Il numero di questi m parametri adimensionali è pari alla differenza tra il numero delle entità fisiche dimensionali n che caratterizzano il fenomeno e il numero delle unità di misura primarie p necessarie per descrivere le n entità fisiche. Si ottiene, quindi, $m = n - p$ o anche $n - m = p$.

1.4 || Coefficiente di scambio termico globale o trasmittanza termica globale

Il flusso termico $\dot{Q}$ può essere espresso, in modo alternativo a quanto presentato in precedenza, nella seguente forma: $\dot{Q} = UA\Delta t$, dove U $[\text{W}/(\text{m}^2\text{K})]$ è il coefficiente di scambio termico globale. Si esprime come:

$$U = \frac{1}{\sum_{i=1}^n R_i^*} = \frac{1}{\frac{1}{h_1} + R_i^* + \frac{1}{C_j^*} + \frac{1}{h_2}} \quad (1.11)$$

Nel caso di una lastra piana, ad esempio, di spessore s e conducibilità termica λ che si trovi a scambiare calore per convezione attraverso le sue due superfici, rispettivamente, con ambienti dotati di coefficienti di scambio termico convettivo h_1 e h_2 , si ottiene:

$$U = \frac{1}{\frac{1}{h_1} + \frac{s}{\lambda} + \frac{1}{h_2}} \quad (1.12)$$

1.5 || Equazione generale della conduzione

Si considera un elementino infinitesimo di volume $dV = dx \cdot dy \cdot dz$ in cui sia costante la conducibilità termica λ , rappresentato in Fig.1.2, e si effettua un bilancio di energia attraverso il primo principio della termodinamica. Di esso si conoscono: λ, ϱ, c, dV .

A tale elemento, dal punto di vista termico, possono succedere i seguenti fenomeni:

- fenomeno conduttivo attraverso l'elemento ($\dot{Q}_x \rightarrow \dot{Q}_{x+dx}$)

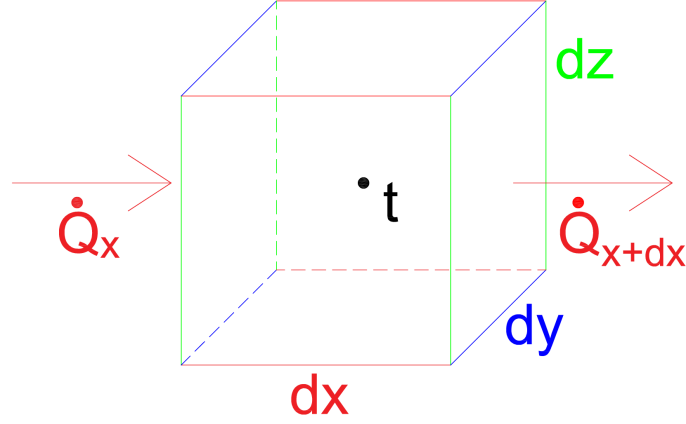


Fig. 1.2: Elementino infinitesimo di volume dV

- generazione interna di calore (H [W/m³] densità di potenza termica generata internamente)
- fenomeni di transitorio nel tempo τ , con una conseguente dipendenza della temperatura nei confronti del tempo ($t = t(\tau)$)

La scrittura a cui si perviene, omettendone la dimostrazione, è la seguente:

$$\lambda \left[\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right] + H = \rho c \frac{\partial t}{\partial \tau} \quad (1.13)$$

La 1.13, in forma più compatta, diventa:

$$\lambda \nabla^2 t + H = \rho c \frac{\partial t}{\partial \tau} \quad (1.14)$$

Dividendo la 1.14 ad entrambi i membri ed introducendo la diffusività termica $a = \frac{\lambda}{\rho c}$ [m²/s], si ottiene:

$$a \nabla^2 t + \frac{H}{\rho c} = \frac{\partial t}{\partial \tau} \quad (1.15)$$

Si noti che la diffusività termica, dal punto di vista dell'unità di misura, non presenta alcuna grandezza termica.

Il primo termine dell'equazione rappresenta la distribuzione spaziale della temperatura, una volta note le condizioni al contorno ed aver svolto l'integrazione. Il secondo termine rappresenta l'eventuale generazione interna di calore e il terzo, a destra del simbolo di uguale, fornisce l'andamento della temperatura nel tempo.

L'equazione generale della conduzione è una somma di 3 termini, in nessuno dei quali compaia direttamente il flusso termico. Esso è comunque ottenibile, una volta che si sia risolta l'equazione e si sia ricavata la temperatura, come funzione di 4 variabili: $t = t(x, y, z, \tau)$.

L'equazione generale della conduzione può anche essere semplificata in altre forme, nel caso siano nulli alcuni termini:

- se $H = 0$ si ha l'equazione di Fourier
- se $\frac{\partial t}{\partial \tau} = 0$, che significa essere in regime stazionario, si ha un'equazione di Poisson
- se $H = 0$ e $\frac{\partial t}{\partial \tau} = 0$ si ha un'equazione di Laplace, cioè $\nabla^2 t = 0$

Le condizioni al contorno utili a risolvere l'equazione possono essere di tre tipi:

- 1° tipo o di Dirichlet: si impone il valore della temperatura sulla superficie $t_s = t(x, y, z, \tau)$.
- 2° tipo o di Neumann: si impone il valore del flusso termico specifico sulla superficie $\dot{Q}_s^* = -\lambda \frac{\partial t}{\partial n} |_s$, ottenendo di fatto nuovamente una funzione $t = t(x, y, z, \tau)$
- 3° tipo o di Robin: si impone una combinazione lineare delle prime due, ottenendo cioè $\dot{Q}_s^* + bt_s = t(x, y, z, \tau)$

2 || Sistemi in regime variabile

Si abbia un corpo solido, in Fig. di cui si conosca area, volume, densità, calore specifico e conducibilità e si supponga che tali proprietà siano costanti nel tempo.

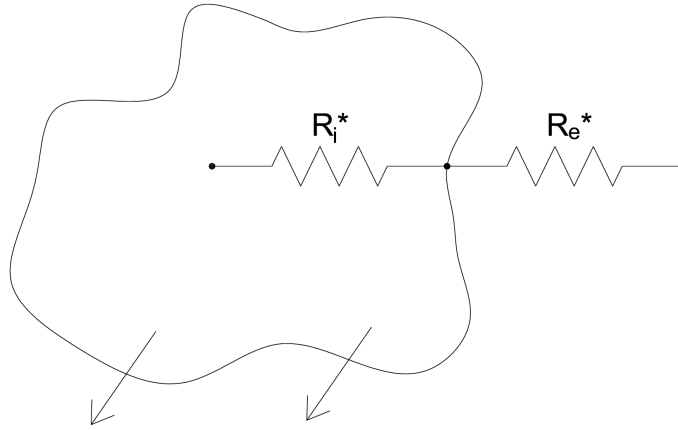


Fig. 2.1: Corpo solido con resistenza interna ed esterna

Se esso viene posto in un ambiente a temperatura diversa dalla propria, si instaura un flusso termico. Il sistema inizia a scambiare calore per convezione superficiale con il fluido in cui è immerso, ma il calore deve passare anche dall'interno del corpo verso la superficie.

Si possono quindi definire una resistenza interna specifica R_i^* e una resistenza esterna specifica R_e^* . Si ha anche all'interno del corpo una certa distribuzione di temperatura $t(x, y, z, \tau)$. Si introduce un parametro L m detto "lunghezza caratteristica", definito come $L = \frac{V}{A}$. Le due resistenze specifiche assumono, quindi, le seguenti forme:

$$R_i^* = \frac{L}{\lambda} \quad (2.1)$$

$$R_e^* = \frac{1}{h} \quad (2.2)$$

Combinandole insieme è possibile introdurre il seguente parametro adimensionale, chiamato “Numero di Biot”:

$$B_i = \frac{R_i^*}{R_e^*} = \frac{hL}{\lambda} \quad (2.3)$$

Si possono presentare i seguenti casi:

- se $B_i < 0,10$ il sistema è a resistenza interna trascurabile, si muove in modo isoterma e il salto di temperatura avviene tutto tra la superficie e l'esterno;
- se $B_i > 50$ il sistema è a resistenza esterna trascurabile, il gradiente di temperatura è trascurabile sulla superficie e si concentra quasi interamente all'interno del corpo;
- $0,10 < B_i < 50$ il sistema è in una situazione intermedia da valutare caso per caso, anche per via numerica.

La massimizzazione, o minimizzazione, di B_i può quindi avvenire influenzando sulla geometria (L), sul tipo di fluido esterno (h) e sulle caratteristiche del materiale (λ).

2.1 || Lunghezza caratteristica

Il parametro L non è necessariamente geometrico, ma rappresenta, piuttosto, il modo in cui il corpo scambia calore. A seconda della geometria del corpo, ad ogni modo, esso cambia. Si presentano ora 3 casi fondamentali e per essi si ricava la lunghezza caratteristica.

2.1.1 Lastra piana

Si abbia una lastra piana di spessore $2l$, molto minore delle altre due dimensioni, larghezza L e profondità unitaria. La lunghezza caratteristica, qui indicata con L^* diventa:

$$L^* = \frac{V}{A} = \frac{(L2l)1}{(2l + 4l)1} \quad (2.4)$$

Facendo l'ipotesi che $l \ll L$, si ha:

$$L^* = \frac{V}{A} \approx \frac{L2l}{2L} = l \quad (2.5)$$

Il flusso termico è quindi governato dal semispessore l .

2.1.2 Cilindro

Si abbia un cilindro sufficientemente lungo, di raggio r . In questo caso, la lunghezza caratteristica diventa:

$$L^* = \frac{V}{A} = \frac{\pi r^2 \cdot 1}{2\pi r} = \frac{r}{2} \quad (2.6)$$

Dal punto di vista termico, quindi, il parametro che condiziona il meccanismo di scambio termico è $r/2$, mentre da un punto di vista geometrico, il solido è identificato sulla base dell'intero raggio r .

2.1.3 Sfera

Si abbia una sfera, di raggio r . In questo caso, la lunghezza caratteristica diventa:

$$L^* = \frac{V}{A} = \frac{\frac{4}{3}\pi r^3}{4\pi r^2} = \frac{r}{3} \quad (2.7)$$

Dal punto di vista termico, quindi, il parametro che condiziona il meccanismo di scambio termico è $r/3$, mentre da un punto di vista geometrico, il solido è identificato sulla base dell'intero raggio r .

2.2 || Considerazioni sul numero di Biot

Il numero di Biot, come illustrato precedentemente, è definito come:

$$B_i = \frac{R_i^*}{R_e^*} = \frac{hL}{\lambda} \quad (2.8)$$

Si consideri ora una parete in regime *permanente*, posta in un fluido a temperatura inferiore alla propria. Essa abbia spessore l e conducibilità termica λ . L'andamento di temperatura sarà del tipo di quello illustrato in Fig2.2.

Se il sistema è in regime permanente, si può scrivere il seguente bilancio:

$$\dot{Q}_{cd} = \dot{Q}_{cv} \rightarrow \frac{\lambda A}{l}(t_{s1} - t_{s2}) = hA(t_{s2} - t_f) \quad (2.9)$$

Isolando le temperature si ottiene:

$$\frac{t_{s1} - t_{s2}}{t_{s2} - t_f} = \frac{hA}{\frac{\lambda A}{l}} = \frac{R_{cd}^*}{R_{cv}^*} \quad (2.10)$$

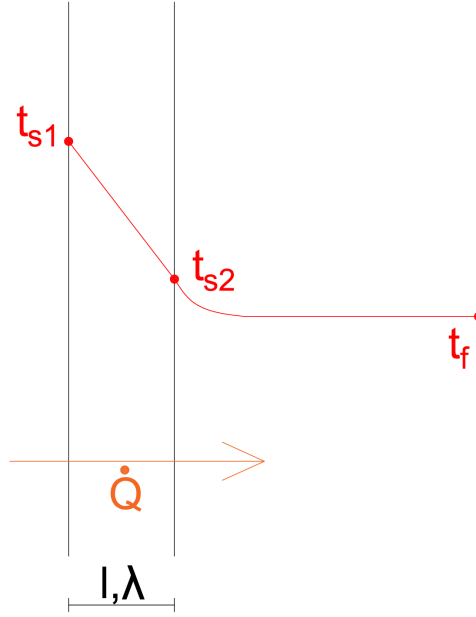


Fig. 2.2: Parete immersa in un fluido in regime permanente

Si riconosce, dal rapporto di resistenze specifiche, che tale frazione è anche pari al numero di Biot, per cui:

$$\frac{\Delta t_{cd}}{\Delta t_{cv}} = B_i \quad (2.11)$$

Il numero di Biot rappresenta quindi, oltre che un rapporto di resistenze specifiche, anche un rapporto di differenze di temperatura. In modo analogo alle resistenze, si può dire che:

- se $B_i < 0,10 \rightarrow \Delta t_{cd} \ll \Delta t_{cv}$ il sistema è a resistenza interna trascurabile;
- se $B_i > 50 \rightarrow \Delta t_{cv} \ll \Delta t_{cd}$ il sistema è a resistenza esterna trascurabile;
- $0,10 < B_i < 50$ il sistema è in una situazione intermedia da valutare caso per caso.

Da un punto di vista fisico, si ha che con $B_i < 0,1$ il salto complessivo di temperatura viene assorbito dalla superficie al fluido, in quanto la resistenza interna è trascurabile, per cui la temperatura è quasi costante. Si ha, invece, una situazione opposta nel caso in cui $B_i > 50$, dove è la resistenza esterna ad essere trascurabile, per cui la maggior parte del salto di temperatura avviene nello spessore della parete. Una rappresentazione grafica è visibile in Fig2.3.

Passando al regime variabile, si ha che la lastra inizialmente ha un gradino come andamento di temperatura, poichè il fluido in cui viene immersa ha una temperatura

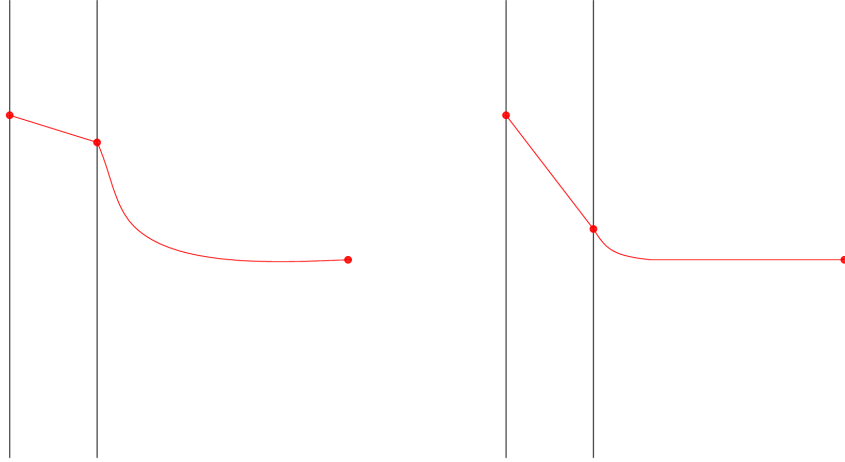


Fig. 2.3: Parete immersa in un fluido in regime permanente, a sinistra con $B_i < 0,1$ e a destra con $B_i > 50$

inferiore alla propria. Al passare del tempo, il gradino tenderà ad attenuarsi, fino ad arrivare, al tempo $\tau = \infty$, ad essere una retta orizzontale.

Quello che cambia, in relazione al numero di Biot, è come evolva questo profilo di temperatura. Nel caso in cui $B_i < 0,1$, infatti, la lastra si raffredda in maniera quasi isoterma, poichè il gradiente interno è trascurabile. Se, invece, $B_i > 50$, la temperatura superficiale della piastra va istantaneamente in equilibrio con quella del fluido, mentre il centro della lastra resta alla temperatura iniziale, diminuendo molto lentamente. Si ha una rappresentazione dell'andamento delle temperature al passare del tempo in Fig2.4.

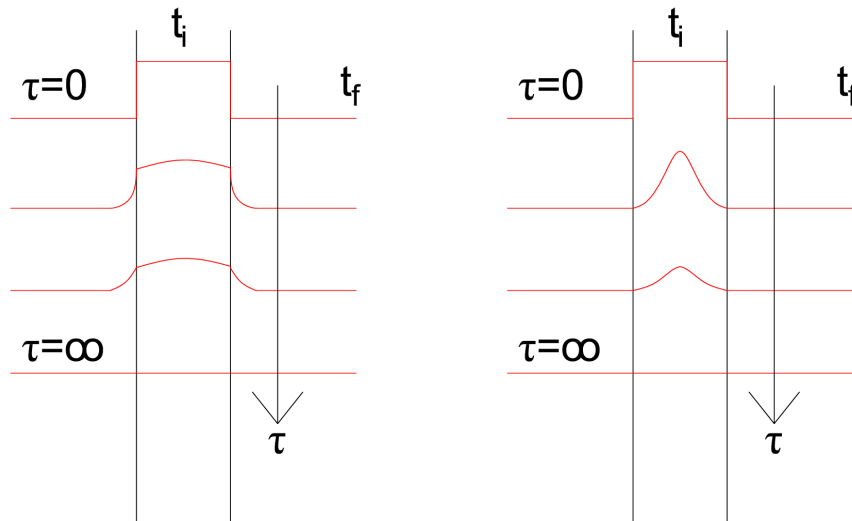


Fig. 2.4: Parete immersa in un fluido in regime variabile, a sinistra con $B_i < 0,1$ e a destra con $B_i > 50$

2.3 || Corpi a resistenza interna trascurabile in regime variabile

Si esegue ora una trattazione analitica per i corpi con resistenza interna trascurabile, in regime variabile, sia in riscaldamento che in raffreddamento.

2.3.1 Riscaldamento

Si ha una condizione iniziale per cui $t_i < t_f$, dove t_i è la temperatura del corpo e t_f è la temperatura del fluido. Siano noti i parametri V , A , L^* , c , ϱ , h e siano essi costanti del tempo.

Partendo dal Primo Principio della Termodinamica, si ha che:

$$dQ - dL = dU \quad (2.12)$$

Il Lavoro, tuttavia, è nullo, per cui si possono esplicitare solo gli altri due termini di calore ed energia interna:

$$dQ = hA(t_f - t)d\tau \quad (2.13)$$

$$dU = c \cdot m \cdot dt = c\varrho V dt \quad (2.14)$$

Dove t è la temperatura variabile nel tempo τ . Uguagliando la 2.13 e la 2.14, si ottiene:

$$hA(t_f - t) = c\varrho V \frac{dt}{d\tau} \quad (2.15)$$

Da cui, isolando le temperature:

$$(t_f - t) = \frac{c\varrho V}{hA} \frac{dt}{d\tau} \quad (2.16)$$

Si può ora operare un cambio di variabile, indicando:

$$\vartheta = t - t_f \quad (2.17)$$

Quindi:

$$\frac{d\vartheta}{d\tau} = \frac{dt}{d\tau} > 0$$

Sostituendo nella 2.16 si ottiene:

$$-\vartheta = \frac{c\rho V}{hA} \frac{d\vartheta}{d\tau} \quad (2.18)$$

Il gruppo $\frac{c\rho V}{hA}$ viene solitamente indicato con “ τ_0 ”, si ha quindi:

$$\tau_0 = \frac{c\rho V}{hA} \quad (2.19)$$

Ha le dimensioni di un tempo e viene definito come “costante di tempo”. Riassume dal punto di vista termico come sia il corpo, attraverso i parametri V , A , c , ρ , unito a come esso scambi calore, attraverso h . La conducibilità termica λ non compare, giustamente, in τ_0 , in quanto siamo in condizioni di resistenza interna trascurabile.

Si procede quindi all'integrazione di:

$$-\vartheta = \tau_0 \frac{d\vartheta}{d\tau} \quad (2.20)$$

Separando le variabili si ha:

$$\frac{d\vartheta}{\vartheta} = -\frac{d\tau}{\tau_0} \quad (2.21)$$

Integrando si ottiene:

$$-\int_0^\tau \frac{d\tau}{\tau_0} = \int_{\vartheta_i}^{\vartheta} \frac{d\vartheta}{\vartheta} \rightarrow -\frac{\tau}{\tau_0} = \ln \frac{\vartheta}{\vartheta_i} = \ln \frac{t - t_f}{t_i - t_f} \quad (2.22)$$

Lo scopo, tuttavia, è quello di ricavare $t(\tau)$, per cui si può scrivere:

$$\frac{\vartheta}{\vartheta_i} = e^{-\frac{\tau}{\tau_0}} \quad (2.23)$$

Da cui:

$$t(\tau) = t_f + (t_i - t_f)e^{-\frac{\tau}{\tau_0}} \quad (2.24)$$

È possibile fare qualche ulteriore considerazione relativamente al parametro τ_0 :

$$\tau_0 = \frac{c\rho V}{hA} = \frac{1}{hA}(c\rho V) = R_{cv} \cdot C_{solido} \quad (2.25)$$

Dove R_{cv} è la resistenza termica convettiva e C_{solido} è la capacità termica del solido, cioè l'energia che serve per far variare la temperatura del corpo che si sta considerando di 1 K. Scrivendo τ_0 in questo modo, risulta evidente l'analogia con l'elettrotecnica: si ha una relazione molto simile a quella che si avrebbe in un sistema resistivo-capacitivo, in questo caso (riscaldamento) in fase di carica.

Plottando l'equazione 2.24, si ottiene il grafico di Fig.2.5. La temperatura cresce secondo un'esponenziale rovescia. Prendendo la tangente alla curva nel punto iniziale si ha che tale retta ha pendenza proprio τ_0 . Se il sistema si muovesse a velocità costante pari a quella iniziale, che è anche la massima a cui esso si muove, esso raggiungerebbe l'equilibrio con il fluido dopo un tempo τ_0 .

In realtà, il sistema parte con un gradiente molto forte rispetto alla temperatura del fluido, poi esso cala e quindi l'avvicinamento a t_f diventa progressivamente più lento. Dopo un tempo τ_0 , si ha, per qualsiasi situazione, che il sistema abbia raggiunto ad un salto di temperatura pari a $0,632(t_f - t_i)$.

Si ha anche che:

$$MN = \frac{PN}{tg\varphi} = \tau_0 = \frac{t_f - t_i}{\left.\frac{dt}{d\tau}\right|_0} = \frac{\vartheta_i}{\left.\frac{d\vartheta}{d\tau}\right|_0} \quad (2.26)$$

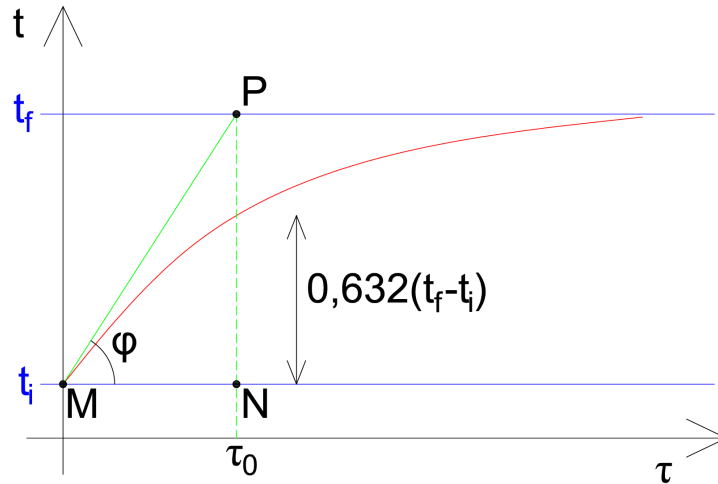


Fig. 2.5: Andamento della temperatura in fase di riscaldamento

Se, invece, si fa variare τ_0 , si ottiene il grafico di Fig.2.6, dove, con l'aumentare di τ_0 , le curve diventano sempre più piatte.

L'interesse primario è il calcolo della temperatura, ma può risultare utile anche l'espressione relativa al calore scambiato. Essa si ottiene come segue:

$$Q_{scambiato} = \int_0^{\tau} \dot{Q} d\tau = -hA \int_0^{\tau} \vartheta d\tau \quad (2.27)$$

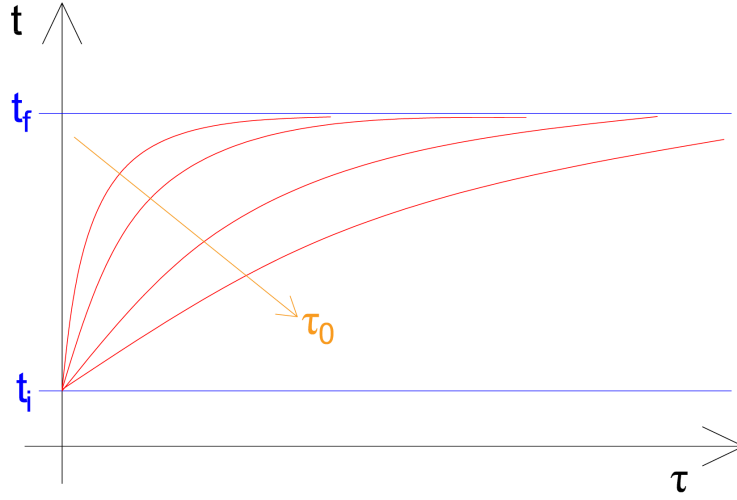


Fig. 2.6: Variazione dell'andamento di temperatura in riscaldamento in relazione a τ_0

Inserendo la 2.23 nella 2.27, si ottiene:

$$Q_{scambiato} = -hA\vartheta_i \int_0^\tau e^{-\frac{\tau}{\tau_0}} d\tau = hA\vartheta_i \frac{1}{\tau_0} e^{-\frac{\tau}{\tau_0}} \Big|_0^\tau = c\rho V\vartheta_i [e^{-\frac{\tau}{\tau_0}} - 1] \quad (2.28)$$

2.3.2 Raffreddamento

La trattazione è del tutto analoga al caso del riscaldamento, per cui non verrà svolta interamente, ma solo nei suoi punti essenziali.

Le temperature di partenza, questa volta sono: t_i che è la temperatura del corpo e t_f che è la temperatura del fluido, dove, però si ha $t_i > t_f$, quindi $dt < 0$.

Tutte le altre condizioni restano le stesse di prima, tra cui anche $\vartheta = t - t_f$, quindi:

$$\frac{dt}{d\tau} = \frac{dt}{d\tau} < 0 \quad (2.29)$$

Si inizia anche in questo caso dal Primo Principio della Termodinamica, per cui:

$$dQ = -hA(t - t_f)d\tau \quad (2.30)$$

$$dU = c \cdot m \cdot dt = \rho c V dt \quad (2.31)$$

Combinandole, si ottiene:

$$hA\vartheta d\tau = c\rho V d\vartheta \quad (2.32)$$

L'integrazione procede poi in modo identico a prima. Si riportano, ad ogni modo, i grafici relativi anche alla fase di raffreddamento, riportati in Fig.2.7 e Fig.2.8.

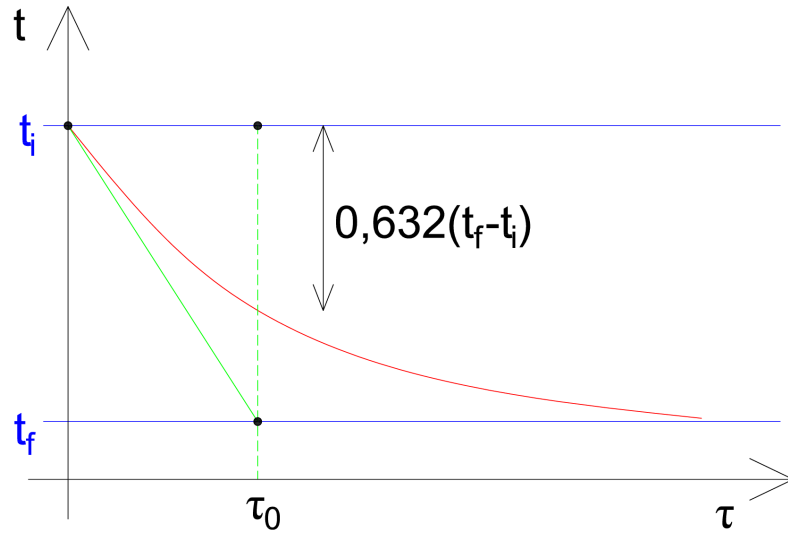


Fig. 2.7: Andamento della temperatura in fase di riscaldamento

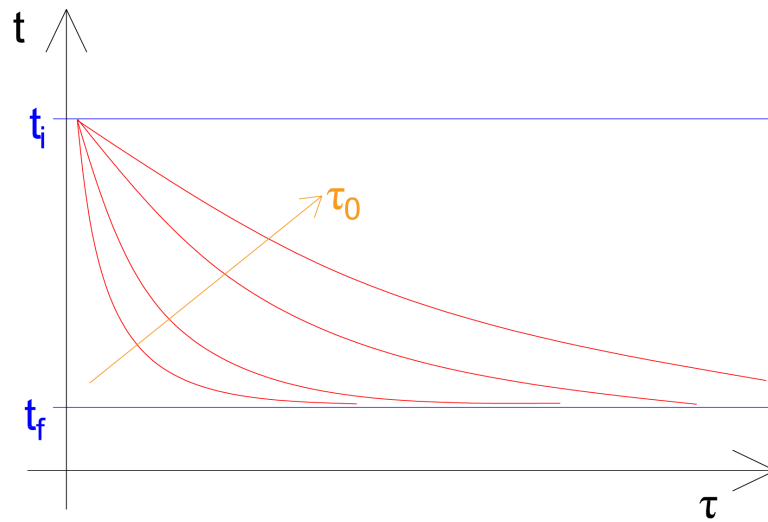


Fig. 2.8: Variazione dell'andamento di temperatura in raffreddamento in relazione a τ_0

2.3.3 Equazione risolutiva in termini adimensionali

L'equazione 2.24, precedentemente ricavata, può essere scritta anche attraverso l'utilizzo di alcuni parametri adimensionali. L'utilità di un approccio di questo tipo, oltre al vantaggio di ottenere un'equazione più compatta, risiede nella possibilità di generalizzare il risultato.

Per fare ciò, si ricorda l'espressione del numero di Biot $B_i = \frac{hL}{\lambda}$ e si introduce un nuovo parametro adimensionale: la temperatura adimensionale t^* . Essa è definita come:

$$t^* = \frac{\vartheta}{\vartheta_i} \quad (2.33)$$

Si può ulteriormente lavorare sul rapporto $\frac{\tau}{\tau_0}$:

$$\frac{\tau}{\tau_0} = \frac{hA\tau}{c\rho V} = \frac{h\tau}{c\rho L} \frac{\lambda L}{\lambda L} = \left(\frac{hL}{\lambda}\right) \left(\frac{\lambda\tau}{L^2\rho c}\right) = B_i \left(\frac{\lambda}{\rho c} \frac{\tau}{L^2}\right) = B_i \left(a \frac{\tau}{L^2}\right) \quad (2.34)$$

Dove a è la diffusività termica e, complessivamente, la parentesi viene definita come “tempo adimensionale”, o Numero di Fourier:

$$F_o = a \frac{\tau}{L^2} \quad (2.35)$$

Si può quindi scrivere:

$$\frac{\tau}{\tau_0} = B_i F_o \quad (2.36)$$

Con i gruppi adimensionali introdotti è possibile quindi scrivere la 2.24 in questo modo:

$$t^* = e^{-B_i F_o} \quad (2.37)$$

È ora possibile, ed interessante, approfondire il concetto della diffusività termica a [m²/s]. Essa è definita come $\frac{\lambda}{\rho c}$, rappresenta quindi il rapporto tra la capacità del materiale di condurre calore, rispetto alla sua capacità di accumulo termico.

È un parametro complesso, poichè non dipende esclusivamente dalla conducibilità, ma anche dalla densità. Questi due parametri, a differenza del calore specifico, variano molto nei solidi, per cui la definizione di a da un punto di vista quantitativo, può non essere immediata. Essa, di fatto, dice con quale velocità di variazione di temperatura di una delle due superfici entri nel solido. Applicando un carico termico a gradino ad una parete, infatti, si ha la propagazione di un'onda termica. Questa, tuttavia, non ha velocità infinita, per cui impiega del tempo per attraversare lo spessore della parete e ritrovarsi dall'altro lato di essa. Questa velocità dipende proprio da a .

Si desidera porre l'attenzione su un'ultima questione: la presente trattazione è stata sviluppata con l'ipotesi di resistenza interna trascurabile, ma non nulla. Una resistenza interna nulla, infatti, implicherebbe $B_i = 0$ e $\lambda = \infty$, da cui $a = \infty$ e quindi anche $F_o = \infty$. Il numero di Biot e il numero di Fourier compaiono nell'esponentiale della 2.37, per cui tali valori farebbero esplodere l'equazione.

2.4 || Corpi a resistenza esterna trascurabile

Si è in una situazione in cui $B_i > 50$. Il gradiente esterno, in questa condizione, è quasi nullo, mentre la maggior parte di esso avviene all'interno del solido. La trattazione analitica di questo caso non è semplice, per cui, in molti casi, si usano soluzioni numeriche, approssimazioni in serie di Fourier o diagrammi.

La trattazione che sarà ora derivata, in realtà, non è valida esclusivamente per il caso in cui $B_i > 50$, ma in qualunque situazione in cui $B_i > 0,1$, cioè in ogni caso in cui si abbia una *resistenza interna non trascurabile*. Si otterranno, quindi, delle equazioni molto complicate da risolvere per via analitica, in alternativa alle quali è spesso conveniente l'uso di abachi con parametri adimensionali.

Il caso più semplice prevede una lastra piana, in condizioni simmetriche, di cui siano note tutte le caratteristiche fisiche, geometriche e termiche. Si abbia una rappresentazione in Fig.2.9.

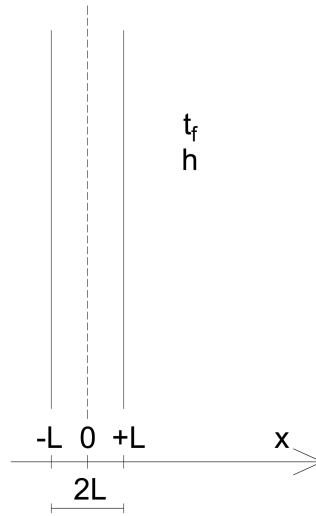


Fig. 2.9: Lastra piana in condizioni simmetriche

L'equazione che la governa è l'equazione generale della conduzione, senza generazione di calore:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \nabla^2 t \quad (2.38)$$

Nel caso monodimensionale, come quello che si sta analizzando, essa si semplifica in:

$$\frac{1}{a} \frac{\partial t}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} \quad (2.39)$$

Ad essa si possono imporre le condizioni al contorno:

- Per $\tau = 0 \rightarrow t(x) = t_x$
- Per $\tau > 0$ ci sono due condizioni:
 1. $\dot{Q}^* = -\lambda \frac{\partial t}{\partial x}|_{x=\pm L} = h(t - t_f)$
 2. $\dot{Q}^* = -\lambda \frac{\partial t}{\partial x}|_{x=0} = 0 \rightarrow \frac{\partial t}{\partial x}|_{x=0} = 0$

Riscrivendo la 2.39 per ottenere una scrittura in termini adimensionali, si ottiene:

$$\left[\frac{L^2}{(t_i - t_f)} \right] \frac{1}{a} \frac{\partial t}{\partial \tau} = \left[\frac{L^2}{(t_i - t_f)} \right] \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} \quad (2.40)$$

Si possono ora utilizzare i seguenti gruppi adimensionali:

1. $F_o = \frac{a\tau}{L^2}$, tempo adimensionale
2. $t^* = \frac{\vartheta}{\vartheta_i} = \frac{t-t_f}{t_i-t_f}$, temperatura adimensionale
3. $x^* = \frac{x}{L}$, coordinata spaziale adimensionale

La 2.40 si può quindi scrivere come:

$$\frac{\partial t^*}{\partial F_o} = \frac{\partial^2 t^*}{\partial x^{*2}} \quad (2.41)$$

L'obiettivo è quello di ricavare un'espressione per $t(x, \tau)$, ma di fatto, con la 2.41, si può arrivare a $t^*(x^*, F_o)$, da cui ottenere poi t .

Si riprendono ora le condizioni al contorno per $\tau > 0$ e si lavorano per poterle scrivere in funzione dei parametri adimensionali poco fa utilizzati.

$$-\frac{L}{\lambda(t_i - t_f)} \lambda \frac{\partial t}{\partial x} = -\frac{L}{\lambda(t_i - t_f)} h(t - t_f) \rightarrow -\frac{L}{(t_i - t_f)} \frac{\partial t}{\partial x} = -\frac{hL}{\lambda} \frac{(t - t_f)}{(t_i - t_f)} \quad (2.42)$$

Da cui si arriva a:

$$-\frac{\partial t^*}{\partial x^*} = B_i t^* \quad (2.43)$$

La seconda diventa, invece:

$$-\frac{\partial t^*}{\partial x^*} = 0 \quad (2.44)$$

Ricordando l'equazione differenziale 2.41, si riesce a pervenire all'espressione di $t^* = t^*(x^*, F_o, B_i)$. Separando le variabili, si ottiene infatti:

$$t^*(x^*, F_o) = X(x^*)Y(F_o) \quad (2.45)$$

Quindi:

$$\frac{1}{Y} \frac{\partial Y}{\partial F_o} = \frac{1}{X} \frac{\partial^2 X}{\partial x^{*2}} = -\mu^2 \quad (2.46)$$

Si ottiene, per cui:

$$a) \quad \frac{\partial Y}{\partial F_o} + \mu^2 Y = 0 \quad (2.47)$$

$$b) \quad \frac{\partial^2 X}{\partial x^{*2}} + \mu^2 X = 0 \quad (2.48)$$

Con:

$$Y = C_1 e^{-\mu^2 F_o} \quad (2.49)$$

$$X = C_2 \cos(\mu x^*) + C_3 \sin(\mu x^*) \quad (2.50)$$

Si ricava quindi:

$$t^*(x^*, F_o) = e^{-\mu^2 F_o} [A \cos(\mu x^*) + B \sin(\mu x^*)] \quad (2.51)$$

Con: $A = C_1 C_2$ e $B = C_1 C_3$.

2.4.1 Soluzioni grafiche

Le equazioni ricavate analiticamente possono essere utilizzate per realizzare dei diagrammi, di più immediata lettura e applicazione.

Si parte dallo studio di due diagrammi dal limitato uso applicativo, ma che risultano interessanti più dal punto di vista concettuale. In Fig.2.10 si vede come per un numero di Biot basso, le temperature nel centro di uno strato piano indefinito e quelle nelle altre posizioni siano quasi sovrapposte, quindi la lastra è quasi isoterma.

In Fig.2.11, invece, si vede come per $B_i \cong \infty$, la temperatura superficiale adimensionale assume un valore prossimo a zero quasi immediatamente, la superficie della parete, quindi, si porta istantaneamente alla temperatura del fluido in cui è immersa.

Nei diagrammi successivi, posti a parte nel capitolo 3, invece, si vanno ad osservare casi con applicazioni più vicine alla realtà, per la lastra piana indefinita, per il cilindro di lunghezza assiale infinita e per una sfera, tutti soggetti ad una variazione della temperatura esterna a gradino, per vari valori di B_i . Si possono risolvere, quindi, rapidamente, sia i problemi diretti che inversi.

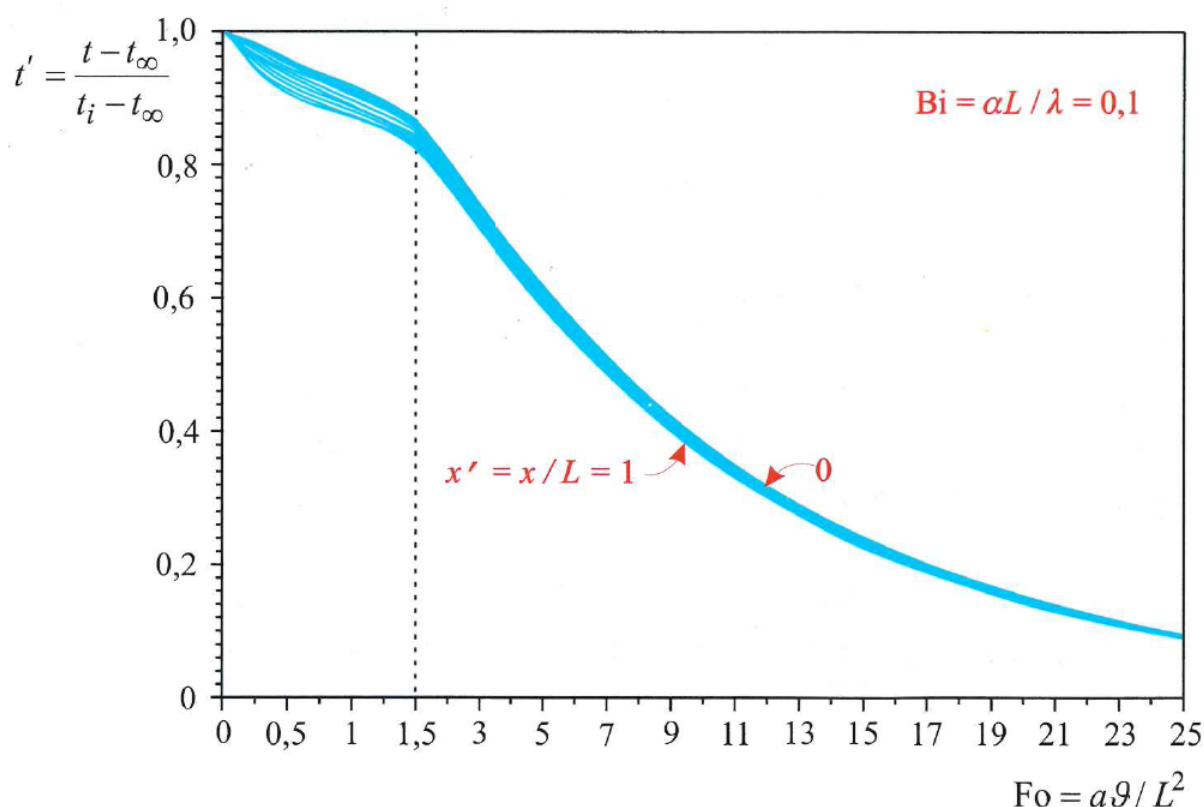
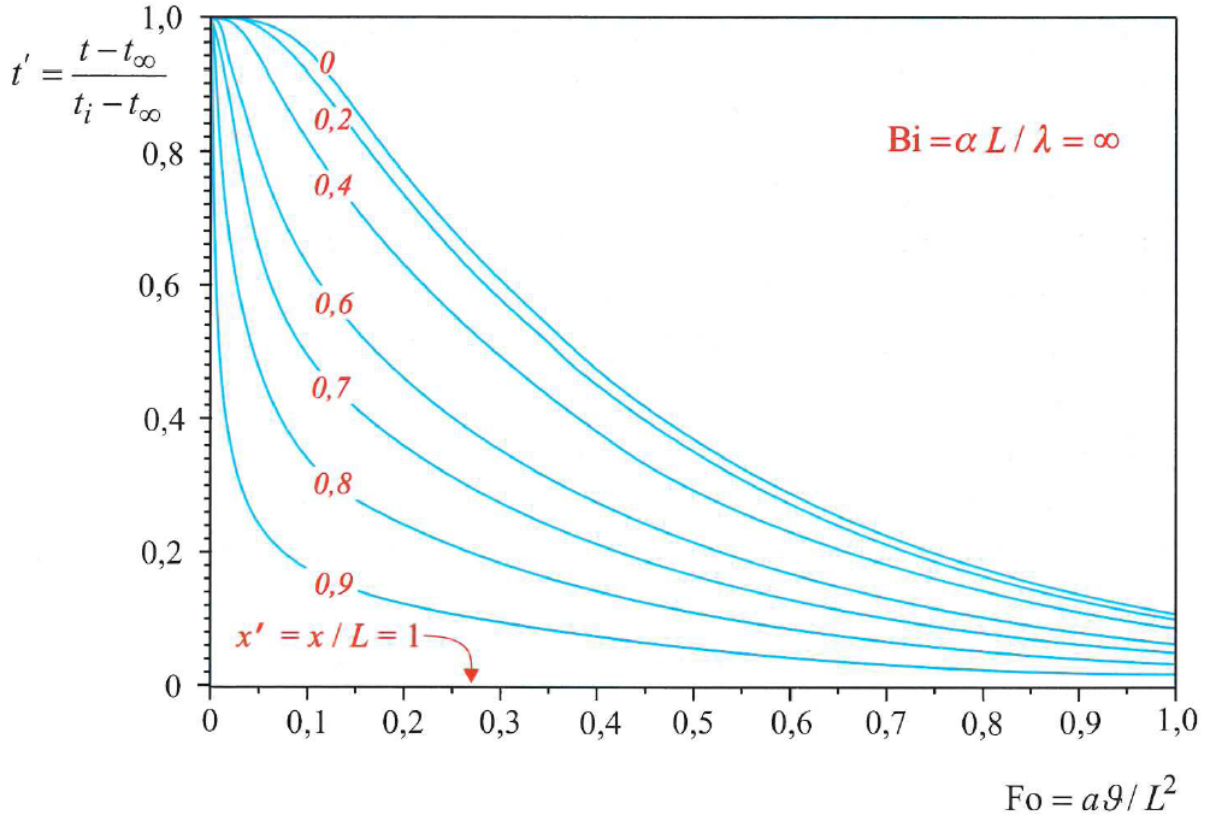


Fig. 2.10: Andamenti delle temperature in una lastra piana indefinita con $B_i = 0,1$


 Fig. 2.11: Andamenti delle temperature in una lastra piana indefinita con $B_i \cong \infty$

2.5 || Corpo semi infinito

Un solido semi-infinito è un corpo idealizzato che ha un'unica superficie piana e si estende all'infinito in tutte le direzioni. In questo tipo di solido il flusso è monodirezionale. Si consideri un solido semi-infinito alla temperatura uniforme t_i , supponiamo che la temperatura della superficie del corpo semi-infinito si porti immediatamente alla temperatura t_f , cioè $B_i = \infty$. La soluzione esatta del problema è espressa dalla relazione:

$$t^* = \text{erf}(\eta) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\eta e^{-z^2} dz \quad (2.52)$$

Dove η è un parametro adimensionale sia spaziale che temporale:

$$\eta = \frac{x}{2\sqrt{a\tau}} \quad (2.53)$$

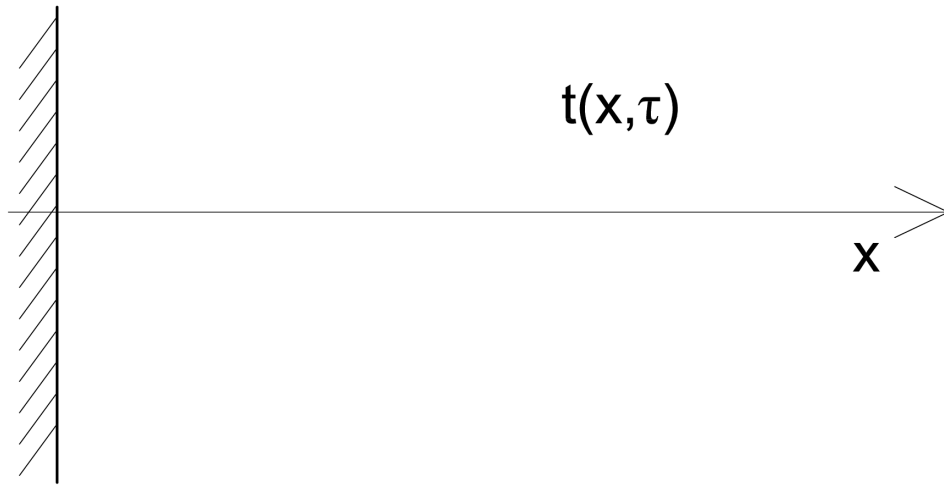


Fig. 2.12: Corpo semi infinito

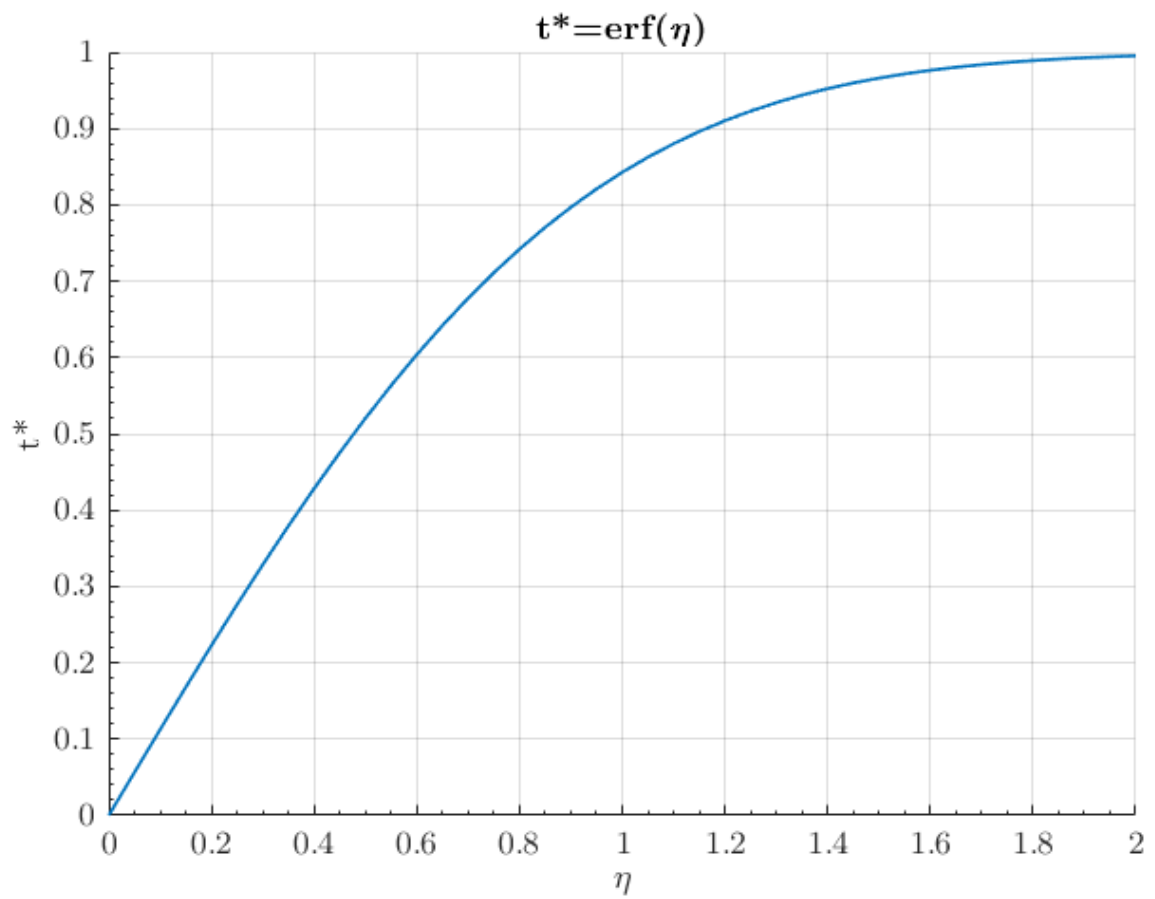


Fig. 2.13: Funzione cumulativa degli errori di Guass

2.6 || Variazioni Periodiche di Temperatura

Si consideri un piano semi infinito con resistenza esterna trascurabile, cioè $B_i > 50$ e temperatura superficiale che si porta in modo istantaneo in equilibrio con quella del fluido. Sia essa soggetta ad una forzante termica ad andamento sinusoidale. Questo caso risulta di particolare interesse per le applicazioni civili, poichè nell'arco della giornata o dell'anno, la temperatura presenta una variazione periodica. Non è di certo perfettamente sinusoidale, ma la trattazione può ritenersi valida dal punto di vista delle applicazioni previste.

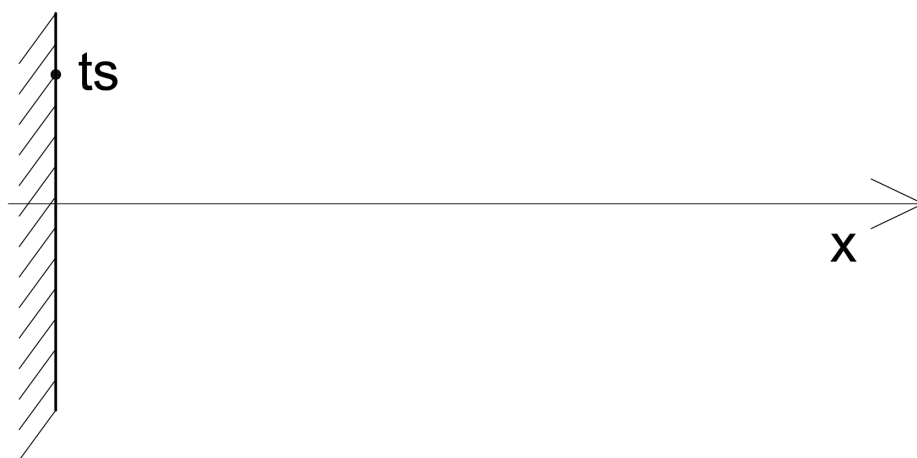


Fig. 2.14: Piano semi-infinito

Riprendendo l'equazione generale della conduzione, senza generazione di calore, per un caso monodimensionale, si ha:

$$a \frac{d^2 t}{dx^2} = \frac{dt}{d\tau} \quad (2.54)$$

Si impongono le seguenti condizioni al contorno:

$$\begin{cases} x = 0 \\ t_s = t_0 + A \sin(\omega \tau) \end{cases} \quad (2.55)$$

Dove si possono definire i seguenti parametri: la pulsazione ω , il periodo τ_0 [s] e la frequenza f [Hz] = [1/s].

$$\omega = 2\pi f = \frac{2\pi}{\tau_0} \quad (2.56)$$

La soluzione dell'equazione è:

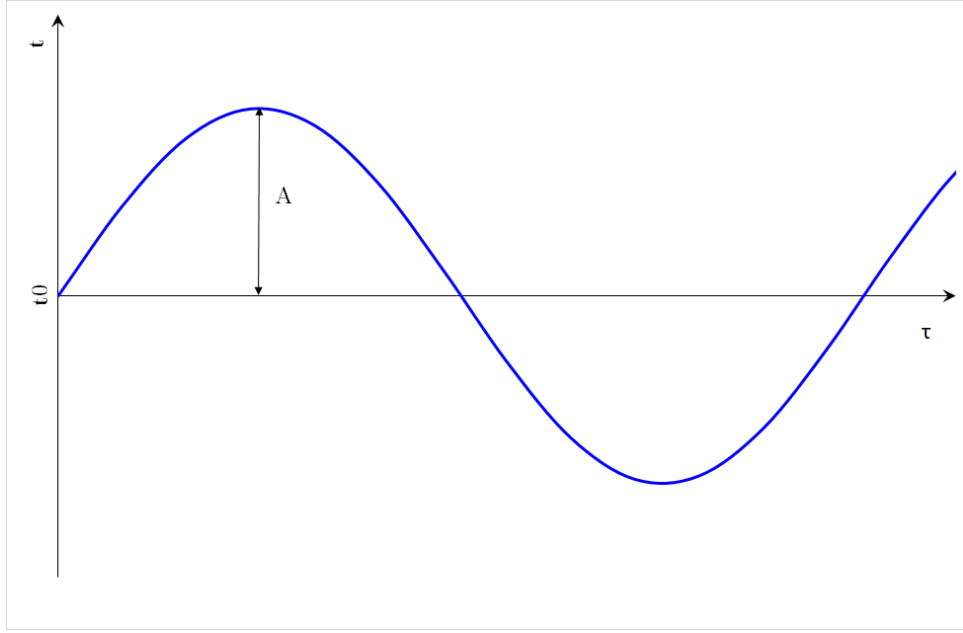


Fig. 2.15: Forzante termica sinusoidale

$$t(x, \tau) = t_0 + (Ae^{-\gamma x}) \text{sen} [\omega\tau' - \gamma x] \quad (2.57)$$

Dove t_0 è il valore di temperatura mediano, $Ae^{-\gamma x} = A_x$ è l'ampiezza della sinusoide, $\gamma x / \omega = \tau_r$ [s] è il ritardo di fase, $e^{-\gamma x}$ è il fattore di smorzamento o fattore di attenuazione e γ [1/m] è la costante di smorzamento, definita come:

$$\gamma = \sqrt{\frac{\omega}{2a}} = \sqrt{\frac{\pi}{a\tau_0}} \quad (2.58)$$

Si può osservare che:

- L'oscillazione è comunque centrata in t_0
- La pulsazione è la stessa ω
- L'ampiezza cambia con la profondità e si riduce con essa
- L'oscillazione presenta un ritardo di fase che dipende dalla profondità

Rispetto ad una normale sinusoide, tutti i parametri presenti nella soluzione hanno gli effetti, di ridurre l'ampiezza e di causare un ritardo di fase. Questi due aspetti saranno ora presentati separatamente, per poi essere racchiusi in un unico grafico rappresentativo di tutta la funzione.

2.6.1 Riduzione di ampiezza

Si rappresenta in Fig.2.16 il solo effetto della riduzione dell'ampiezza della sinusoide, governato da $Ae^{-\gamma x} = A_x$.

Si può notare come, per diversi valori di x , si abbia una progressiva riduzione dell'ampiezza, seguendo le curve di inviluppo, rappresentate in grigio nel grafico, le quali sono esponenziali inverse.

Il valore mediano viene mantenuto, ma si riduce l'ampiezza dell'oscillazione.

Lo smorzamento è tanto maggiore quanto:

- maggiore è x
- maggiore è ω
- minore è a
- minore è τ_0
- maggiore è f

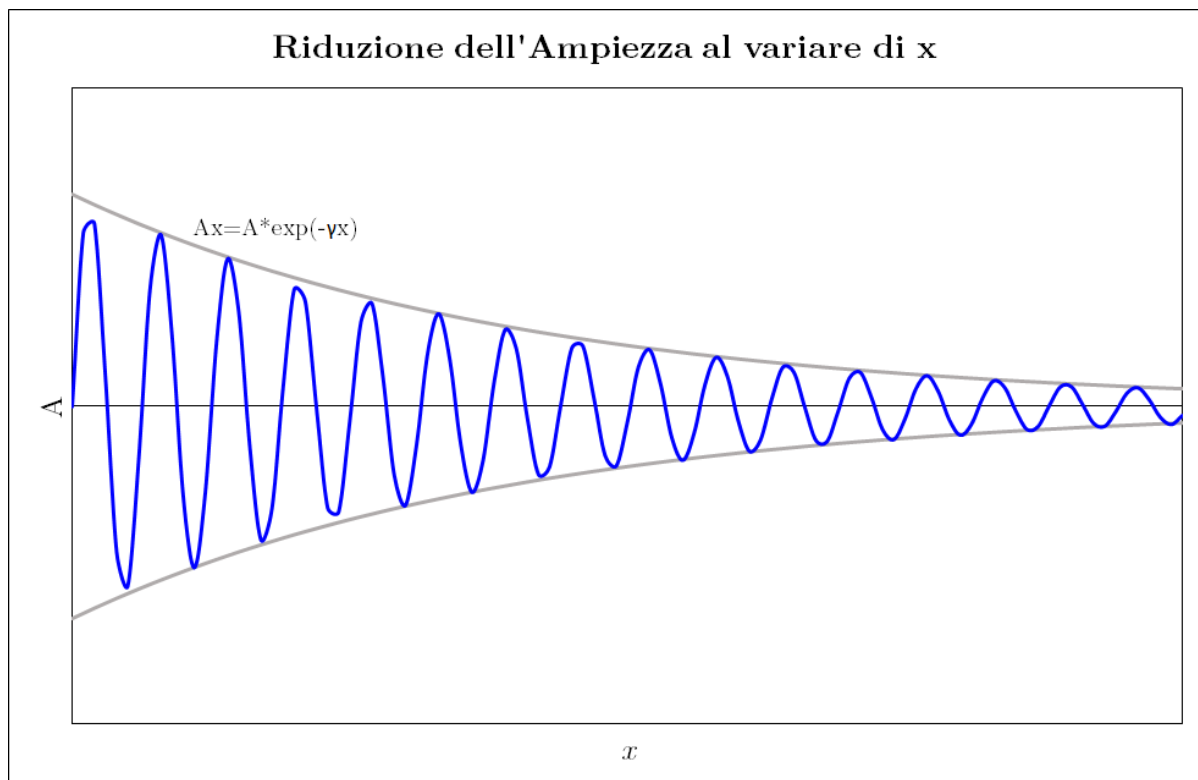


Fig. 2.16: Riduzione di ampiezza

2.6.2 Ritardo di fase

La sinusoide, di ampiezza ridotta, che si trova ad una certa profondità, presenta un ritardo di fase pari a γx [rad] oppure, equivalentemente, $\gamma x / \omega = \tau_r$ [s]. Il ritardo è quindi inversamente proporzionale alla pulsazione ω .

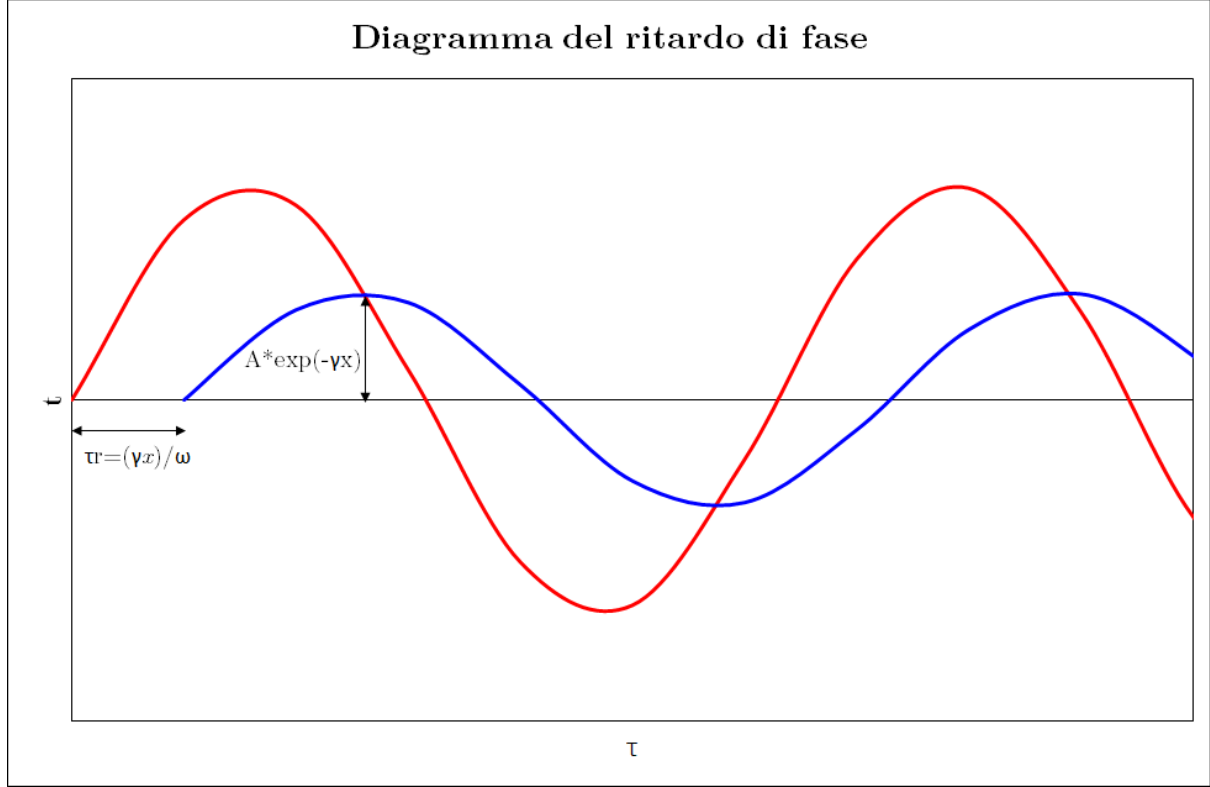


Fig. 2.17: Ritardo di fase

È anche possibile calcolare quanto risulti la lunghezza per ottenere un ritardo di 2π , definita lunghezza di interramento, cioè per tornare in fase con la forzante:

$$L = 2\sqrt{\pi a \tau_0} \quad (2.59)$$

Da $\gamma x = 2\pi \rightarrow x = \frac{2\pi}{\gamma} = 2\pi \sqrt{\frac{a \tau_0}{\pi}}$.

Si può anche definire la velocità di propagazione lineare dell'onda termica, che risulta:

$$w = \frac{L}{\tau_0} = 2\sqrt{\frac{\pi a}{\tau_0}} \quad (2.60)$$

Si ha, quindi che $w = f(a)$, cioè è una funzione diretta della diffusività. La diffusività rappresenta quindi la velocità con cui il sistema è disposto a muoversi, in termini di temperatura.

Si può adottare anche un altro punto di vista relativo al ritardo di fase, è possibile infatti scrivere:

$$\gamma x = \sqrt{\frac{\omega}{2a}} L = \sqrt{\frac{\omega L^2}{2\lambda}} \varrho c = \sqrt{\frac{\omega}{2} \frac{L}{\lambda}} (\varrho c L) = \sqrt{\frac{\omega}{2} R^* C^*} \quad (2.61)$$

$$\tau_r = \frac{\gamma L}{\omega} = \sqrt{\frac{R^* C^*}{2\omega}} \quad (2.62)$$

Queste due equazioni dicono che il ritardo di fase, in radianti o in secondi, è una funzione della resistenza termica specifica e della capacità termica specifica $f(R^*, C^*)$. La capacità termica (ϱc) è di fatto governata dalla densità, quindi dalla massa, poichè il calore specifico, per i materiali classici da costruzione, non presenta grandi variabilità.

Nel caso invernale conviene sfruttare la resistenza termica per abbattere l'onda termica: si realizzano quindi pareti spesse con materiali a bassa conducibilità.

Nel caso estivo, però, non è più sufficiente sfruttare solo la resistenza, ma si deve intervenire anche sulla capacità termica per garantire un adeguato comfort abitativo. Per aumentare C^* , però, è necessario aumentare la massa, ma nelle moderne tecnologie di costruzione si cerca il più possibile di avere pareti di spessore contenuto e, a parità di dimensioni, che siano leggere.

Queste esigenze costruttive sono quindi in contrasto con le caratteristiche che garantiscono il ritardo di fase dell'onda termica. I materiali plastici, infatti, presentano una ridotta conducibilità, ma anche una massa molto contenuta, avendo uno scarso effetto sulla capacità termica. Nella progettazione si raccomanda quindi di cercare di equilibrare questi aspetti in contrasto tra loro.

Per concludere, si riporta in Fig.2.18 la soluzione completa dell'equazione 2.57, quindi con il ritardo di fase e la riduzione dell'ampiezza dell'onda sinusoidale. È rappresentata anche, in rosso, la curva che presenta la sola riduzione dell'ampiezza, senza sfasamento, per confronto con la soluzione completa.

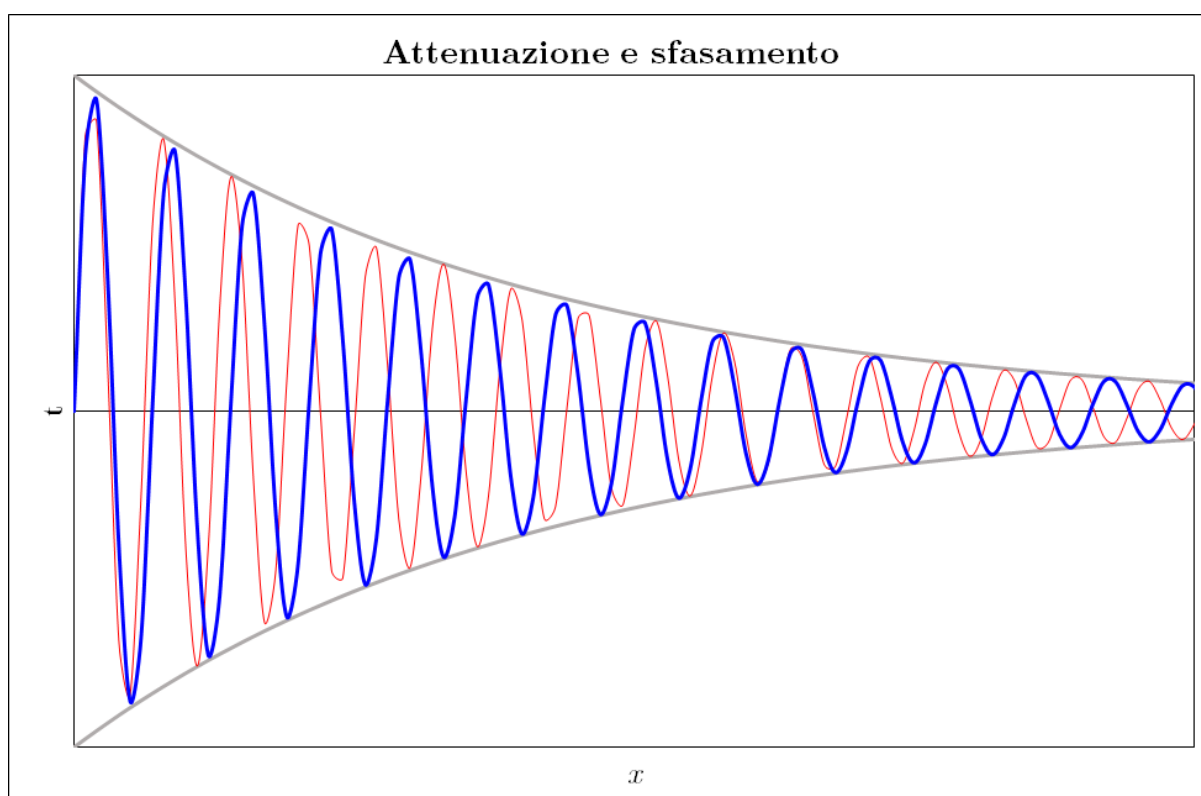


Fig. 2.18: Soluzione completa, in blu, confrontata con la soluzione senza ritardo di fase, in rosso

3 || Diagrammi in regime transitorio

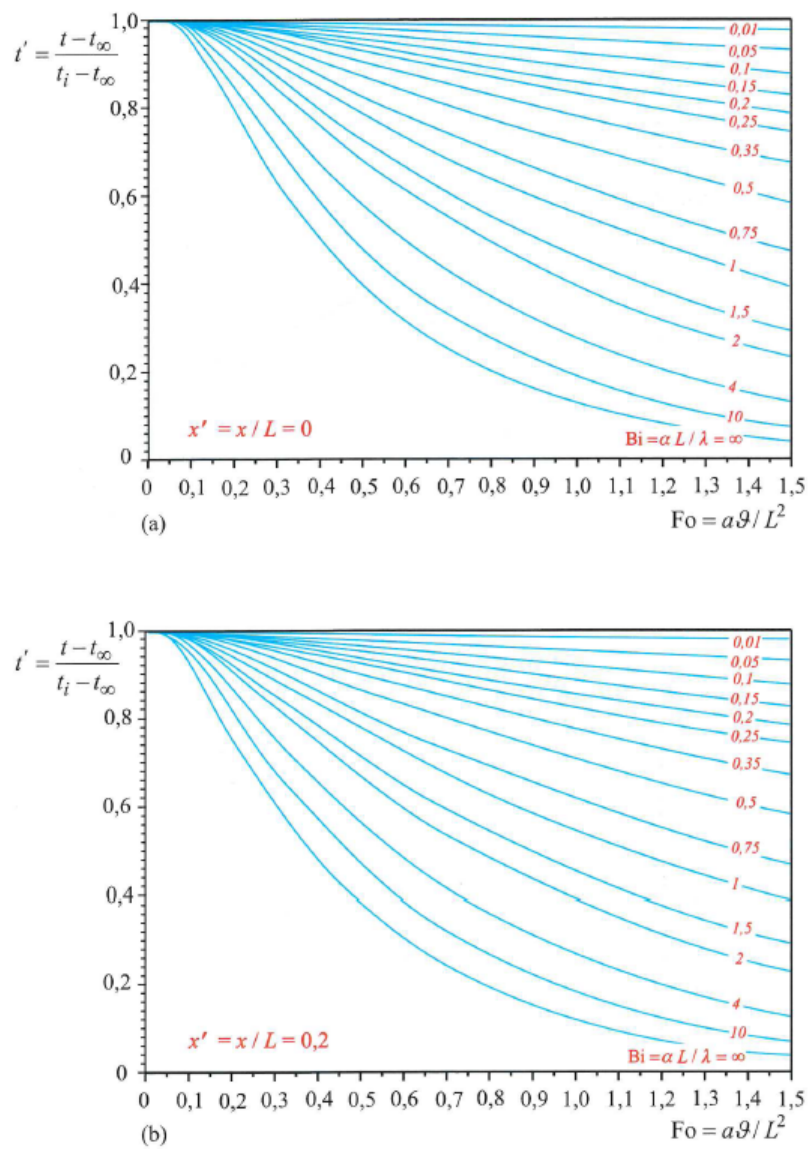


Fig. 3.1: Andamenti delle temperature nel tempo per diverse posizioni in una lastra piana si spessore $2L$ soggetta a convezione su entrambe le facce

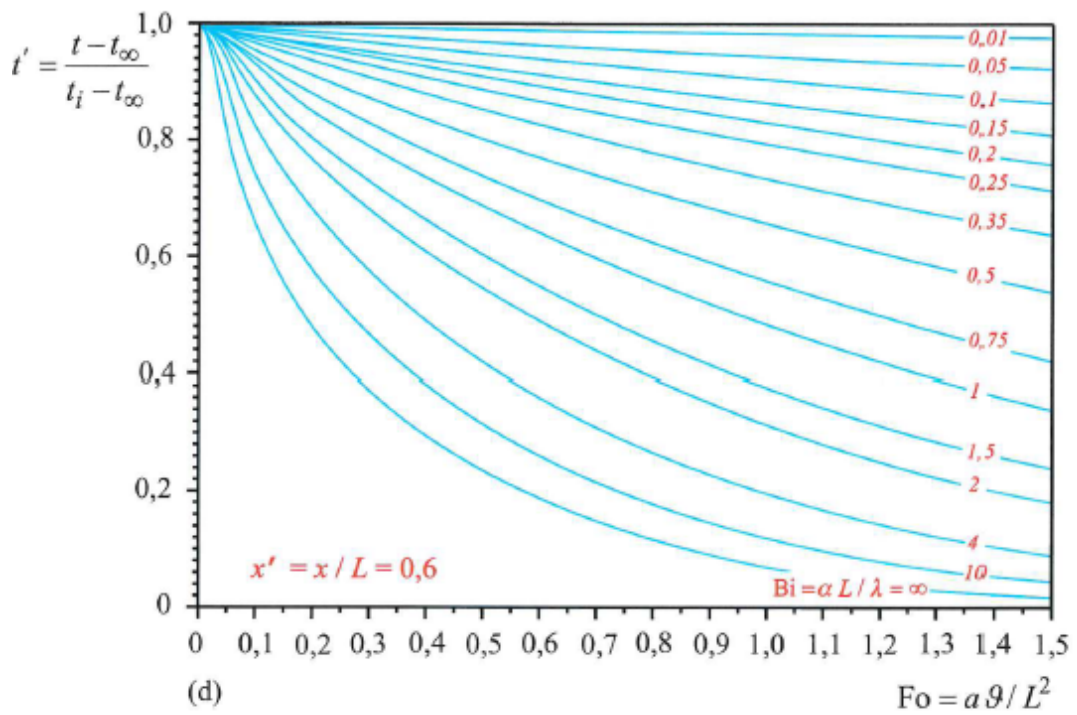
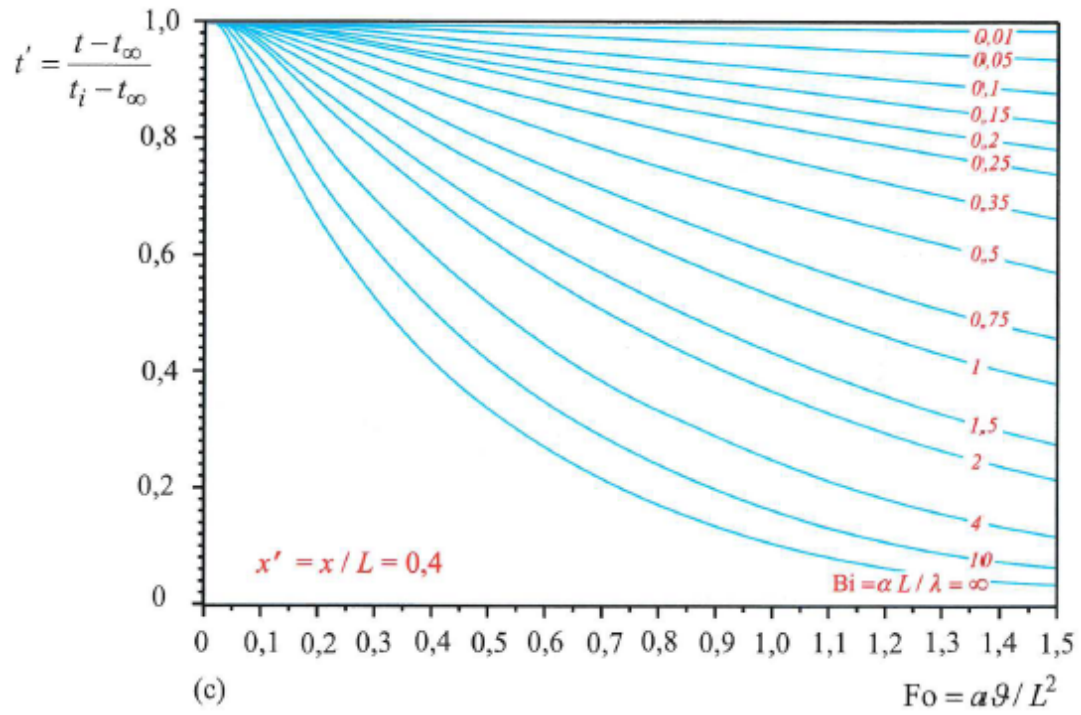


Fig. 3.2: Lastra piana

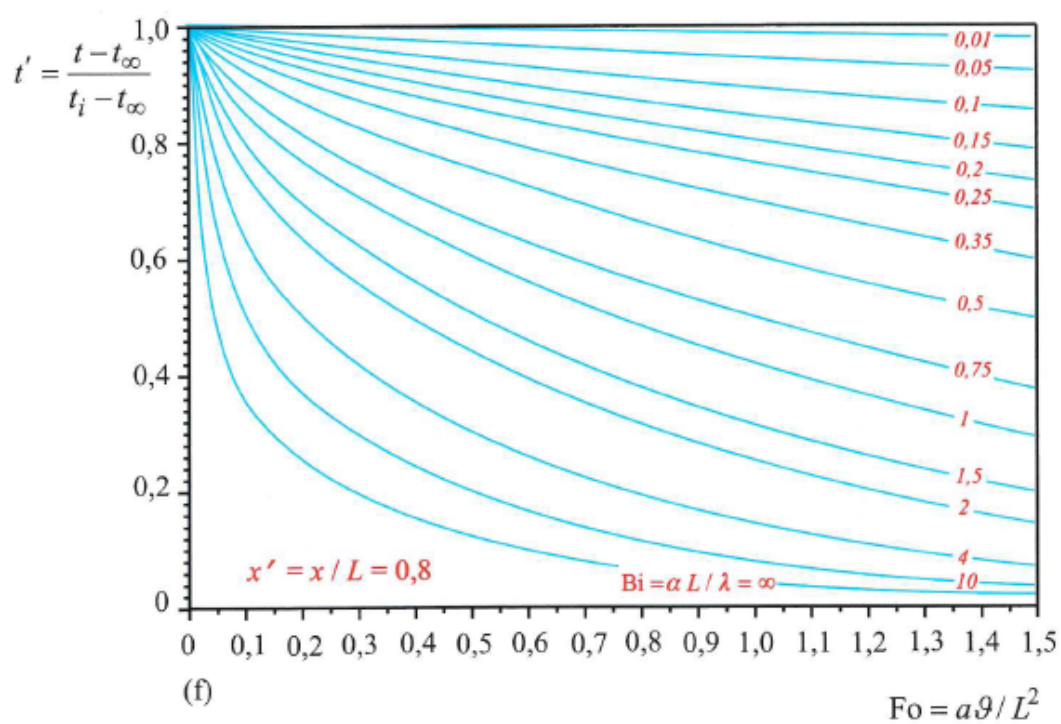
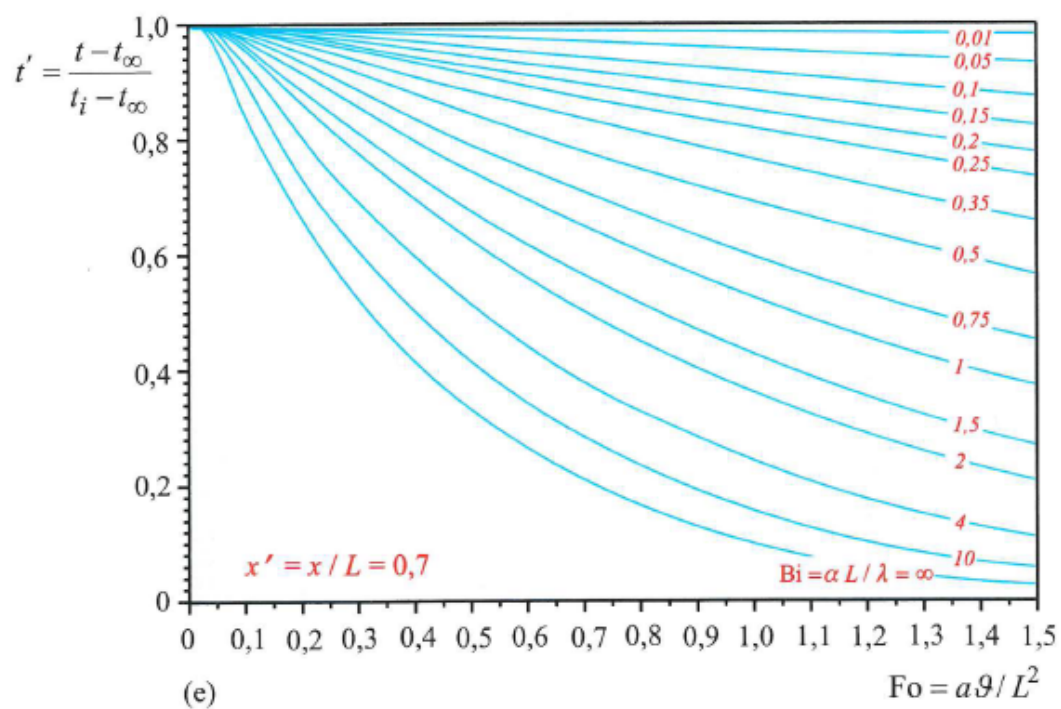


Fig. 3.3: Lastra piana

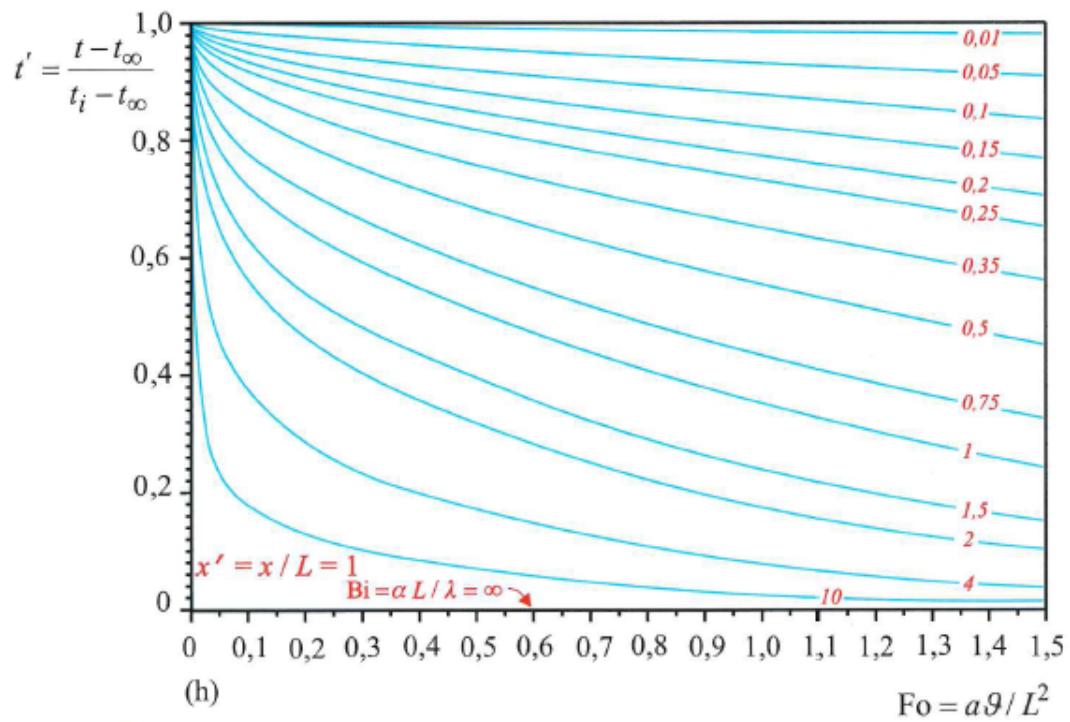
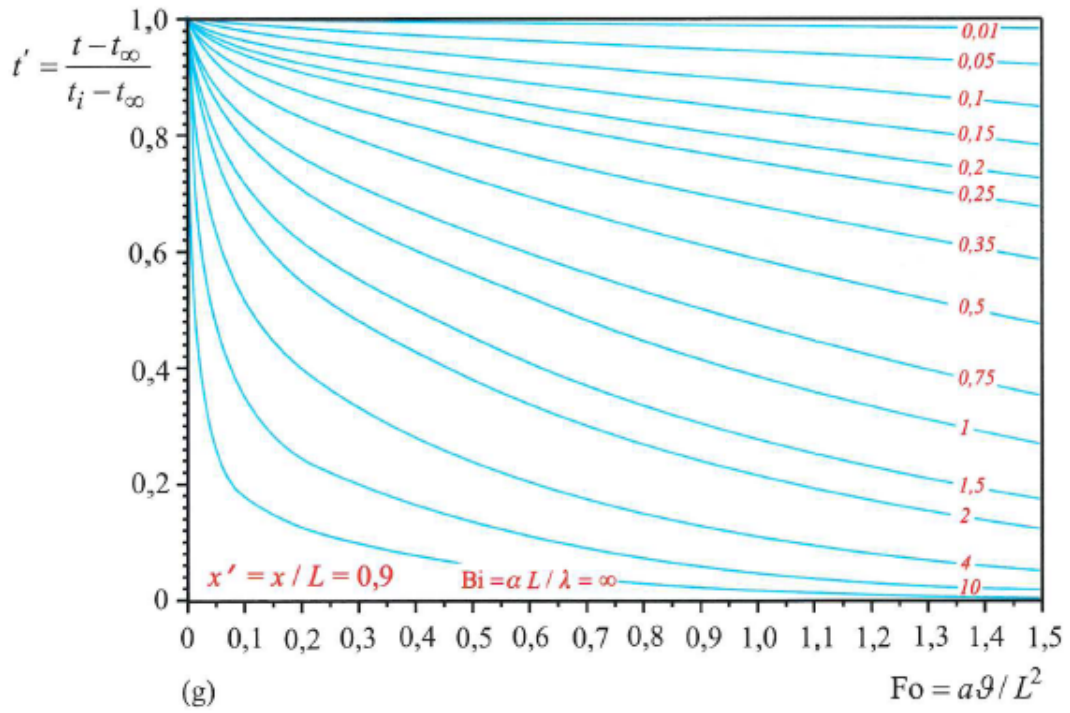


Fig. 3.4: Lastra piana

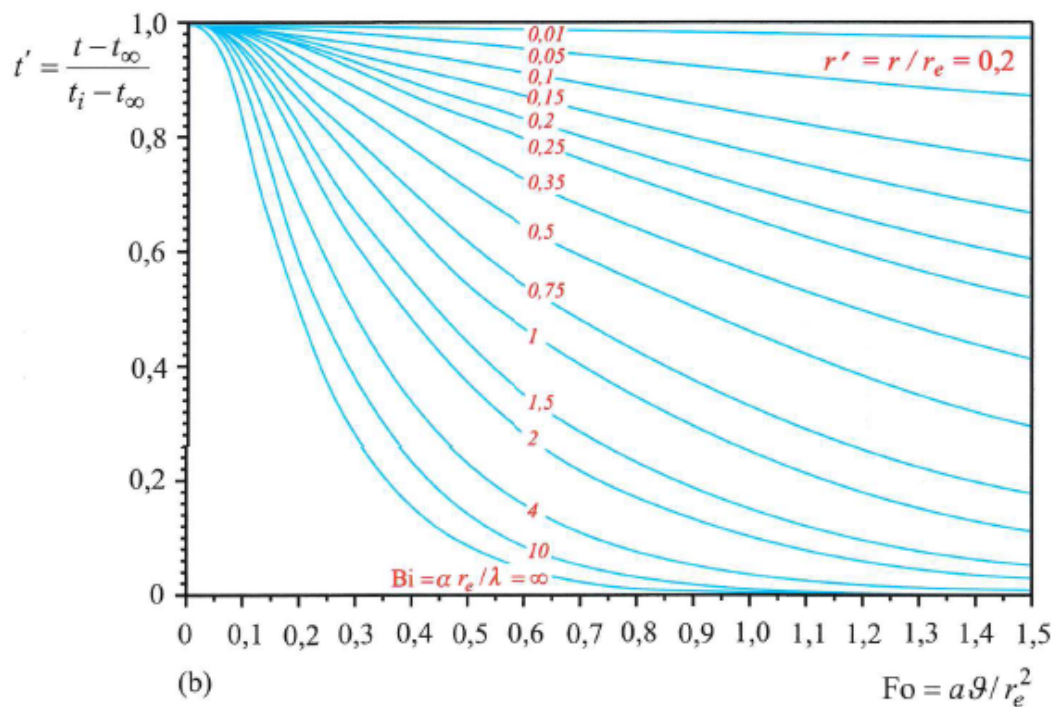
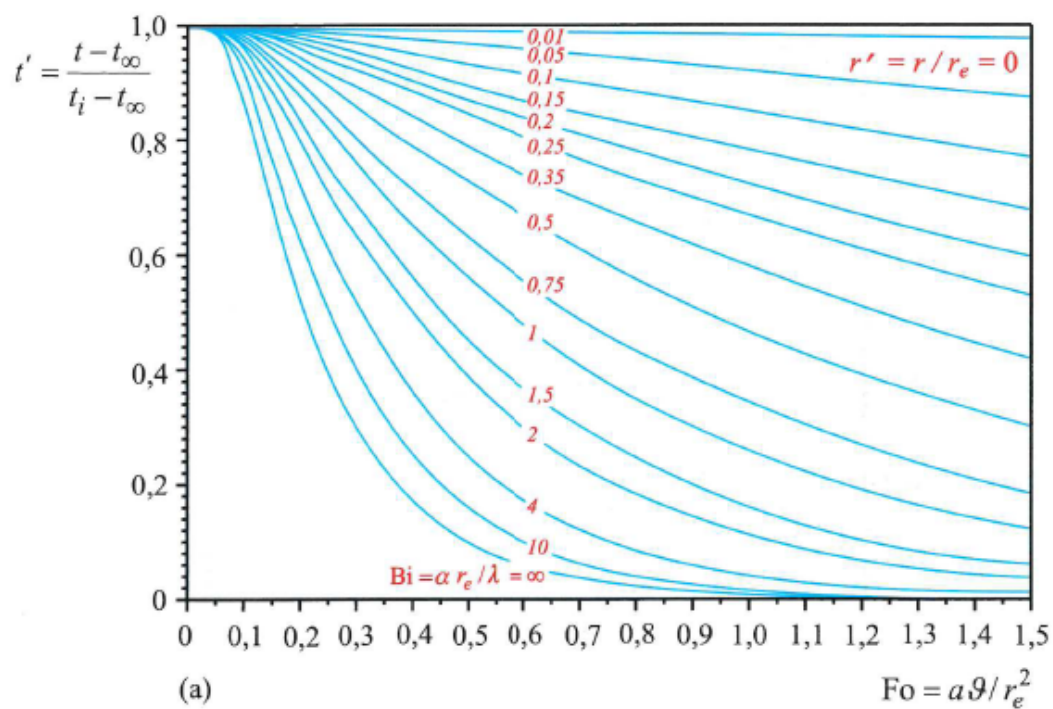


Fig. 3.5: Andamenti delle temperature nel tempo per diverse posizioni radiali in un cilindro di lunghezza assiale infinita e raggio r_e soggetto a convezione

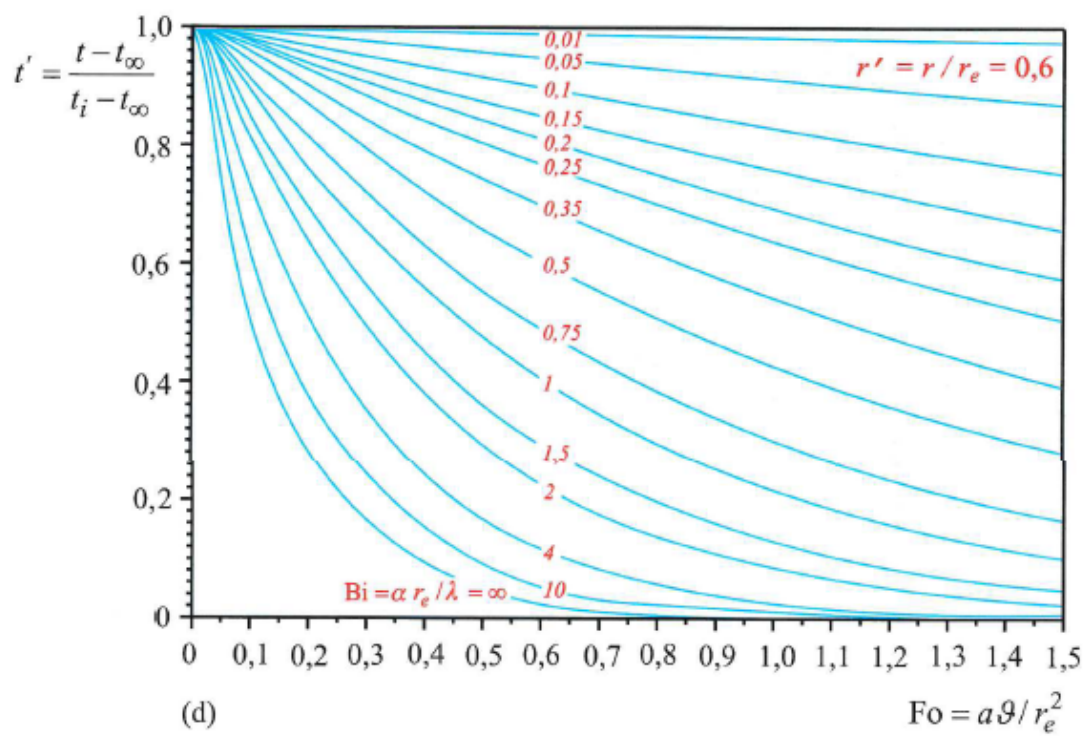
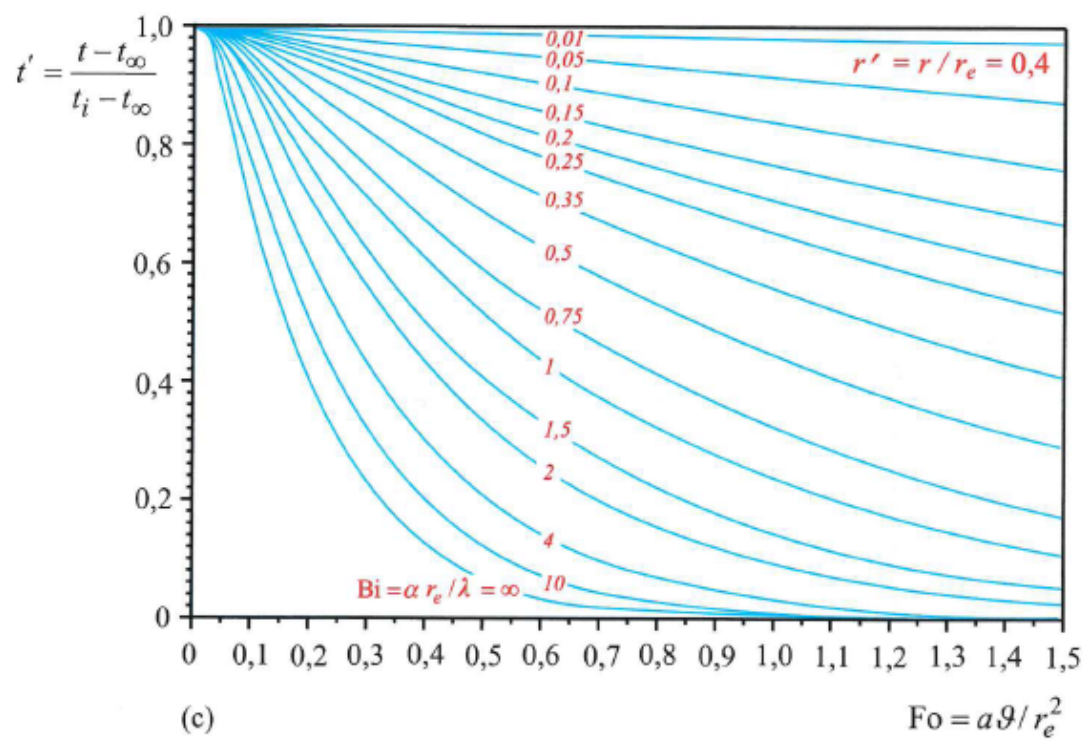


Fig. 3.6: Cilindro di lunghezza assiale infinita

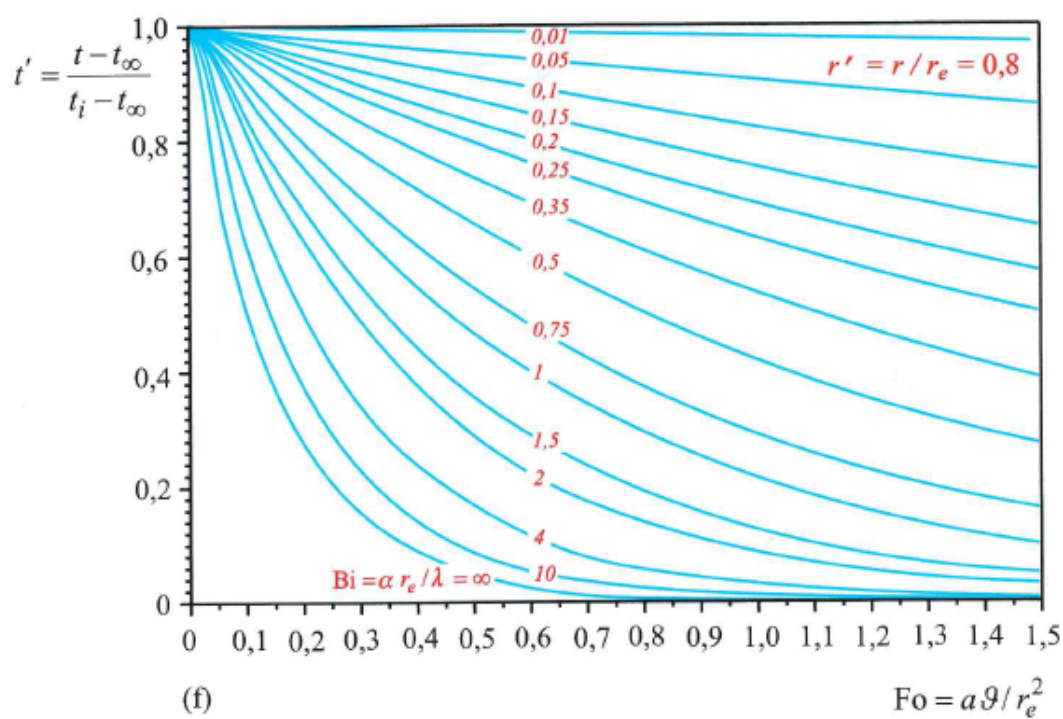
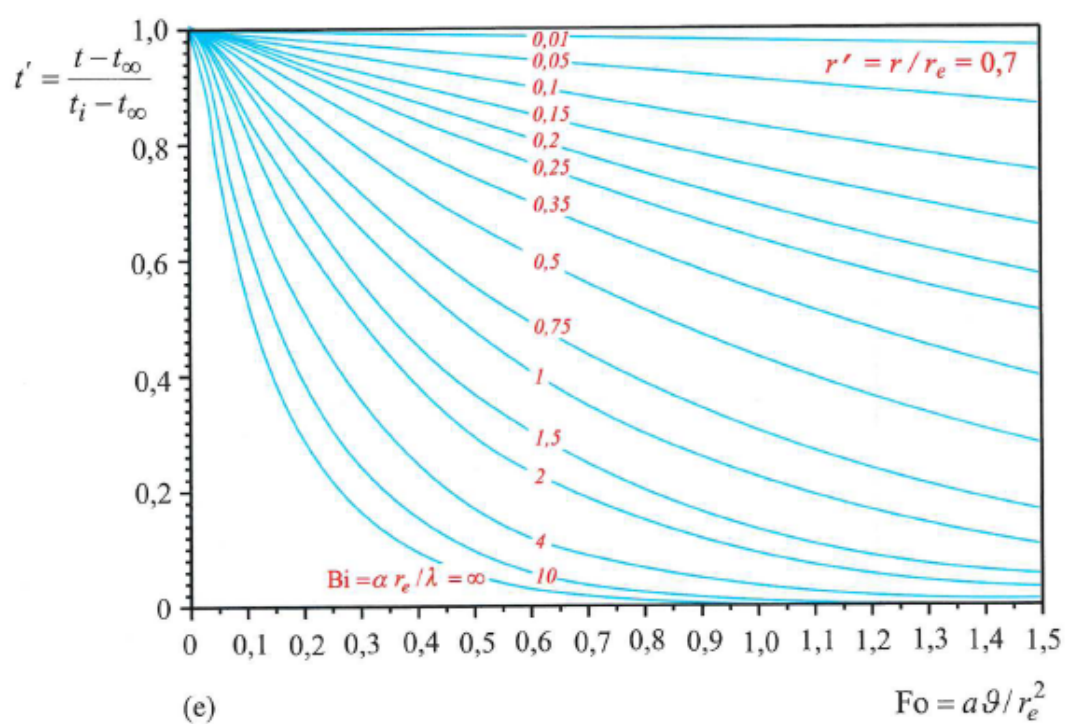


Fig. 3.7: Cilindro di lunghezza assiale infinita

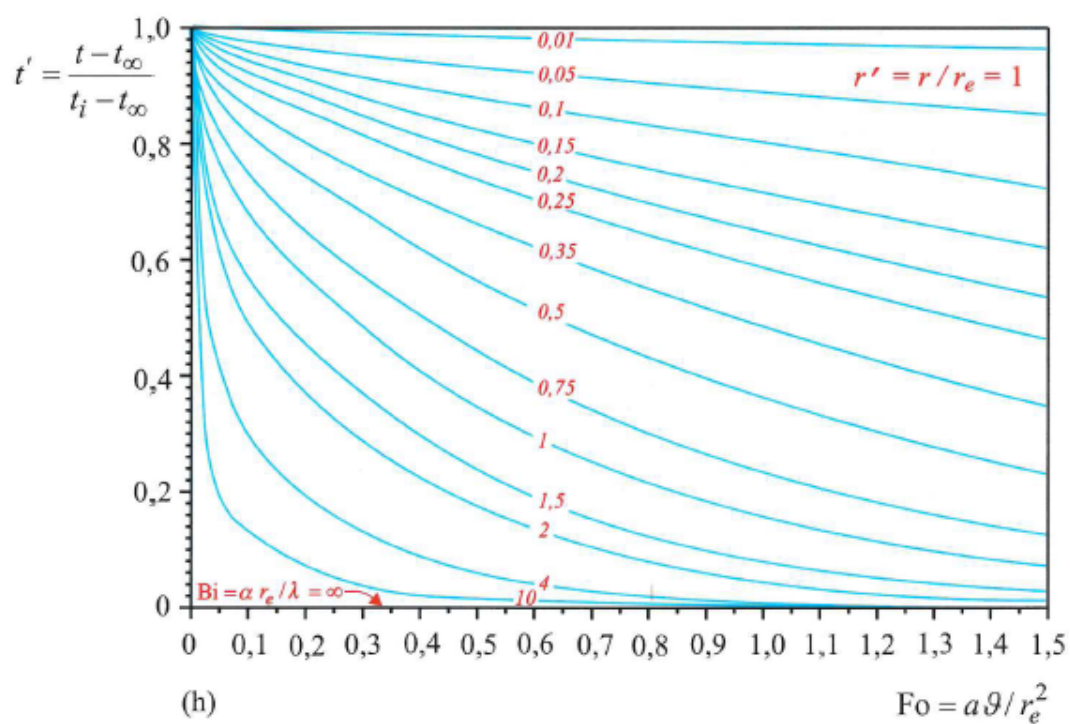
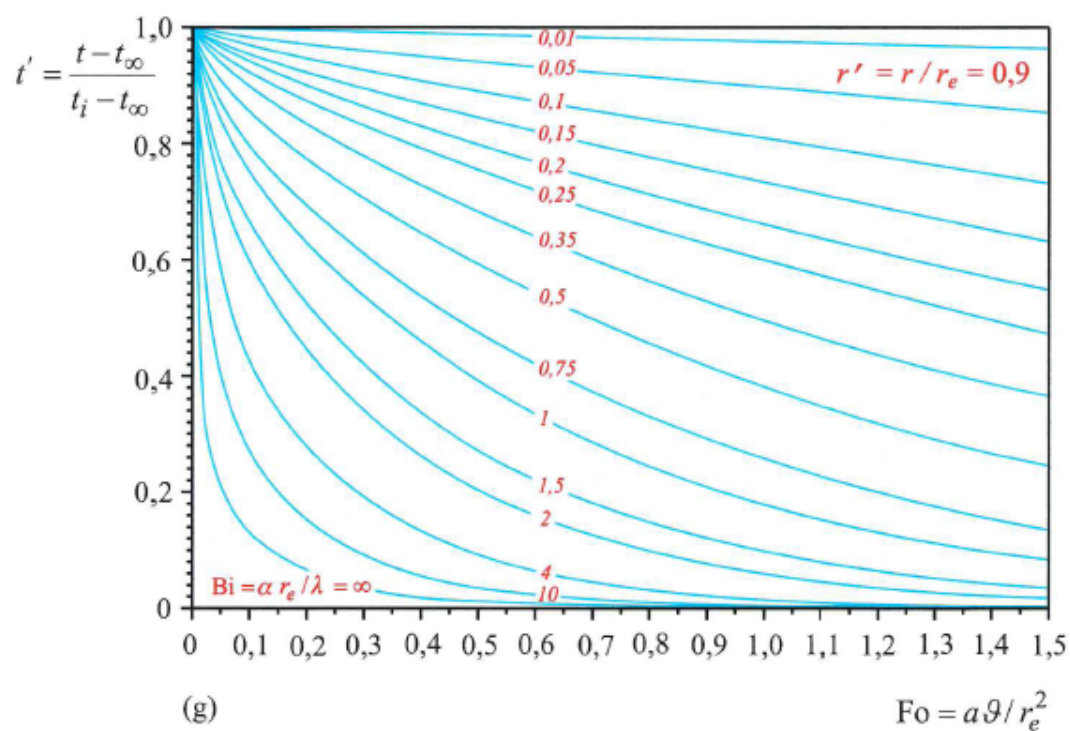


Fig. 3.8: Cilindro di lunghezza assiale infinita

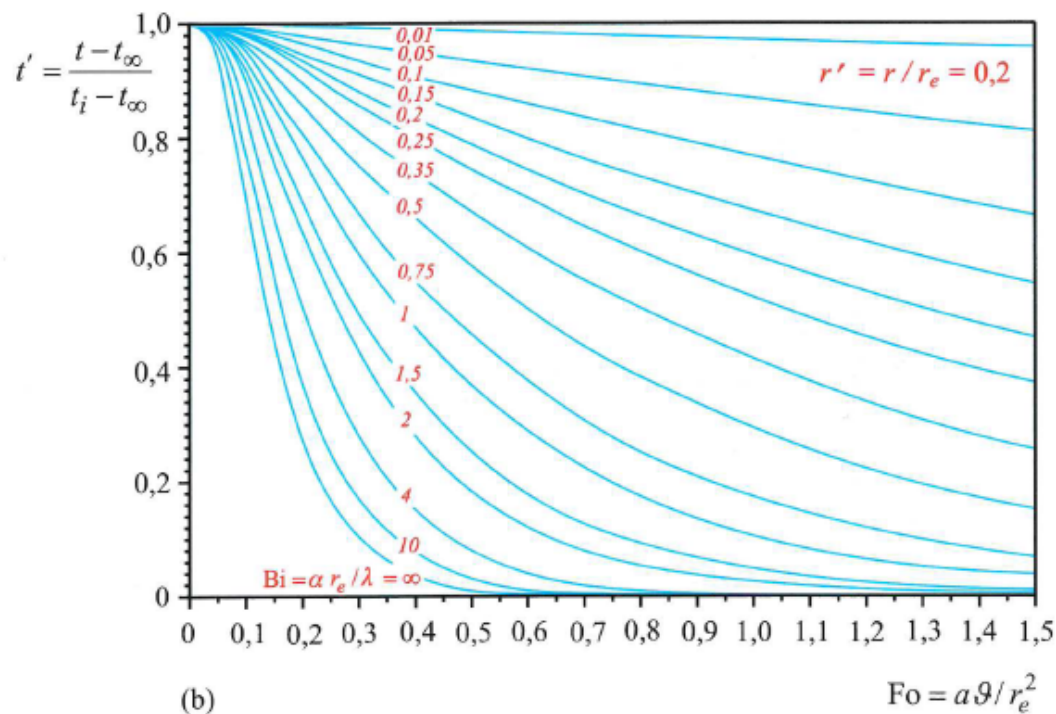
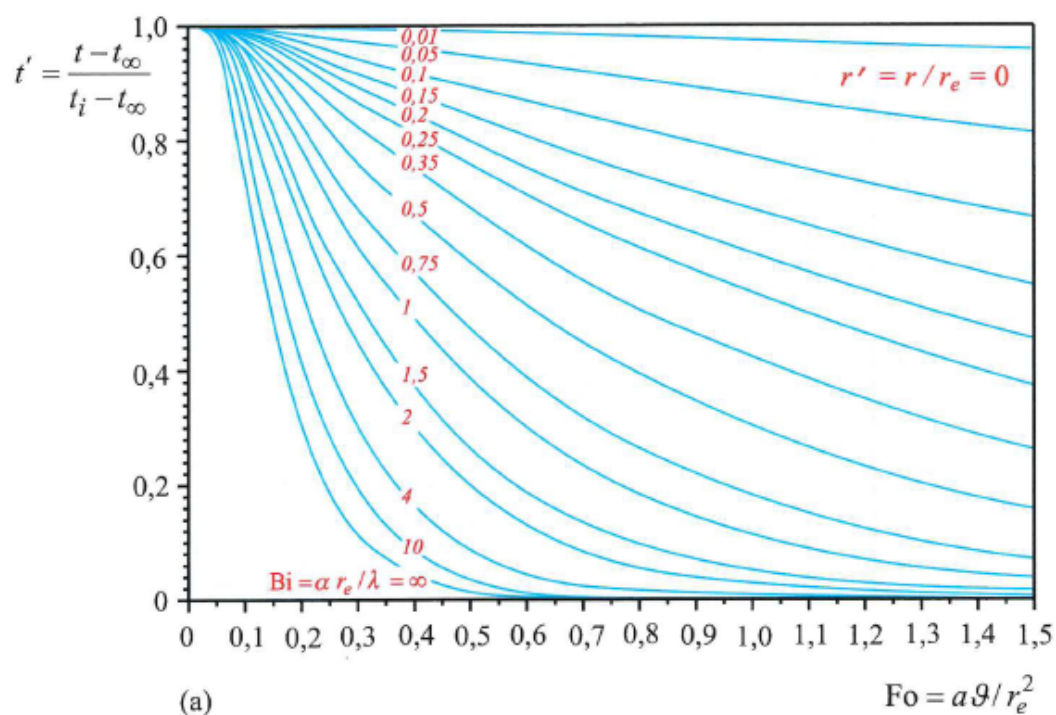


Fig. 3.9: Andamenti delle temperature nel tempo per diverse posizioni radiali in una sfera di raggio r_e soggetto a convezione

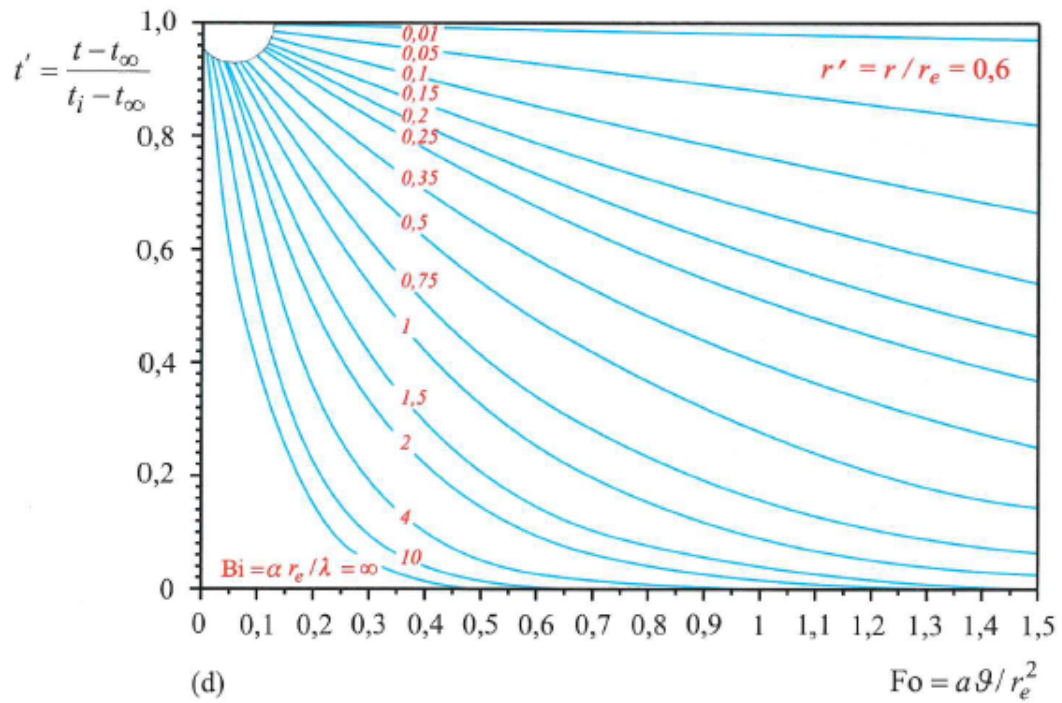
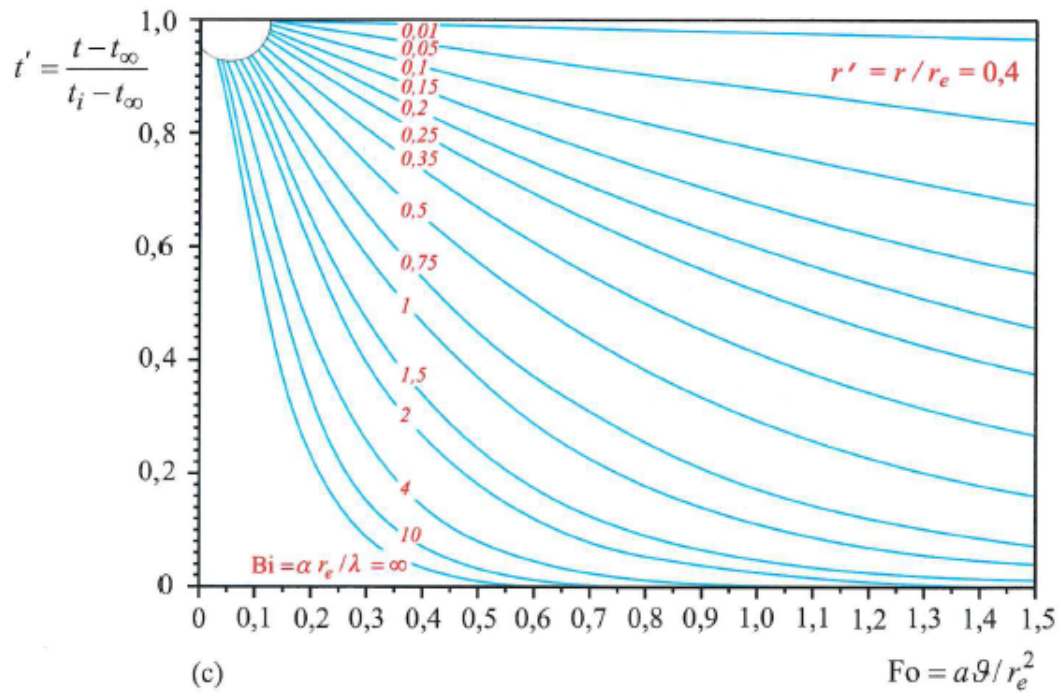


Fig. 3.10: Sfera

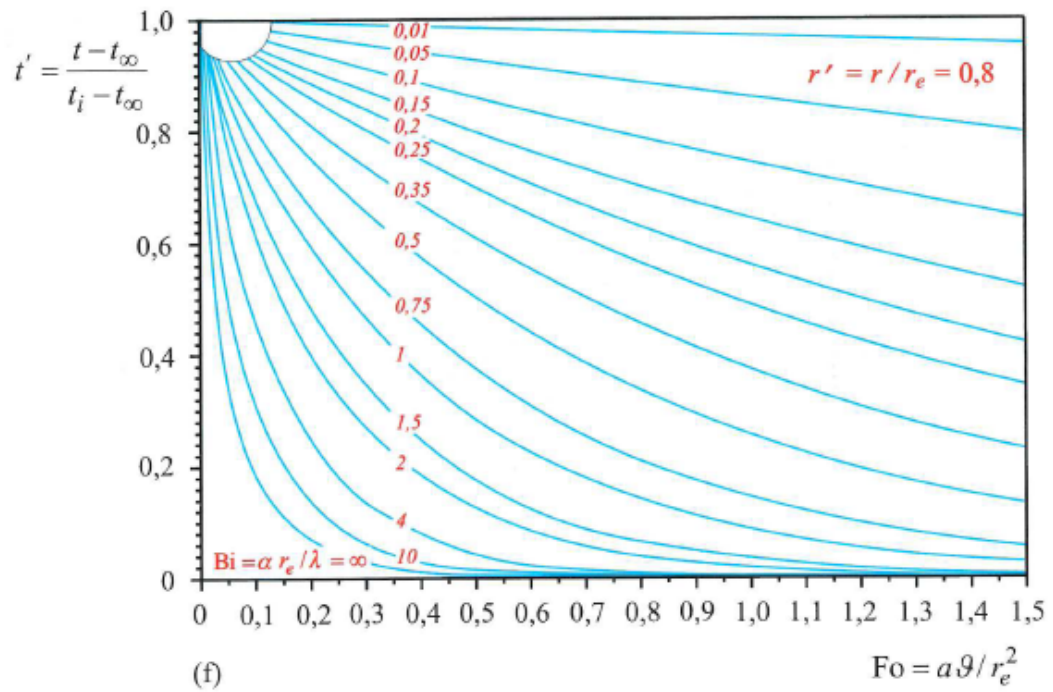
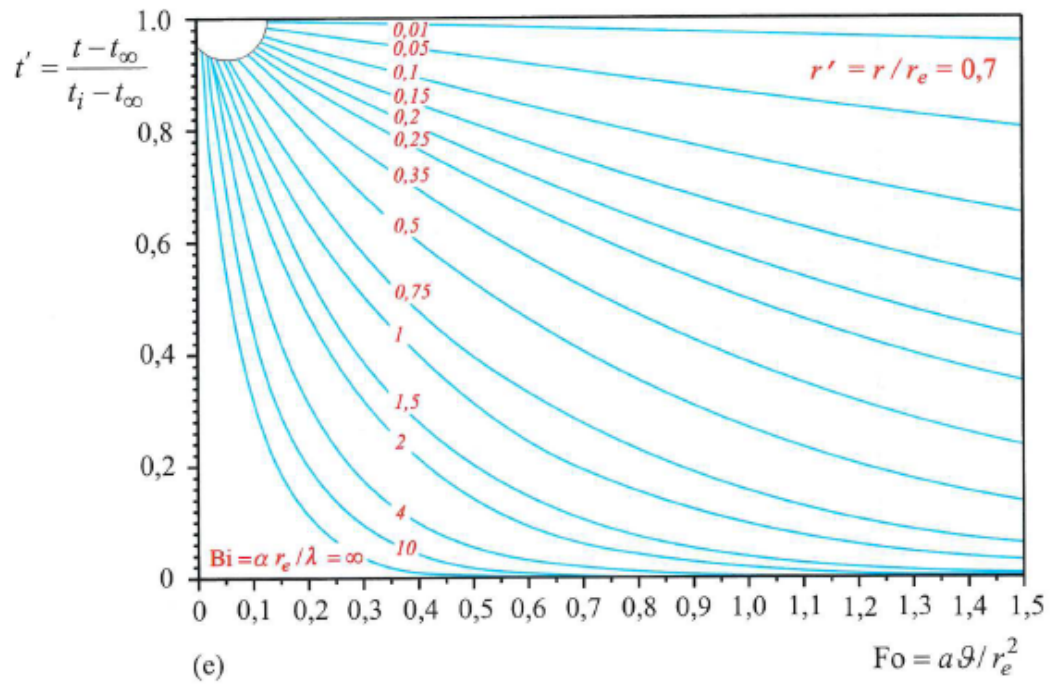


Fig. 3.11: Sfera

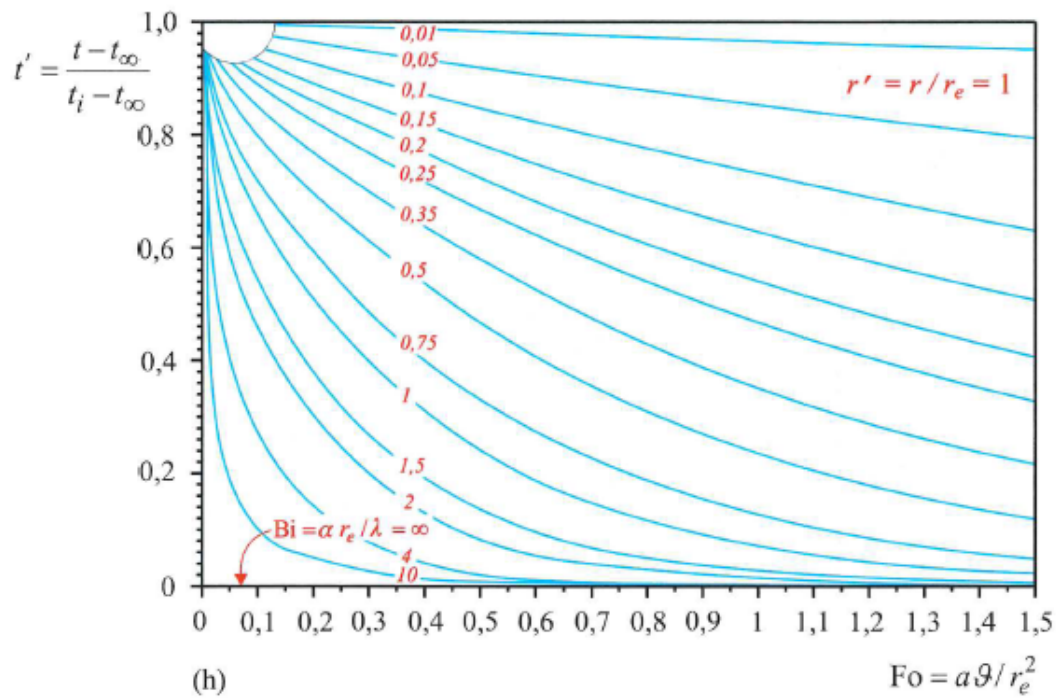
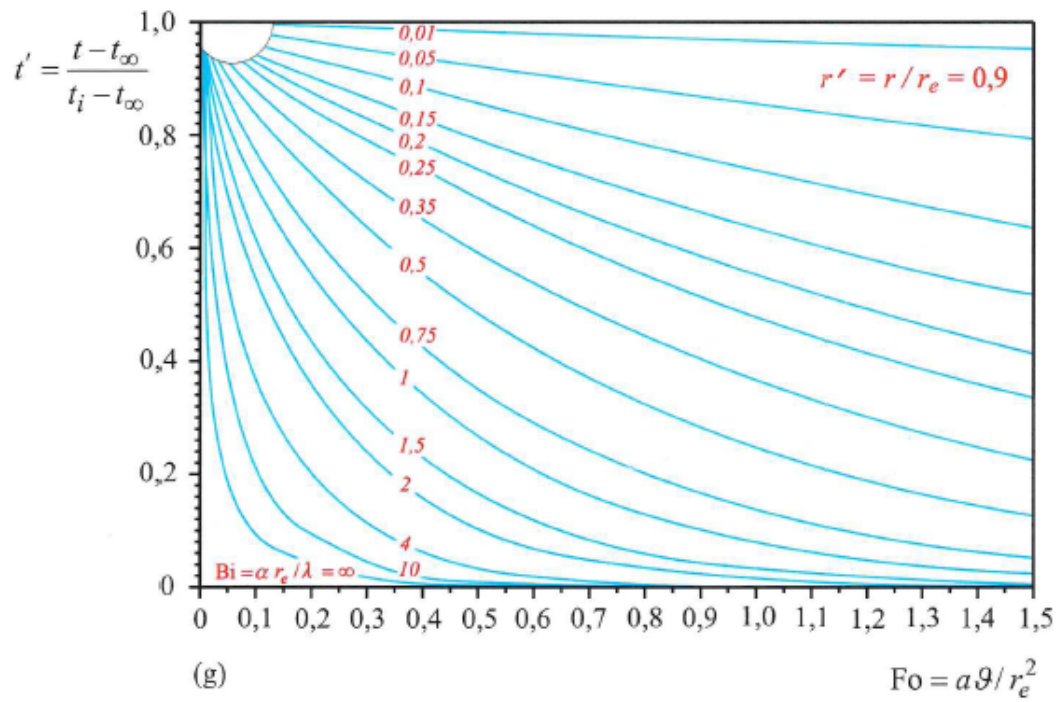


Fig. 3.12: Sfera

4 || Carichi termici degli edifici

Lo scopo del corso è andare ad analizzare un impianto di condizionamento che riesca ad equilibrare il carico termico di un edificio. In quest'ottica, in questo capitolo verranno presentati con approcci semplificati alcuni casi particolari, di interesse tipico per l'ingegnere civile, in cui la trattazione teorica sarebbe molto complicata da sviluppare, se non addirittura con soluzioni non ricavabili in forma chiusa.

4.1 || Valutazione del coefficiente di scambio termico convettivo interno ed esterno

Si ricorda l'espressione generale della trasmittanza termica globale:

$$U = \frac{1}{\sum_{i=1}^n R_i^*} = \frac{1}{\frac{1}{h_1} + \sum \frac{s}{\lambda} + R_i^* + \frac{1}{C_j^*} + \frac{1}{h_2}} \quad (4.1)$$

Si analizza, in questa sezione, il metodo per determinare il coefficiente di scambio termico convettivo. Intuitivamente, e anche nella pratica si ha che $h_{int} < h_{est}$, poichè all'esterno si ha facilmente il contributo dell'azione del vento. Si ricorda che la convezione naturale si innesca per variazione della densità del fluido, da cui il moto convettivo. Si riportano quindi i seguenti casi:

4.1.1 Superfici interne

- Superfici orizzontali con flusso termico ascendente: $h = 9,28 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$
- Superfici orizzontali con flusso termico discendente: $h = 5,80 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$
- Superfici verticali: $h = 8,12 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$

Si noti come le superfici orizzontali con flusso termico ascendente il valore di h sia quasi il doppio del caso con flusso discendente, mentre esso sia di poco maggiore rispetto al caso verticale.

4.1.2 Superfici esterne lambite da vento con velocità inferiore a 4 m/s

- Superfici orizzontali con flusso termico ascendente: $h = 23,20 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$
- Superfici orizzontali con flusso termico discendente: $h = 16,24 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$
- Superfici verticali: $h = 23,20 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$

Si noti come le superfici orizzontali con flusso termico ascendente il valore di h sia sempre maggiore del caso con flusso discendente, ma non tanto quanto la situazione precedente, mentre esso sia identico al caso verticale.

4.1.3 Superfici esterne lambite da vento con velocità superiore a 4 m/s

- Superfici orizzontali con flusso termico ascendente: $h = 2,32 + 10,44\sqrt{u_v} \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$
- Superfici orizzontali con flusso termico discendente: $h = h = 1,74 + 7,83\sqrt{u_v} \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$
- Superfici verticali: $h = 2,32 + 10,44\sqrt{u_v} \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$

Come nella situazione precedente, le superfici orizzontali con flusso termico ascendente il valore di h è sempre maggiore del caso con flusso discendente, anche se non di molto, mentre esso è identico al caso verticale.

4.1.4 Effetto della radiazione solare

Il fenomeno dell'irraggiamento solare non è banale da considerare nel calcolo del flusso termico, ma anche in questo caso esiste una trattazione semplificata. Si può infatti definire un "coefficiente di scambio termico di adduzione o liminare" che tenga conto anche della radiazione solare.

Si ricorda la legge di Stefan-Boltzmann per la radiazione:

$$\dot{Q} = \sigma_n(T_1^4 - T_2^4) \quad (4.2)$$

Dove $\sigma_n = 5,67 * 10^{-8} \text{ W}/(\text{m}^2\text{K}^4)$ è la costante di Stefan-Boltzmann.

Il coefficiente di scambio termico di adduzione si definisce quindi come:

$$h_{add} = h_{cv} + h_{rad} \quad (4.3)$$

Quindi:

$$R_s = \frac{1}{h_{add}} = \frac{1}{h_{cv} + h_{rad}} \quad (4.4)$$

Con:

$$h_{rad} = \varepsilon h_{r0} \quad (4.5)$$

Dove ε è l'emissività della superficie e:

$$h_{r0} = 4\sigma_n T_m^3 \quad (4.6)$$

T_m è la temperatura media, data da:

$$T_m = \frac{T_s + T_e}{2} \quad (4.7)$$

In questa operazione si è svolta una linearizzazione della legge di Stefan-Boltzmann, approssimando cioè:

$$T_1^4 - T_2^4 \simeq T_m^3 (T_1 - T_2) \quad (4.8)$$

Si ricorda, infine, che poichè le temperature in queste relazioni non sono alla prima potenza, è necessario che esse siano inserite in Kelvin.

4.2 || Intercapedini d'aria

Nel caso di un'intercapedine d'aria, il flusso termico può essere di tre diverse tipologie, visibili anche in Fig.4.1

- Flusso conduttivo, nel caso in cui l'aria non si muova o si muova poco.
- Flusso convettivo, da aggiungersi eventualmente a quello conduttivo, con i due coefficienti di scambio termico convettivo sul lato destro e sul sinistro dell'intercapedine.
- Flusso radiativo, nel caso in cui si abbia una differenza di temperatura tale da renderlo rilevante.

Il problema che si sta affrontando è fortemente non lineare, infatti i termini che concorrono alla determinazione della resistenza totale sono tutt'altro che lineari con lo spessore dell'intercapedine. Si riportano due diagrammi in Fig.4.2 e Fig.4.3.

Il flusso conduttivo è lineare, infatti è dato dal rapporto s/λ . Il flusso radiativo è invece completamente indipendente dallo spessore, per cui la non linearità è data dal flusso convettivo. Per un'intercapedine di spessore limitato, dove non ha modo di svilupparsi il flusso termico convettivo, si ha infatti sostanzialmente una retta, evidente nella parte iniziale dei diagrammi, fino quindi a spessore di $3 \div 4$ cm. Man mano che aumenta lo spessore, invece, inizia ad innescarsi il flusso convettivo, prima laminare, per poi diventare turbolento, superato un certo spessore dell'intercapedine, che corrisponde alla

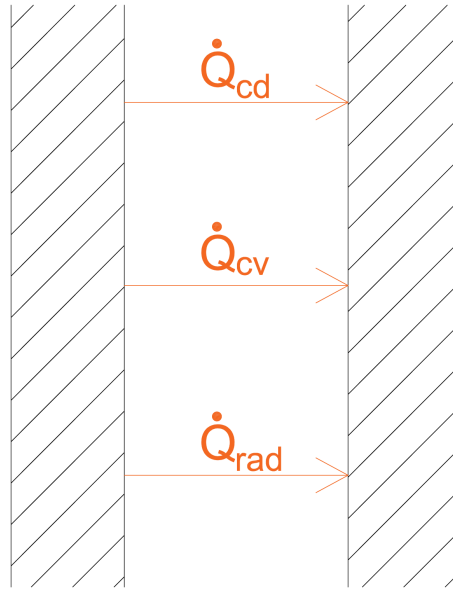


Fig. 4.1: Intercapedine d'aria

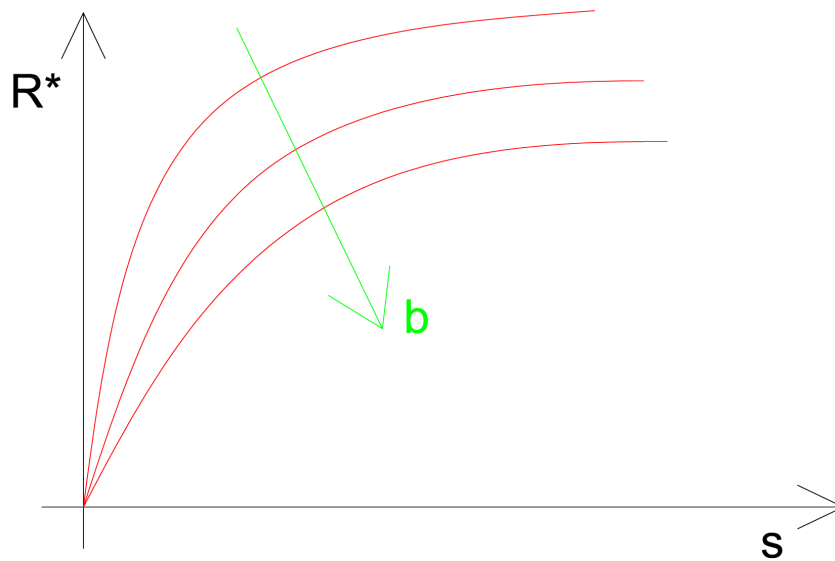


Fig. 4.2: Resistenza specifica nel caso di intercapedine orizzontale con flusso termico ascendente

parte asintotica del diagramma, dove la resistenza si assesta su un valore sostanzialmente costante, ovvero oltre i $7 \div 8$ cm.

È anche possibile usare, invece dei grafici, delle relazioni di stima. Per un'intercapedine orizzontale con flusso termico discendente si ha $R_{MAX}^* = 1,70 \text{ m}^2\text{K/W}$.

Si possono usare poi i valori riportati in Tab.4.1. Si può notare che se l'intercapedine è sottile, il valore non cambia con la configurazione, mentre invece, se lo spessore aumenta, il flusso convettivo si innesca e varia con la disposizione dell'intercapedine, per cui il valore della conducibilità si modifica.

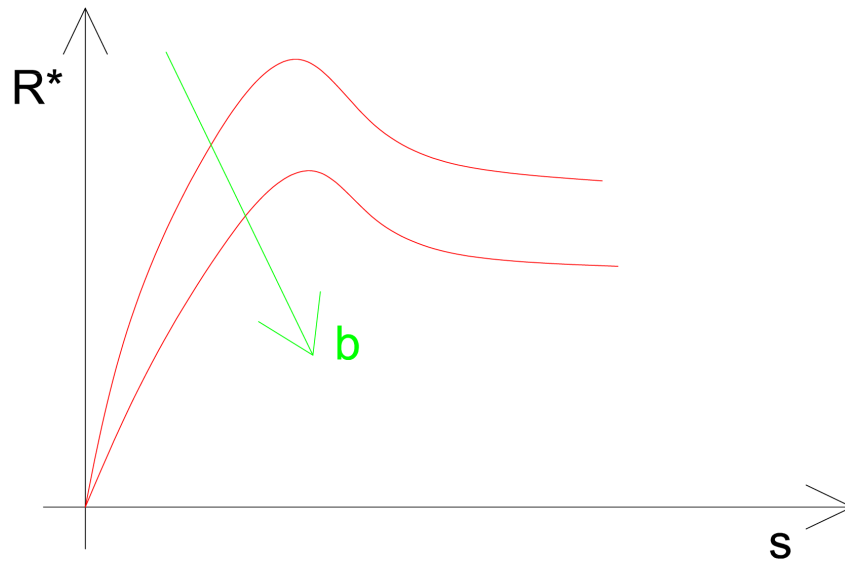


Fig. 4.3: Resistenza specifica nel caso di intercapedine verticale

Intercapedine	C^* per $s \simeq 1$ cm [W/(m ² K)]	C^* per $s = 2 \div 10$ cm [W/(m ² K)]
Orizzontale flusso $\uparrow$	7,50	7,00
Orizzontale flusso $\downarrow$	7,50	5,25
Verticale	7,50	6,38

Tab. 4.1: Conducibilità specifica delle intercapedini d'aria

4.3 || Scambi con il terreno

Si abbia un pavimento che appoggia su di un terreno e si vogliano calcolare i carichi termici. Il flusso termico totale è dato dalla somma del flusso termico sensibile, che modifica la temperatura dei locali, e del flusso latente, che modifica l'umidità relativa del locale. Ci sono tre situazioni fondamentali.

4.3.1 Pavimento appoggiato sul terreno

Si veda come riferimento la Fig.4.4. Il carico termico complessivo è dato da:

$$Q_t = Q_p + Q_b \quad (4.9)$$

$$Q_p = U_p A (t_i - t_f) \quad (4.10)$$

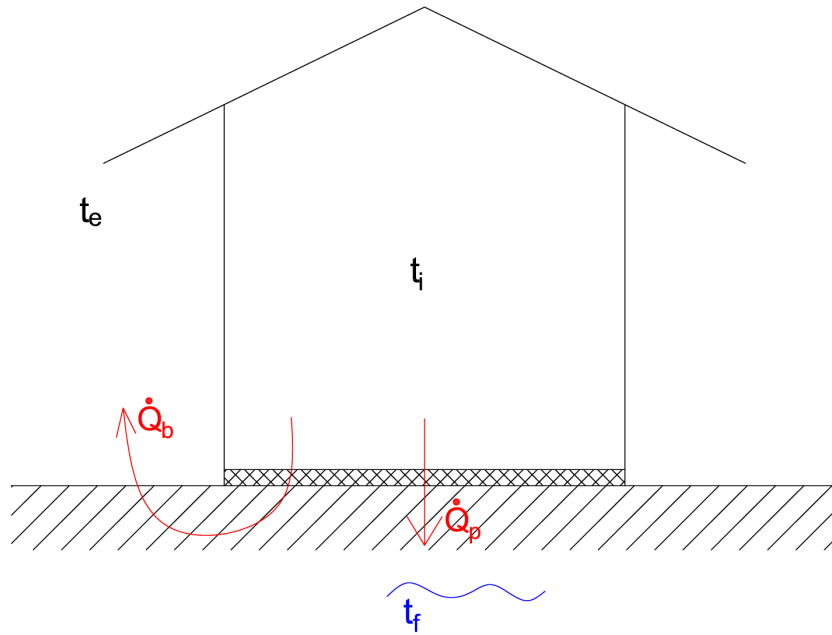


Fig. 4.4: Pavimento appoggiato sul terreno

$$U_p = \left(\frac{1}{U} + \frac{1}{C} \right)^{-1} \quad (4.11)$$

$$Q_b = U_b(2P)(t_i - t_e) \quad (4.12)$$

$$U_p = \left(\frac{1}{U} + \frac{2}{\lambda_t} \right)^{-1} \quad (4.13)$$

4.4 || Locale parzialmente interrato

Si veda come riferimento la Fig.4.5. Il carico termico complessivo è dato da:

$$Q_t = Q_p + Q_b + Q_w \quad (4.14)$$

$$Q_b = U_b((2 - z)P)(t_i - t_e) \quad (4.15)$$

$$Q_w = U_w(Pz)(t_i - t_e) \quad (4.16)$$

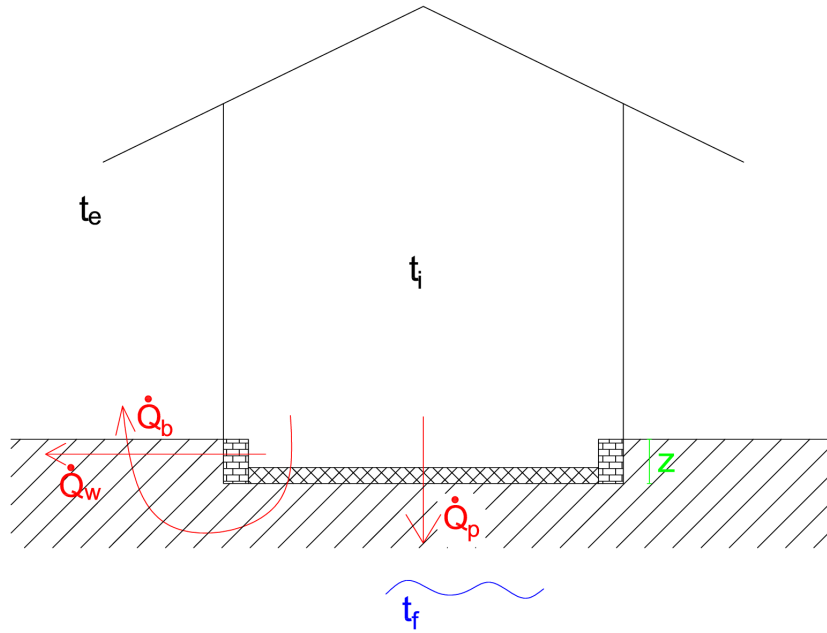


Fig. 4.5: Locale parzialmente interrato

$$U_w = \left(\frac{1}{U} + \frac{z}{\lambda_t} \right)^{-1} \quad (4.17)$$

4.5 || Pavimento non appoggiato direttamente sul terreno, ma su una cavità parzialmente interrata

Si veda come riferimento la Fig.4.6. Il carico termico complessivo è dato da:

$$Q_t = Q_p + Q_b + Q_v = UA(t_i - t_e) \quad (4.18)$$

$$U = \left(\frac{1}{U_p} + \frac{1}{U_x} \right)^{-1} \quad (4.19)$$

$$U_x = U_g + 2z \frac{U_w}{B} + 1450 \varepsilon \frac{f_v}{B} \quad (4.20)$$

$$B = \frac{A}{p/2} \quad (4.21)$$

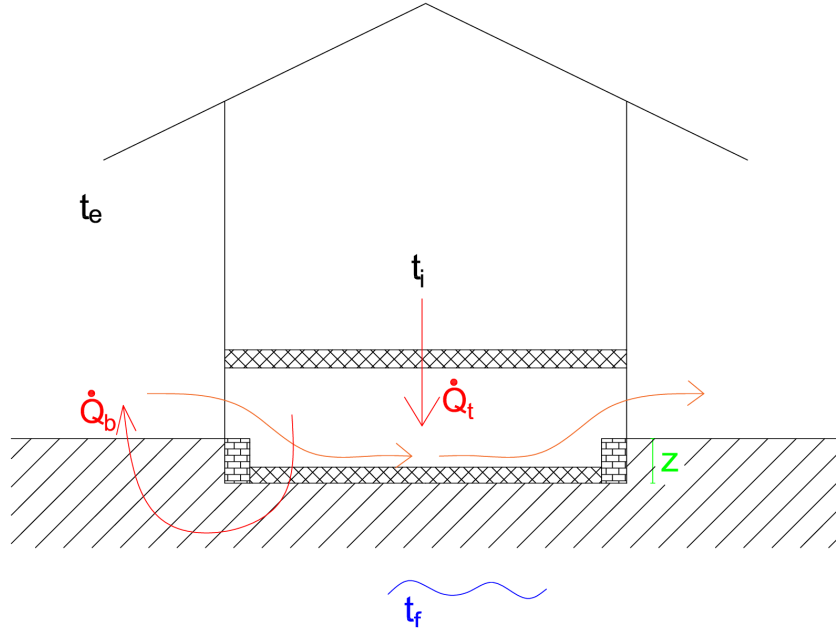


Fig. 4.6: Locale parzialmente interrato

$$U_g = 2 \frac{\lambda_t}{\pi B + d_t} \ln \left(\frac{\pi}{d_t} B + 1 \right) \quad (4.22)$$

$$d_t = w + \lambda_t (R_{si} + R_p + R_{se}) \quad (4.23)$$

4.6 || Finestre e Vetri

La normativa in questo senso è in continua evoluzione, attualmente il riferimento è la UNI 10077/1.

La trasmittanza termica di una finestra singola, in cui sono utilizzati dei pannelli opachi al posto di alcune delle vetrate, è data da:

$$\frac{A_g U_g + A_p U_p + A_f U_f + l_g \psi_g + l_p \psi_p}{A_g + A_p + A_f} \quad (4.24)$$

Le finestre presentano tipicamente due problemi: la definizione di una conducibilità termica che tenga conto di tutti i materiali e l'inserimento del contributo del flusso termico radiante, solitamente non trascurabile.

Si riportano in Fig.4.7 le suddivisioni della radiazione incidente su di un vetro e su una superficie in generale.

$$g = \tau_e + \dot{Q}_i$$

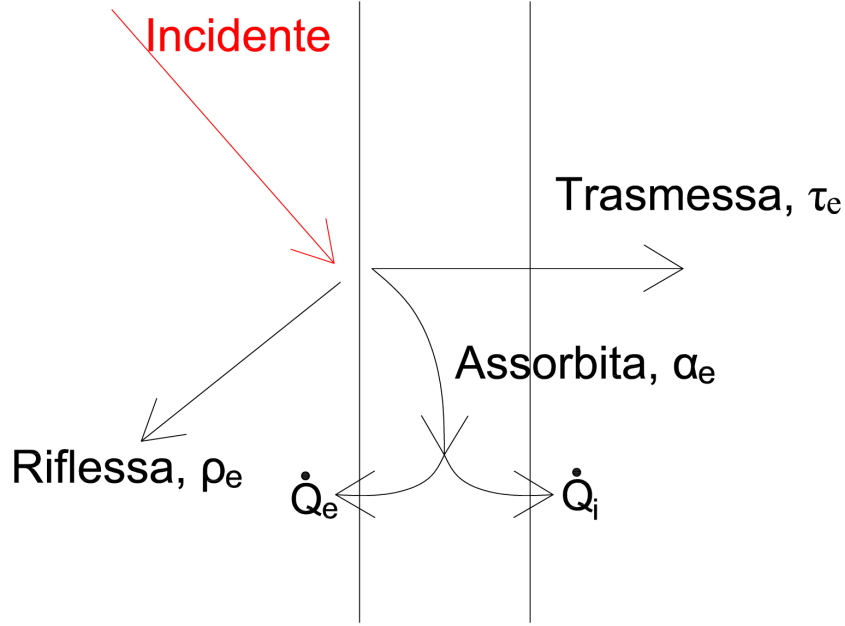


Fig. 4.7: Suddivisione della radiazione incidente

Si ha:

$$U_g = \left(\frac{1}{h_i} + \frac{1}{h_t} + \frac{1}{h_e} \right)^{-1} \quad (4.25)$$

Con:

$$h_t = \left(\sum_{i=1}^n \frac{1}{h_s} + \sum_{j=1}^m \frac{s_j}{\lambda_j} \right)^{-1} \quad (4.26)$$

4.7 || Ponti termici

Nel caso della lastra piana, il flusso poteva essere considerato monodimensionale, con tutte le conseguenti semplificazioni del caso. Se, invece, nello sviluppo di una parete, com'è frequente in edilizia, si hanno variazioni di materiale o di geometria, come gli spigoli, il flusso non si può più assimilare come monodimensionale, ma diventa bi o tridimensionale. Si veda un caso tipico di un pilastro inserito in una parete, in Fig.4.8.

All'interno del pilastro, vengono modificate le linee di flusso e anche lo stesso flusso termico, che solitamente aumenta all'interno dei ponti termici. Il flusso termico dovuto al ponte termico si può calcolare nel seguente modo:

$$\dot{Q}_{pt} = \psi l | (t_i - t_e) | \quad (4.27)$$

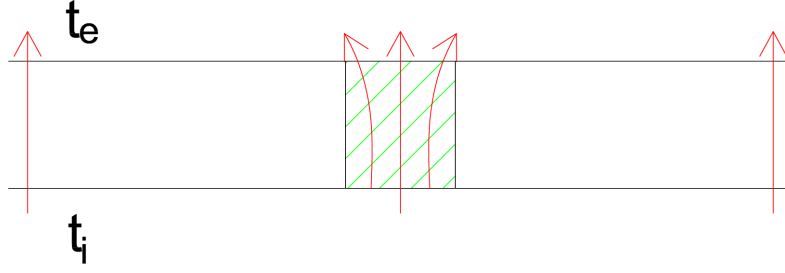


Fig. 4.8: Ponte termico costituito da un pilastro inserito in una parete

Dove ψ [W/(mK)] è il coefficiente liminare o lineico del ponte termico.

Il flusso termico scambiato complessivamente dalla parete si può calcolare come:

$$\dot{Q} = US(t_i - t_e) + \dot{Q}_{pt} = US(t_i - t_e) + \psi l(t_i - t_e) = (t_i - t_e)[US + \psi l] \quad (4.28)$$

Risulta quindi di fondamentale importanza la determinazione di ψ . Una prima modalità è possibile dalla relazione appena scritta, altre soluzioni sono disponibili in atlanti abachi.

$$\psi = \frac{\dot{Q} - US(t_i - t_e)}{l(t_i - t_e)} \quad (4.29)$$

Si procede ora al confronto del calcolo del coefficiente liminare attraverso un calcolo manuale e due soluzioni da abaco. Si abbia una parete ($s_{par} = 0,5$ m, $\lambda_{par} = 0,30$ w/(mK)) in cui sia inserito un pilastro ($s_p = 0,5$ m, $\lambda_p = 1,90$ w/(mK)). La parete abbia uno strato isolante, interrotto in corrispondenza del pilastro ($s_{is} = 0,08$ m, $\lambda_{is} = 0,04$ w/(mK)). Le resistenze specifiche interna ed esterna siano $R_i^* = 0,13$ m²K/W e $R_e^* = 0,04$ m²K/W.

$$R_{par} = (R_i + R_e) + \frac{s_{par} - s_{is}}{\lambda_{par}} + \frac{s_{is}}{\lambda_{is}} = 3,57 \text{ m}^2\text{K/W}$$

$$R_{pil} = (R_i + R_e) + \frac{s_p}{\lambda_p} = 0,43 \text{ m}^2\text{K/W}$$

$$U_{par} = 0,28 \text{ w/(m}^2\text{K)}$$

$$U_p = 2,308 \text{ w/(m}^2\text{K)}$$

$$\psi = \frac{U_p s_p l(t_i - t_e) - U_{par} s_p (t_i - t_e)}{l(t_i - t_e)} = s_p (U_p - U_{par}) = 1,014 \text{ w/(mK)}$$

Si valuta ora ψ attraverso due diversi casi da abaco: isolante posto esternamente e internamente.

Nel caso di isolante posto esternamente si ha:

$$\psi = 0,695 - 0,0635 \frac{U_p}{U_{par}} + 2,231 s_p = 1,287 \text{ w/(mK)}$$

Nel caso di isolante posto internamente si ha:

$$\psi = 0,455 - 0,047 \frac{U_p}{U_{par}} + 2,179 s_p = 1,157 \text{ w/(mK)}$$

I due calcoli da abaco portano a valori di ψ più elevati di quello trovato a mano, che risulta quindi sottodimensionato. Non si suggerisce quindi un caso manuale, a meno che la configurazione non sia estremamente semplice.

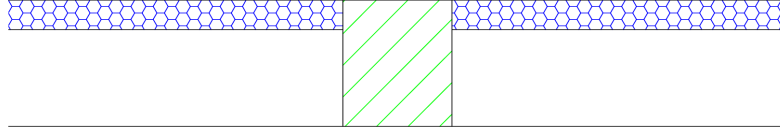


Fig. 4.9: Ponte termico con isolante posto esternamente

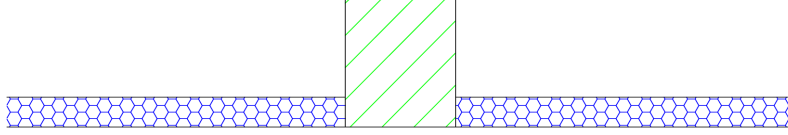


Fig. 4.10: Ponte termico con isolante posto internamente

A mano non è possibile tenere conto della posizione dell'isolante, che invece diventa rilevante nel caso in cui il flusso termico non sia monodimensionale. L'isolante interno porta ad avere, nel caso invernale, una temperatura media della parete decisamente inferiore del caso con isolante esterno. Il ponte termico risente di una parete più fredda e si innesca anche un flusso termico laterale. La temperatura media del pilastro è anch'essa più bassa, per cui sul ponte termico si ha un flusso termico inferiore.

I ponti termici, solitamente, si auto-segnalano per via del colore diverso che ha la parete in loro corrispondenza.

Per l'umidità delle pareti, comunque, in generale si preferisce disporre l'isolante esterno, andando in contrasto con quanto appena trovato.

4.8 || Carichi termici invernali

Si riporta la trattazione solo per il caso invernale, in quanto il caso estivo, a causa dell'importante apporto del flusso termico radiante, risulterebbe inutilmente complicato.

$$\dot{Q}_{out} = \dot{Q}_{trasmesso} + \dot{Q}_{ponti\ termici} + \dot{Q}_{ventilazione} \quad (4.30)$$

$$\dot{Q}_{out} = \sum_i U_i S_i \Delta t_i + \sum_j \psi_j l_j \Delta t_j + \sum_k n_k V_k c p_a (t_{ik} - t_e) \quad (4.31)$$

Dove $\Delta t_i = (t_{int} + t_{est})_i$, V_k è il volume del locale, n_k è il numero di ricambi d'aria orari, cioè il parametro di progetto da definire e $c p_a$ è il calore specifico dell'aria. Risulta, essendo il caso invernale, assente la quota radiante.

In particolare, n_k può essere vincolato a più parametri, ad esempio al volume del locale o alle persone che sono previste frequentare l'ambiente.

4.9 || Scambi radianti dell'involucro edilizio

Questa sezione completa e conclude la parte relativa agli scambi termici dell'involucro edilizio.

4.9.1 Radiazione solare su componenti opachi

Tipicamente si parla di muratura, in ogni caso non si tratta di finestre o superfici vetrate.

Quando si considera una radiazione elettromagnetica incidente, questa può subire tre processi: può essere riflessa, trasmessa o assorbita all'interno della superficie. Quest'ultima, a sua volta, può irradiare le superfici che le stanno intorno e può scambiare per convezione se c'è un gradiente di temperatura tra essa e il fluido che la lambisce.

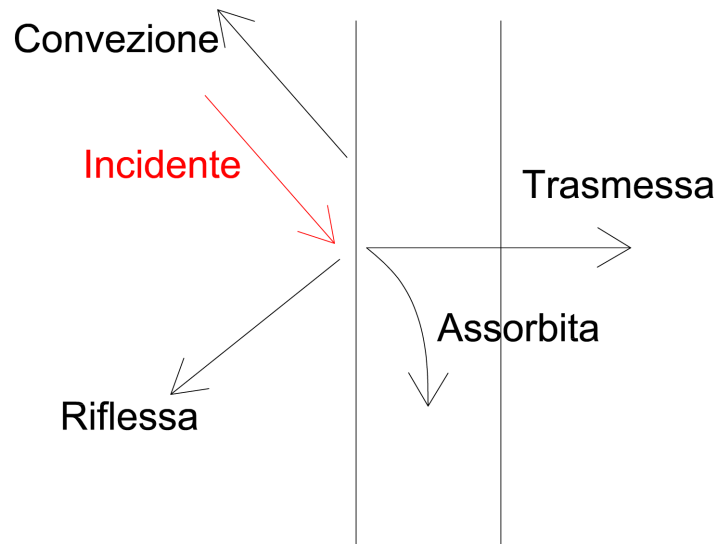


Fig. 4.11: Radiazione solare

Si definisce l'irradianza: $\dot{Q}_{inc}^*$ [W/m²], che in questo caso è pari al flusso termico specifico che viene dal sole ($\dot{Q}_{sole}^*$).

Nei componenti opachi, la radiazione viene o riflessa o assorbita, poichè non c'è alcun fenomeno di trasmissione. La quota assorbita viene definita in questo modo, considerando il fattore di ombreggiamento F_{ombra} , dovuto ad alberi, edifici vicini ecc, e il coefficiente di assorbimento della superficie α_s , quest'ultimo dato dal rapporto tra l'energia assorbita e quella incidente:

$$\dot{Q}_{ass}^* = \dot{Q}_{sole}^* \cdot F_{ombra} \cdot \alpha_s$$

Si introduce quindi la seguente ipotesi semplificativa. Si ipotizza che all'interno dello spessore del componente opaco ci sia un gradiente di temperatura lineare, per cui:

$$t(x) = Ax + B$$

Con:

- $t_1 = B$
- $R_c = s/\lambda$
- $t_2 = As + B = As + t_1$

Il valore di A determina la pendenza del gradiente, positivo o negativo, di temperatura, per cui ci sono due possibilità:

- $A < 0 \rightarrow t_1 > t_2$, si è in estate e $\dot{Q} > 0$ è entrante
- $A > 0 \rightarrow t_1 < t_2$, si è in inverno e $\dot{Q} < 0$ è uscente

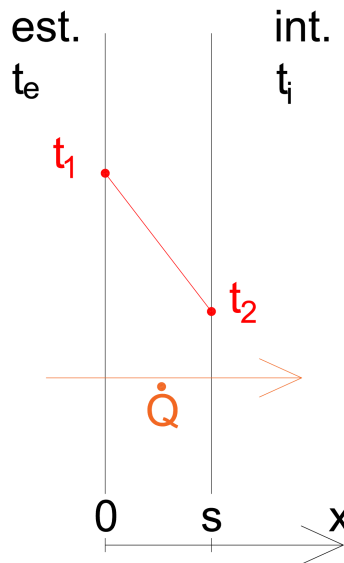


Fig. 4.12: Componente opaco

Per le superfici, oltre alla temperatura, si può definire anche il flusso termico:

Superficie esterna:

$$x = 0 \rightarrow \dot{Q}_0 = -\lambda A = \alpha_s F_{ombra} \dot{Q}_{sole} - (t_1 - t_e)/R_{se}$$

Superficie interna:

$$x = s \rightarrow \dot{Q}_0 = -\lambda A = (t_2 - t_i)/R_{si}$$

Risolvendo:

$$A = \frac{R_{cd,parete}}{R_{tot}} \cdot \frac{t_i - t_e}{s} - \frac{R_{cd,parete}}{R_{tot}} \cdot \frac{\alpha_s F_{ombra} \dot{Q}_{sole} R_{se}}{s}$$

$$B = t_e + \frac{R_{se}}{R_{tot}}(t_i - t_e) + \alpha_s F_{ombra} \dot{Q}_{sole} R_{se} \frac{R_{cd,parete} + R_{si}}{R_{tot}}$$



Fig. 4.13: Schema delle resistenze

Si ha che:

$$R_{tot} = R_{se} + R_{cd,parete} + R_{si}$$

$$U = \frac{1}{R_{tot}}$$

Per cui:

$$\dot{Q} = -\lambda A = \alpha_s F_{ombra} \dot{Q}_{sole} \frac{R_{se}}{R_{tot}} - \frac{t_i - t_e}{R_{tot}} = \alpha_s F_{ombra} \dot{Q}_{sole} U - U(t_i - t_e)$$

La prima parte ($\alpha_s F_{ombra} \dot{Q}_{sole} U$) identifica l'apporto solare, che è sempre entrante, mentre la seconda ($U(t_i - t_e)$) è lo scambio termico senza irradiazione, che può essere entrante o uscente. Nel caso estivo, quindi, i due apporti si sommano, per cui l'apporto solare aumenta il carico termico. Nel caso invernale i due apporti si possono annullare o altre possibili combinazioni.

Tornando ai calcoli, è possibile ora ricavare le temperature:

$$t_1 = B = t_e + \frac{R_{se}}{R_{tot}}(t_i - t_e) + \alpha_s F_{ombra} \dot{Q}_{sole} R_{se} \frac{R_{cd,parete} + R_{si}}{R_{tot}}$$

$$\begin{aligned}
 t_2 &= As + B \\
 &= \frac{R_{cd}}{R_t}(t_i - t_e) - \frac{R_{cd}}{R_t}\alpha_s F_o \dot{Q}_{sol} R_{se} + t_e + \frac{R_{se}}{R_{tot}}(t_i - t_e) + \alpha_s F_o \dot{Q}_{sol} R_{se} \frac{R_{cd} + R_{si}}{R_t} \\
 &= t_e + \frac{R_{cd} + R_{se}}{R_t}(t_i - t_e) + \alpha_s F_o \dot{Q}_{sol} \frac{R_{se} \cdot R_{si}}{R_t} \\
 &= t_i - \frac{R_{si}}{R_t}(t_i - t_e) + \alpha_s F_o \dot{Q}_{sol} \frac{R_{se} \cdot R_{si}}{R_t} \\
 &= t_i - R_{si} \cdot \dot{Q}
 \end{aligned}$$

Si possono quindi fare le seguenti considerazioni:

- se $\dot{Q} = 0 \rightarrow t_2 = t_i = t_1$, cioè il componente è adiabatico e il gradiente di temperatura è nullo
- se $\dot{Q}_{sol} > 0 \rightarrow \dot{Q} > 0 \rightarrow t_2 > t_i$, cioè il calore è entrante
- apporto solare $= S(\alpha_s F_o \dot{Q}_{sol} R_{se} U) = (S \alpha_s R_{se} U)(F_o \dot{Q}_{sol})$ in cui $(S \alpha_s R_{se} U) \ll S$ è l'area solare, cioè l'area che avrebbe un corpo nero per avere lo stesso apporto solare della superficie vera
- Complessiva energia solare che in un'intera giornata entra all'interno di un locale: $E_{sol,1g} = (S \alpha_s R_{se} U F_o \dot{Q}_{sol}) \cdot \Delta\tau = A_{sol} F_o (\dot{Q}_{sol} \Delta\tau)$, con $\Delta\tau = 24$ h. La quota $(\dot{Q}_{sol} \Delta\tau)$ [MJ/(m²giorno)] è l'energia solare incidente giornaliera ed è tabellato nella norma UNI 10349.

4.9.2 Radiazione solare su componenti trasparenti

Tutti i parametri sono stati definiti in precedenza.

$$E_{sol,1g} = F_o (S_g F) (\dot{Q}_{sol} \Delta\tau)$$

Dove:

- $S_g F$ è la superficie solare del componente trasparente
- S è la superficie
- g è il fattore solare, fornito dal produttore o dalla UNI 11300-1
- F è il fattore di riduzione per tende o schermi

Per cui si ha che:

Dove $\tau + \varrho + \alpha = Inc$ con $\alpha = \dot{Q}_i + \dot{Q}_e$. Il fattore solare è $g = \tau + \dot{Q}_i$, τ è l'energia solare diretta trasmessa e $\dot{Q}_i$ è il fattore di scambio termico secondario verso l'interno del locale.

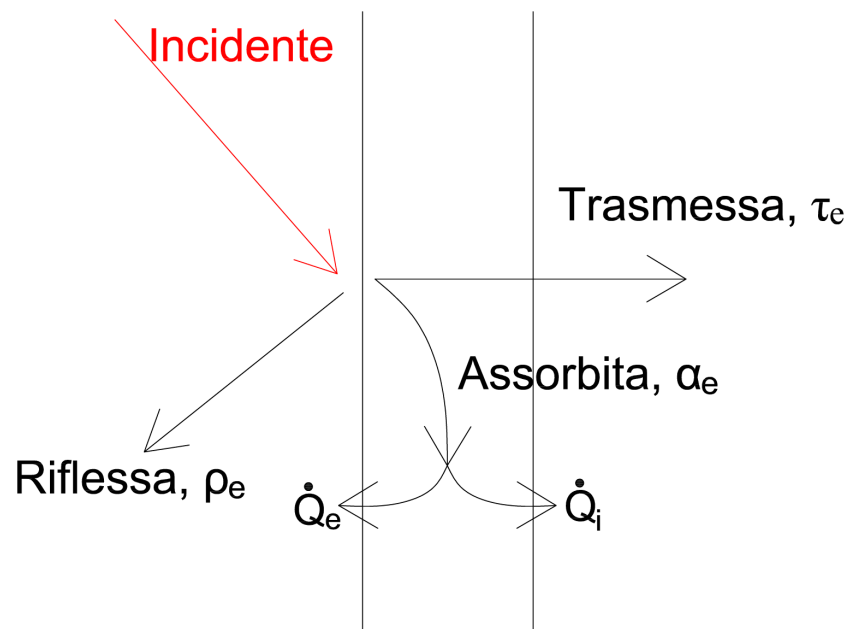


Fig. 4.14: Schema di irraggiamento per componenti trasparenti

5 || Psicrometria

5.1 || Introduzione

La psicrometria studia la miscela di aria e vapor d'acqua (aria umida) ovvero di quelle miscele binarie nelle quali una delle sue componenti è un vapore condensabile. Il termine ha origine dalla parola greca psukhros, ($\psi\upsilon\chi\rho\omicron\varsigma$) “freddo”. Si passa quindi da una fisica tecnica per le macchine ad un approccio legato al benessere e alla percezione umana. Gli essere umani rispondono, infatti, attraverso sensazioni, non sempre correlabili agevolmente a valori numerici.

Le applicazioni principali riguardano il controllo della climatizzazione (uomo), in particolar modo per il condizionamento ed il comfort termico, la valutazione della condensazione su superfici fredde, la refrigerazione evaporativa e l'analisi di fenomeni meteorologici.

La sensazione di benessere che un individuo avverte all'interno di un ambiente confinato è legata all'ottenimento di un campo di valori per alcuni determinati parametri ambientali.

Al campo della psicrometria appartiene lo studio delle miscele di aria secca e vapor d'acqua e delle relative trasformazioni. Tale studio risulta fondamentale al fine di garantire condizioni di benessere.

L'aria umida viene assimilata ad una miscela di due gas perfetti: un aeriforme, l'aria secca, e un componente condensabile, cioè il vapor d'acqua.

5.2 || Definizioni

Aria atmosferica: miscela di vapor d'acqua e aria secca.

Vapor d'acqua: componente condensabile il cui contenuto è variabile nelle diverse condizioni ambientali o mediante operazioni di umidificazione e deumidificazione.

Aria secca: miscela dei gas presenti nell'aria, in un rapporto di concentrazione che rimane inalterato nelle diverse condizioni ambientali e nei processi di umidificazione e deumidificazione.

Pressione totale: in una miscela è data dalla somma delle pressioni parziali di ciascuna delle sue componenti.

Pressione parziale: pressione che ogni componente di una miscela eserciterebbe se, alla medesima temperatura, occupasse l'intero volume della miscela.

Aria non satura (o miscela non satura): miscela di aria secca e vapore e di vapor d'acqua surriscaldato.

Aria satura (o miscela satura): miscela di aria secca e vapore in stato di saturazione (equilibrio fra l'aria umida e la fase liquida del vapor d'acqua).

5.3 || Unità di misura

5.3.1 Atmosfera

È l'unità tecnico/pratica di misura della pressione (atm). Essa era definita come la pressione atmosferica di una colonna d'aria al livello del mare, a 0 °C di temperatura e a 45° di latitudine. Tuttavia nel determinare la pressione atmosferica, oltre alla temperatura, gioca un ruolo anche il grado di umidità relativa dell'aria stessa e le variazioni barometriche locali.

Nel sistema internazionale alla pressione atmosferica è stata sostituita dal Pascal (Pa).

5.3.2 Pressione

Il pascal (Pa) è l'unità di misura della pressione, è equivalente a un newton su metro quadrato (Nm^{-2}). Poiché 1 Pa equivale a una pressione piccola, l'ettopascal (hPa) è largamente impiegato (meteorologia). $1 \text{ hPa} = 100 \text{ Pa} = 1 \text{ mbar} = 10^{-3} \text{ bar} = 100 \text{ Pa}$.

Il chilopascal (kPa) è di uso comune. $1 \text{ kPa} = 1000 \text{ Pa} = 10 \text{ mbar}$.

5.4 || Richiami di termodinamica applicata

5.4.1 Sostanze pure in bifase

Prendendo una sostanza pura, essa si muove generando nel piano $T - s$ una campana liquido-vapore, come in Fig.5.1. All'apice si ha il punto critico, all'interno si ha il sistema bifase all'equilibrio. Fuori dalla campana a destra si ha il vapore surriscaldato e depressurizzato, a sinistra il liquido sottoraffreddato e sovrappressurizzato.

Il vapore surriscaldato, a titolo di esempio, viene così chiamato poichè si trova ad una temperatura maggiore di quella che avrebbe se fosse portato in saturazione, cioè in campana, alla stessa pressione.

Dentro la campana, dove il sistema bifase si trova in equilibrio, le due fasi condividono la stessa temperatura e pressione di saturazione.

Il salto $l - v$ o $v - l$ avviene attraverso il parametro r , che è il calore latente di vaporizzazione, è la quantità di energia scambiata sotto forma di calore durante lo svolgimento di una transizione di fase, in questo caso l'evaporazione. Tale scambio di calore avviene senza variazione di temperatura.

È possibile anche definire l'entalpia della mistura: $H_{mix} = H_l + H_v$

5.4.2 Proprietà termodinamiche dei gas perfetti

Un modello di comportamento interessante per la termodinamica è quello cosiddetto di gas perfetto. Il gas perfetto è un'astrazione, tuttavia tutti i gas possono essere considerati tali con buona approssimazione per particolari condizioni di pressione e temperatura. I

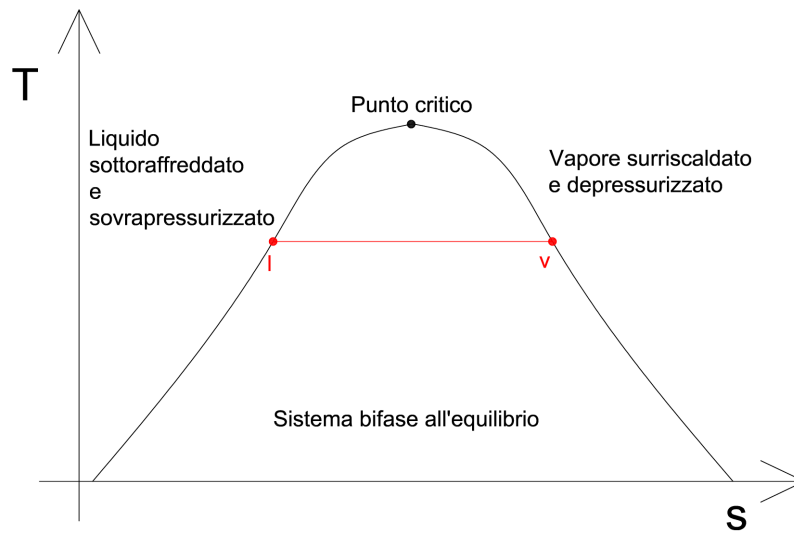


Fig. 5.1: Diagramma T-s di una sostanza pura

gas perfetti (o ideali) soddisfano l'equazione di stato e le leggi di Boyle-Mariotte, Amagat-Leduc e di Dalton.

5.4.3 Equazione di stato dei gas perfetti

$$pV = RT \rightarrow \frac{p}{\varrho} = RT \quad (5.1)$$

Dove:

- R : costante specifica del gas in esame ($\text{J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$)
- p : pressione cui si trova il sistema termodinamico (Pa)
- v : volume specifico del sistema termodinamico (m^3/kg)
- T : temperatura termodinamica del sistema (K)
- ϱ : densità del gas (kg/m^3)

Sostituendo al volume specifico il volume totale $V = vm$, l'equazione di stato dei gas perfetti diviene:

$$pV = mRT \quad (5.2)$$

5.4.4 Regola della varianza di Gibbs

La regola delle fasi (conosciuta anche come regola della varianza di Gibbs) permette di definire lo stato di equilibrio in un sistema eterogeneo. Lo stato di equilibrio di un sistema è definito tramite un certo numero di coordinate termodinamiche di stato (parametri) che sono la temperatura T , la pressione P e le concentrazioni C delle singole specie chimiche i -esime componenti tale sistema, supposto all'equilibrio termodinamico. Questi parametri sono generalmente legati tra loro da una relazione matematica definita equazione di stato, come ad esempio l'equazione dei gas ideali ad un singolo componente.

La regola si esprime con la seguente relazione:

$$v = C - F + 2 \quad (5.3)$$

Dove:

- v : è la varianza o grado di libertà, cioè il numero di variabili che si possono modificare senza che nel sistema scompaiano una o più fasi (non si alteri l'equilibrio)
- C : rappresenta il numero di componenti indipendenti del sistema
- F : corrisponde al numero di fasi presenti nel sistema
- il valore 2 rappresenta le due variabili pressione e temperatura, ovvero il numero di variabili termodinamiche che definiscono completamente lo stato del sistema.

5.4.5 Legge di Boyle-Mariotte

La legge di Boyle e Mariotte afferma che in condizioni di temperatura costante la pressione di un gas è inversamente proporzionale al suo volume, ovvero che il prodotto della pressione del gas per il volume da esso occupato è costante. Tale costante è funzione della temperatura assoluta, della natura e della mole del gas.

$$[pV]_T = K(T) \quad (5.4)$$

5.4.6 Legge di Dalton

La legge delle pressioni parziali di Dalton afferma che la pressione totale esercitata da una miscela di gas è uguale alla somma delle pressioni che sarebbero esercitate dai gas se fossero presenti da soli in eguale volume.

Più precisamente, la pressione p di una miscela di n gas può essere definita come la somma $p_t = p_1 + p_2 + \dots + p_n$, dove $p_1, p_2, \dots$ rappresentano la pressione parziale di ogni componente.

Questo significa che ogni gas in una miscela agisce come se l'altro gas non fosse presente e pertanto le pressioni di ciascun gas possono essere semplicemente sommate. Si presume che i gas non reagiscano l'uno con l'altro.

5.4.7 Legge di Dalton e Amagat-Leduc

La pressione parziale è il contributo di ciascun componente alla formazione della pressione totale della miscela.

$$P = p_1 + p_2 + \dots + p_n = \sum_{i=1}^n p_i \quad (5.5)$$

$$U = \sum_i U_i \quad (5.6)$$

$$H = \sum_i H_i \quad (5.7)$$

$$V = \sum_i V_i \quad (5.8)$$

$$n = \sum_i n_i \quad (5.9)$$

$$m = \sum_i m_i \quad (5.10)$$

È anche possibile definire una frazione molecolare:

$$x_i = \frac{n_i}{n} = \frac{p_i}{P} = \frac{V_i}{V} \quad (5.11)$$

Si definisce anche la massa molecolare:

$$\overline{M}_m = \frac{m}{n} = \sum n_i \overline{M}_i = \sum x_i \overline{M}_i \quad (5.12)$$

E la costante specifica:

$$R_m = \frac{\overline{R}}{\overline{M}_m} \quad (5.13)$$

L'aria umida è un sistema bifase e bicomponente. La pressione totale si può definire, quindi, come:

$$p_t = p_{as} + p_v \quad (5.14)$$

Siccome p_t è definita a livello barometrico, aggiungendo vapore ad una miscela di aria secca, p_v sale e necessariamente p_{as} scende. Inserendo nell'aria secca un gas incondensabile alle condizioni ordinarie, ad esempio l'anidride carbonica, il punto di miscela si può spostare in qualsiasi frazione complementare da 0 a 1 delle due componenti, ma con il vapore questo non è valido. Esso è, infatti, condensabile, per cui ci si deve relazionare anche con la *saturatione*.

Si consideri il grafico in Fig.5.2 e si prenda del vapore surriscaldato alla pressione p . A quel punto, tracciando una retta orizzontale isoterma, si può trovare il corrispettivo valore della pressione di saturazione p_s alla medesima temperatura, in corrispondenza della campana. Il valore di p_v può quindi aumentare, ma non indefinitamente: raggiunta la pressione di saturazione p_s , la pressione non aumenta ed inizia la condensazione, poichè la miscela non è più stabile.

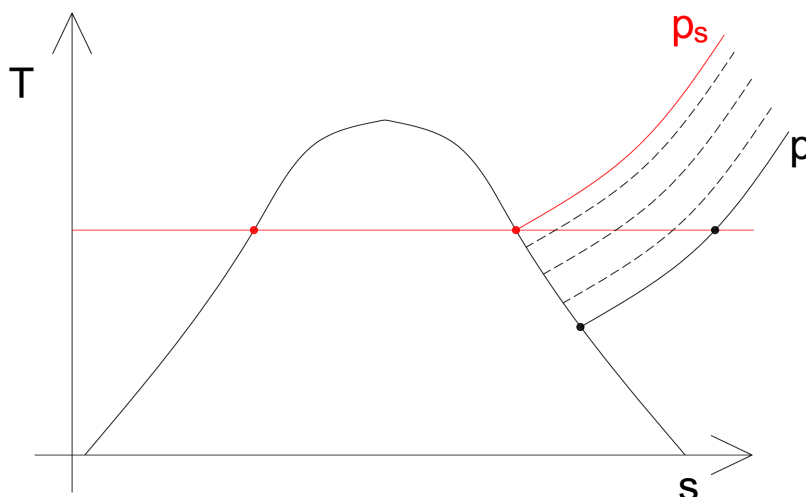


Fig. 5.2: Diagramma T-s

5.5 || Composizione dell'aria secca

L'aria secca è a sua volta una miscela di altri gas che nelle trasformazioni del condizionamento ambientale mantengono un rapporto di concentrazione costante. Non è una sostanza pura, ma è un insieme di gas incondensabili, per cui si può considerare come un unico gas ideale. L'aria secca risulta così mediamente composta:

- 78% azoto N_2

- 21% ossigeno O_2
- 1% anidride carbonica CO_2
- altri gas, fra cui l'Argo (Ar)
- tracce di altri gas (idrogeno e gas rari)

Considerando una temperatura di 15 °C e una pressione di 101,325 kPa (1 atm) le caratteristiche fisiche dell'aria campione sono:

- densità media $\varrho = 1,225 \text{ kg/m}^3$
- calore specifico a pressione costante $c_{pa} = 0,241 \text{ kcal/(kg}^\circ\text{C)}$

Risulta importante definire se le percentuali delle componenti dell'aria siano riferite alla massa o al volume, poichè i valori cambiano.

Componente	% in volume	% in massa
O_2	20,99	23,90
N_2	78,03	75,47
Ar	0,94	1,29
CO_2	0,03	0,05
H_2	0,01	~0,00

Tab. 5.1: Componenti dell'aria

5.6 || Pressione atmosferica

I componenti principali dell'aria sono (in volume):

- Azoto (nella percentuale del 78%)
- Ossigeno (nella percentuale del 21%)
- Anidride carbonica (nella percentuale dello 0,03%)
- Altri gas (nella percentuale dell'1%)

Secondo la legge di Dalton, la somma delle corrispondenti pressioni parziali deve essere uguale alla pressione atmosferica (1 atm = 101325 Pa) e infatti:

- Azoto = 79033 Pa
- Ossigeno = 21278 Pa

- Anidride carbonica 10 Pa
- Altri gas = 1013 Pa

Per un totale di 101325 Pa

5.7 || Massa molare e costante dell'aria secca

Trascurando la presenza dell'anidride carbonica e dei gas rari, la massa molare dell'aria è data da:

Componente	Massa molecolare [kg/kmol]	Frazione massa
O_2	32	0,239
N_2	28	0,755
Ar	40	0,0129

Quindi:

$$\overline{M}_{as} = 28,97 \text{ kg/kmol} \quad (5.15)$$

$$R_{as} = \frac{\overline{R}}{\overline{M}_{as}} = \frac{8314}{28,97} = 287 \text{ J/(kgK)} \quad (5.16)$$

5.8 || Massa molare e costante del vapore

Si riporta il diagramma del punto tripli, nel piano $p - t$ in Fig.5.3.

Il vapor d'acqua ha una bassa pressione parziale (può anche essere nulla), pertanto si può considerare a comportamento ideale. Esso, rispetto all'aria secca, è però molto più vicino al suo punto critico.

$$\overline{M}_v = 18 \text{ kg/kmol} \quad (5.17)$$

$$R_v = \frac{\overline{R}}{\overline{M}_v} = \frac{8314}{18} = 461 \text{ J/(kgK)} \quad (5.18)$$

5.10 || Umidità specifica x

L'umidità specifica (o titolo della miscela) x [kg_v/kg_a] è il rapporto tra la massa di vapor d'acqua e la massa di aria secca contenute nello stesso volume di aria umida, cioè:

$$x = \frac{m_v}{m_{as}} \quad (5.22)$$

Nelle applicazioni pratiche, poiché il contenuto in peso del vapor d'acqua nell'aria è pari al massimo al 3%, risulta accettabile sostituire la massa dell'aria secca con quella totale del sistema.

Ricavando m_v ed m_a dall'equazione di stato dei gas perfetti (assumendo che aria secca e vapor d'acqua si comportino nella miscela come un gas perfetto):

$$x = \frac{m_v}{m_{as}} = \frac{\rho_v}{\rho_{as}} = \frac{R_v p_v T}{R_{as} p_{as} T} = \frac{R_v p_v}{R_{as} p_{as}} = \frac{287}{461} \frac{p_v}{p_{as}} = 0,622 \frac{p_v}{p_{as}} = 0,622 \frac{p_v}{p_t - p_v} \quad (5.23)$$

Essa definisce la coordinata mancante della relazione di Gibbs, ma nelle applicazioni di nostro interesse, dove cioè si vada a studiare l'interazione dell'uomo con l'aria umida, essa non risulta di pratico utilizzo.

Si riportano ora i valori di pressione di saturazione (o tensione di vapore) delle seguenti sostanze, calcolati per $t = 40$ °C. Si nota come sostanze diverse abbiano pressioni di saturazione profondamente diverse.

- Gasolio, $p_s = 0,4$ kPa
- Acqua, $p_s = 7,37$ kPa
- Etanolo, alcol etilico, $p_s = 18$ kPa
- Benzina “verde”, $p_s = 40$ kPa
- Acetone, $p_s = 56$ kPa
- Ammoniaca pura, $p_s = 1500$ kPa

Si ricorda che le sostanze possono essere definite alto-bollenti e basso-bollenti. Le alto-bollenti, a pressione fissata, presentano una temperatura di saturazione maggiore di quella dell'acqua oppure, a temperatura fissata, presentano una pressione di saturazione inferiore a quella dell'acqua. Le basso-bollenti, quindi presentano una temperatura di saturazione minore di quella dell'acqua oppure, a temperatura fissata, presentano una pressione di saturazione superiore a quella dell'acqua.

Il gasolio risulta quindi una sostanza alto-bollente, mentre le altre, di converso, sono basso-bollenti.

Si veda il grafico in Fig.5.4.

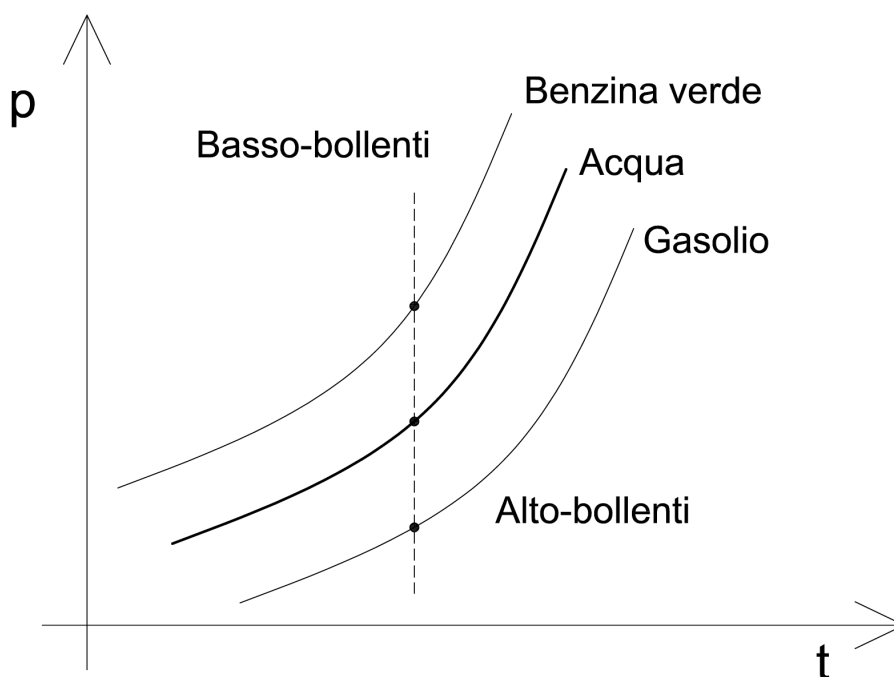


Fig. 5.4: Sostanze a confronto

5.11 || Umidità relativa φ , UR , RH

L'umidità relativa φ [%] è il rapporto tra la massa di vapor d'acqua m_v contenuta in un certo volume di aria umida e la massa m_s contenibile in condizioni di saturazione alla stessa temperatura, nello stesso volume di aria umida. L'umidità relativa è un rapporto adimensionale che viene comunemente espresso in termini percentuali.

$$\varphi = \frac{m_v}{m_s} \quad (5.24)$$

È possibile esprimere il titolo (umidità specifica) di una miscela in funzione del grado igrometrico (umidità relativa):

$$\varphi = \frac{m_v}{m_s} = \frac{\varrho_v}{\varrho_s} = \frac{R_v p_v T}{R_v p_s T} = \frac{p_v}{p_s} \quad (5.25)$$

Quindi:

$$x = 0,622 \frac{p_v}{p_t - p_v} = 0,622 \frac{\varphi p_v}{p_t - \varphi p_s} \quad (5.26)$$

Si utilizza preferibilmente φ , invece di x perchè si è interessati a sapere come il corpo umano si relazioni con l'umidità in termini relativi, più che assoluti. Si vuole, cioè, sapere quanto la situazione in cui ci si trovi disti dalla condizione di saturazione. Con φ è possibile avere tale dato direttamente attraverso le pressioni.

5.12 || Condizioni di saturazione

Per conoscere la pressione di saturazione dell'acqua, e tutte le altre grandezze, si utilizzano, appunto, le tabelle dell'acqua satura.

La pressione di saturazione è una funzione della temperatura e può essere espressa come:

$$\ln p_s = \frac{A}{T} + B \quad (5.27)$$

Dove $A = -5342,64$, $B = 25,9824$, p è in Pascal e T è in Kelvin. Una formulazione in cui la pressione è esplicitata è:

$$p_s = p_0 \exp \left[\frac{r_0}{R_v} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right) \right] \quad (5.28)$$

Dove $p_0 = 611$ Pa, r_0 è il calore latente di vaporizzazione dell'acqua, R_v è la costante specifica del vapor d'acqua, $T_0 = 273,15$ K e T è la temperatura corrente.

5.13 || Entalpia dell'aria umida

Essendo l'aria umida una miscela ideale, la sua l'entalpia risulta pari alla somma dell'entalpia dell'aria secca e del vapor d'acqua:

$$H = \sum_i H_i = H_{as} + H_v = m_{as}h_{as} + m_vh_v = m_s \left(h_{as} + \frac{m_v}{m_{as}}h_v \right) \quad (5.29)$$

Risulta comodo esprimere l'entalpia dell'aria umida con riferimento ad una massa totale di miscela: aria secca + vapor d'acqua:

$$h = h_{as} + xh_v \quad (5.30)$$

5.13.1 Entalpia dell'aria secca

L'entalpia di 1 kg di aria secca (gas ideale) alla temperatura t è definita:

$$h_{as} = c_{p,as}t \quad (5.31)$$

Dove $c_{p,as}$ è il calore specifico a pressione costante dell'aria secca (pari a 1,005 kJ/(kgK)).

5.13.2 Entalpia del vapore

L'entalpia del vapore è l'energia necessaria (a pressione costante) a vaporizzare un kg di acqua satura alla temperatura di 0 °C e del calore necessario a portare tale vapore alla temperatura t :

$$h_v = r_0 + c_{pv}(t - t_0) \quad (5.32)$$

c_{pv} è il calore specifico a pressione costante del vapor d'acqua (pari a 1,875 kJ/(kgK)) ed r_0 è il calore latente di vaporizzazione dell'acqua a 0 °C (2501 kJ/kg). Il vapore sciolto nell'aria, se non è in saturazione, è surriscaldato, in quanto si trova ad una temperatura superiore a quella di saturazione, a parità di pressione, e depressurizzato, in quanto si trova ad una pressione inferiore a quella di saturazione, a parità di temperatura.

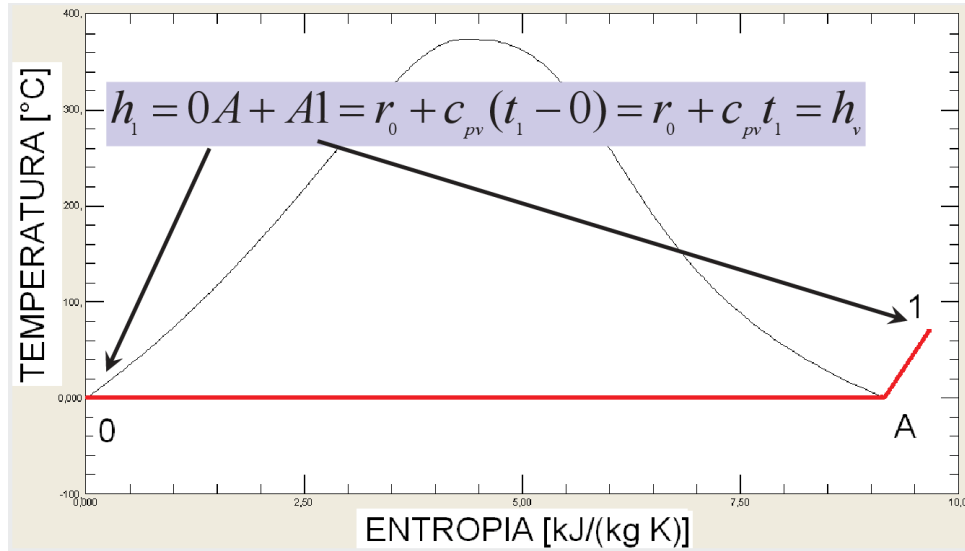


Fig. 5.5: Entalpia del vapore

In definitiva, l'entalpia dell'aria umida, per un punto specifico è data da:

$$h = c_{p,as}t + x(r_0 + c_{pv}t) \quad (5.33)$$

Il valore di x è molto basso, mentre quello di r_0 è molto elevato, per cui è necessario un certo livello di precisione per avere risultati attendibili dalla relazione appena introdotta. La 5.33 può essere scritta anche nel seguente modo:

$$h = (c_{p,as} + xc_{p,v})t + xr_0 \quad (5.34)$$

Definendo il calore specifico medio $\bar{c}_p = c_{p,as} + xc_{p,v}$, si ottiene:

$$h = \overline{c_p}t + xr_0 \quad (5.35)$$

Il gruppo $\overline{c_p}t$ rappresenta il termine sensibile dell'equazione, in quanto è legato alle variazioni di temperatura, mentre xx_0 è il termine latente, infatti non dipende dalla temperatura, ma dall'umidità specifica. Passando ai flussi termici, si ottiene:

$$\Delta \dot{H} = \dot{m}_a(h_2 - h_1) = \dot{Q}_{tot} = \dot{Q}_{sen} + \dot{Q}_{lat} = \dot{m}_a \bar{c}_p(t_2 - t_1) + \dot{m}_a r_0(x_2 - x_1) \quad (5.36)$$

Si deve tuttavia fare attenzione alla definizione di $\overline{c}_p$, in quanto la sua formulazione è riferita ad un punto, mentre la 5.36 si riferisce ad un processo con inizio e fine. Sarà opportuno definire un $\overline{x} = (x_1 + x_2)/2$ da inserire in esso, ottenendo quindi:

$$\Delta \dot{H} = \dot{m}_a c_{p,as}(t_2 - t_1) + \bar{x} c_{p,v}(t_2 - t_1) + \dot{m}_a r_0(x_2 - x_1) \quad (5.37)$$

5.14 Diagramma psicrometrico

È possibile ricavare il diagramma psicrometrico o di Mollier che permette di mettere in relazione l'umidità specifica, la temperatura e l'entalpia specifica alla pressione di 101,3 kPa.

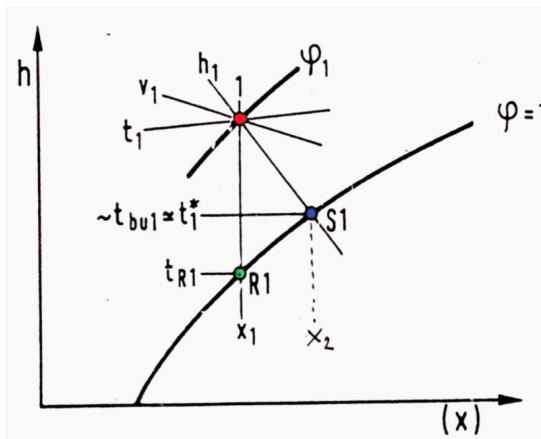


Fig. 5.6: Diagramma psicrometrico

Il diagramma di Mollier è ad assi inclinati, è costruito alla pressione di 1 atm, cioè 101325 Pa, nel caso di una pressione diversa da quella atmosferica, si dovrà utilizzare un diagramma diverso. L'asse inclinato x (poi proiettato) riporta l'umidità specifica (x). Nell'asse verticale, inclinato a 45° , è riportata l'entalpia. Per leggere l'entalpia, quindi, è necessario riportare i valori a 45° . Si segnala che l'asse inclinato non è presente nel diagramma, ma è necessario ricordarsi della sua esistenza per eseguire una corretta lettura del diagramma. Si ponga attenzione alle isoterme: esse non sono rette parallele

e orizzontali, formanti quindi l'asse verticale. Esse sono un fascio di rette convergenti in un punto nell'asse negativo del diagramma. Presentano, quindi, inclinazioni diverse tra loro e non orizzontali. Intersecano l'asse verticale, e vanno letti in corrispondenza di tale intersezione, ma non sono da confondersi con esso.

Le curve di $\text{iso-}\varphi$ sono riportate fino al valore massimo del 100%, in quanto poi non ha senso definire il diagramma. La zona sottostante a $\varphi = 100\%$ è definita "regione delle nebbie", in quanto si ha una condizione metastabile di aria sovrassatura. Nei casi più frequenti, sono note la temperatura t e l'umidità relativa φ . Intersecando le due curve corrispondenti, e proiettando, si trova l'umidità specifica x . Si proietta poi a 45° e si trova l'entalpia specifica. In Fig.5.8 è riportato il diagramma con le curve evidenziate.

5.15 || Diagramma ASHRAE o Carrier

Un diagramma alternativo è quello ASHRAE o Carrier, costruito in modo diverso rispetto a quello di Mollier. Anch'esso è costruito alla pressione costante di 101325 Pa. È un diagramma ad assi ortogonali, con t in ascissa e x in ordinata. Le isoentalpiche sono rette parallele tra loro, di pendenza inferiore a 45° . Le isocore sono rette parallele tra loro, di pendenza superiore a 45° . Il goniometro indica una pendenza a valori costanti di calore sensibile o latente o una combinazione di questi due.

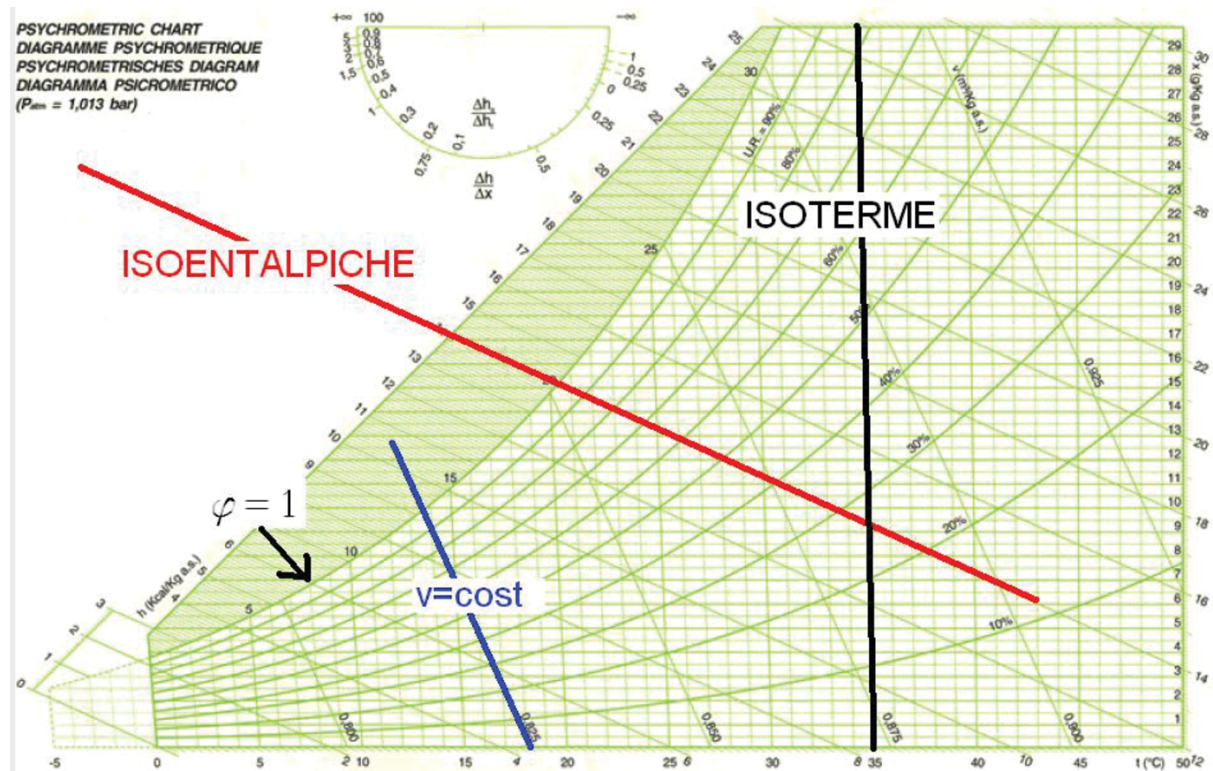


Fig. 5.7: Diagramma ASHRAE o Carrier

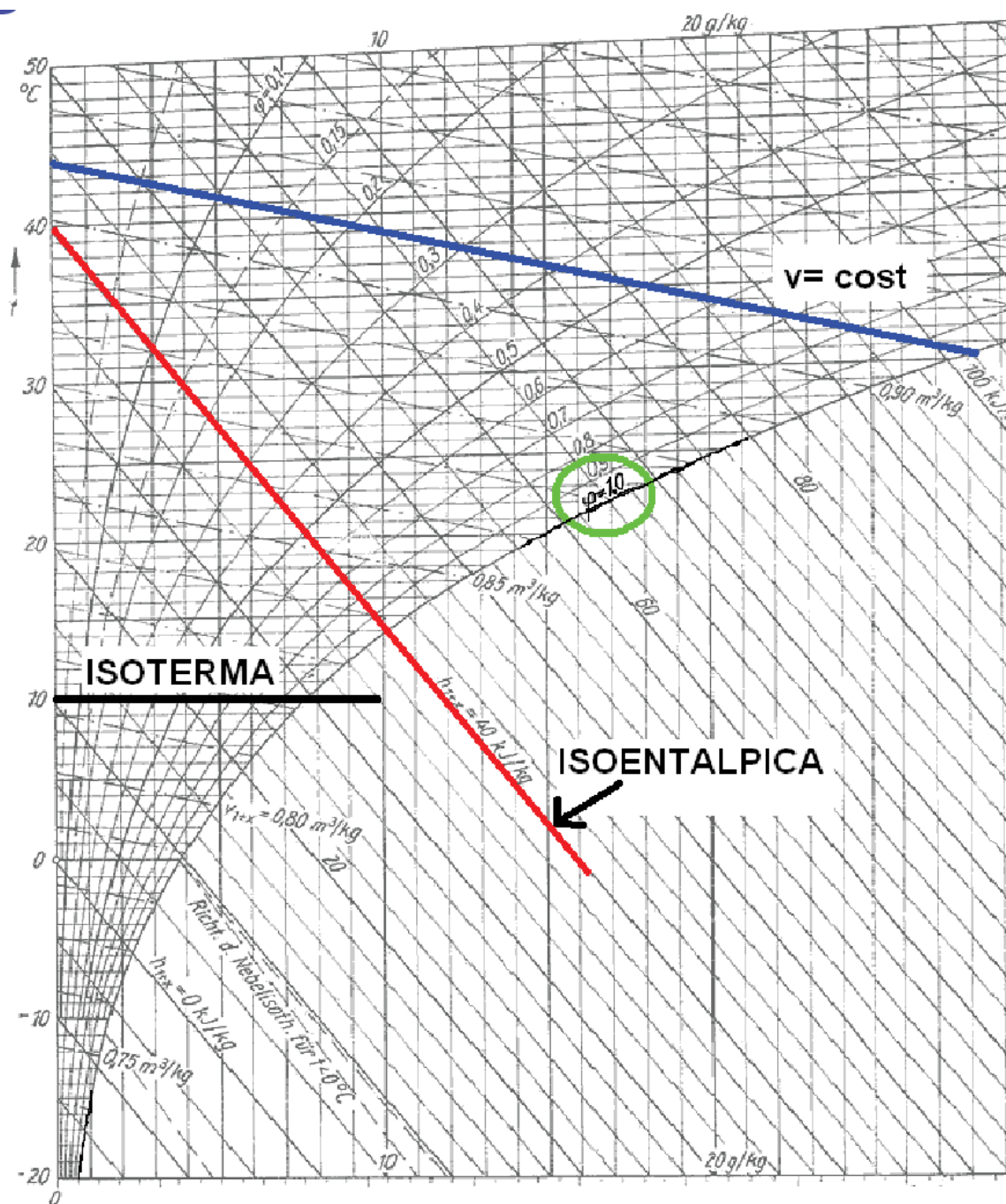


Fig. 5.8: Diagramma di Mollier

5.16 || Temperature

La temperatura è il parametro che si riesce a gestire con maggiore facilità, poichè è misurabile attraverso un termometro. L'entalpia, infatti, si ricava attraverso delle formule, l'umidità specifica è estremamente difficile da misurare e l'umidità relativa, seppure più

agevolmente misurabile dell'umidità specifica, rappresenta anch'essa un parametro non banale da ricavare. Solitamente, quindi, si risolve la situazione attraverso la definizione di 4 diverse temperature.

5.16.1 Temperatura di bulbo secco

È la temperatura dei gas di miscela, che è identica sia per l'aria secca che per il vapore.

5.16.2 Temperatura di rugiada

È la temperatura alla quale si raggiunge la condizione di saturazione attraverso un processo di raffreddamento a pressione e umidità specifica costanti. In Fig.5.9 e Fig.5.10 si può vedere la rappresentazione nei diagrammi.

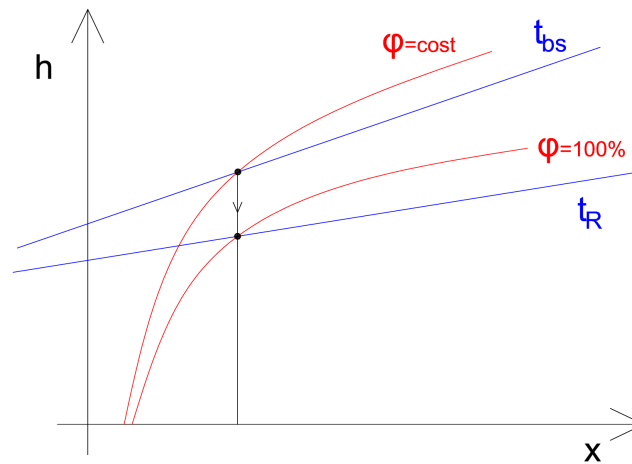


Fig. 5.9: Diagramma di Mollier, temperatura di rugiada

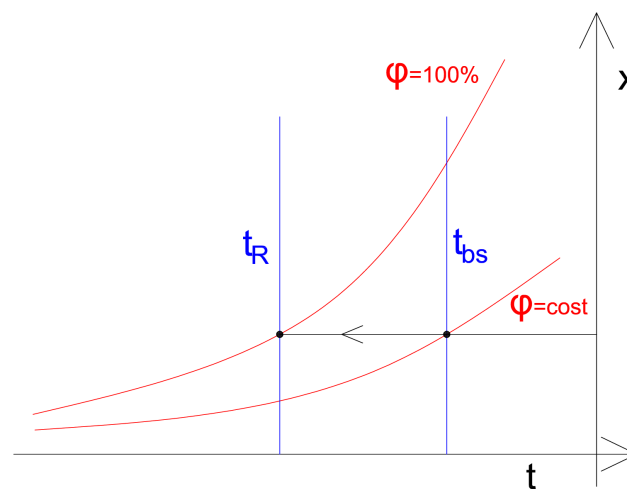


Fig. 5.10: Diagramma Carrier, temperatura di rugiada

5.16.3 Temperatura di bulbo bagnato (o umido)

È la temperatura alla quale si porta l'acqua in condizioni di scambio di calore convettivo e di massa con aria in moto fortemente turbolento. Si misura attraverso lo psicrometro nel seguente modo:

1. L'aria non satura lambisce la garza e l'acqua tende ad evaporare.
2. Per evaporare l'acqua assorbe calore (latente) dall'aria.
3. Questo calore all'equilibrio sarà uguale al flusso termico convettivo (sensibile) ceduto dall'aria all'acqua che bagna il bulbo.
4. Allora l'acqua sarà a temperatura inferiore rispetto all'aria.
5. Se la velocità dell'aria è $u > 3$ m/s fino a oltre 40 m/s, la temperatura dipende solo dalle condizioni termoigrometriche dell'aria umida, per cui si ha la temperatura a bulbo bagnato, che è assimilabile ad una temperatura di saturazione

Complessivamente il processo è isoentalpico e si ha un bilancio di flusso di calore:

$$\dot{Q}_{conv} = \dot{Q}_{evap} \quad (5.38)$$

La temperatura a bulbo bagnato può essere ritenuta coincidente con la temperatura dell'aria satura ad egual valore di entalpia dell'aria umida in considerazione. Si veda una rappresentazione in Fig.5.11.

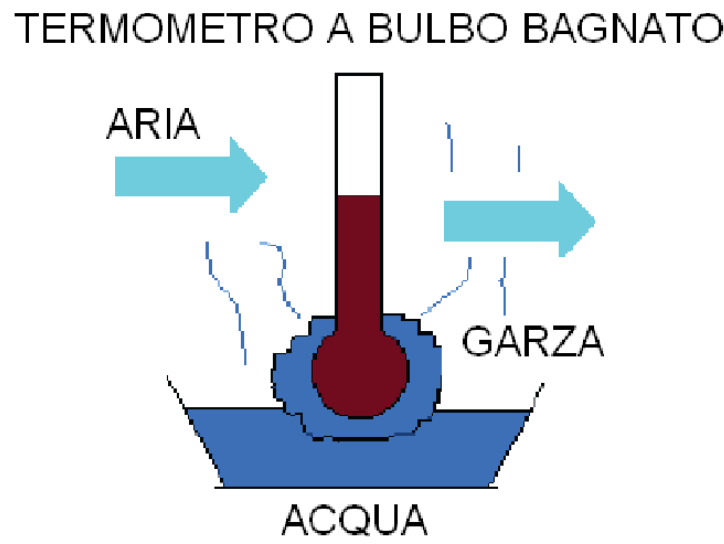


Fig. 5.11: Misura della temperatura di bulbo bagnato

In Fig.5.12 e Fig.5.13 si può vedere la rappresentazione nei diagrammi.

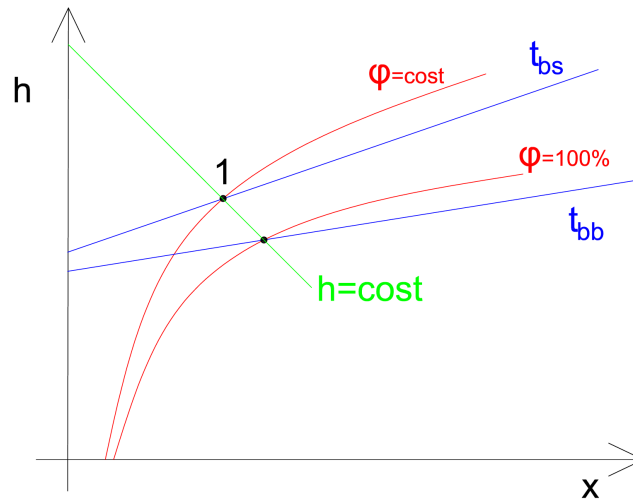


Fig. 5.12: Diagramma di Mollier, temperatura di bulbo bagnato

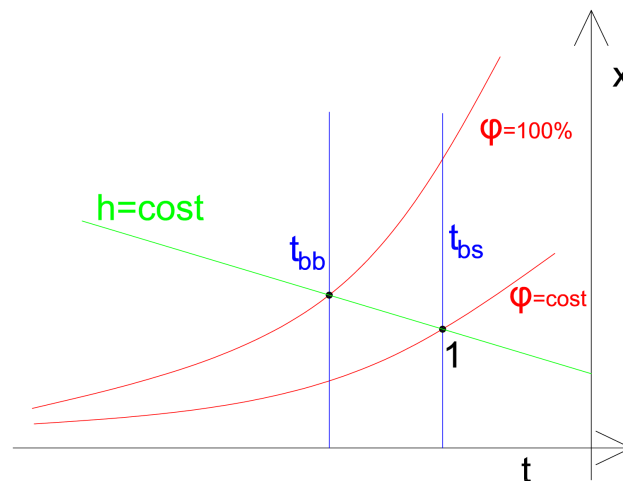


Fig. 5.13: Diagramma Carrier, temperatura di bulbo bagnato

5.16.4 Temperatura di saturazione adiabatica

È la temperatura alla quale l'acqua, evaporando nell'aria in modo adiabatico, porta l'aria stessa a saturazione allo stesso valore di temperatura. Può essere considerato un processo isoentalpico.

Dal punto di vista dell'utilizzo del diagramma non c'è molta differenza rispetto alla temperatura di bulbo bagnato, ma il sistema cambia completamente. Prima, infatti, si ragionava su un equilibrio a livello locale, mentre qui si effettua un equilibrio globale.

Si utilizza un saturatore adiabatico in cui una portata d'aria entra e viene investita da acqua nebulizzata in gocce piccolissime. Se l'aria non è in saturazione, essa fa evaporare una parte di acqua liquida e il sistema si satura in modo adiabatico.

Si ipotizza che la portata di massa sia la stessa in ingresso e in uscita dal saturatore.

In realtà all'uscita c'è un po' più di vapore, ma la differenza è trascurabile. Si ha quindi, chiamando (1) l'ingresso e (2) l'uscita dal saturatore, che $\dot{m}_1 = \dot{m}_2$, $t_2 < t_1$ e $x_2 > x_1$. Ciò che si perde in termini di calore sensibile (temperatura che cala), lo si guadagna in termini di calore latente (umidità specifica che aumenta). Si veda come riferimento la Fig.5.14, in cui è rappresentato un saturatore adiabatico.

In Fig.5.15 e Fig.5.17 si può vedere la rappresentazione nei diagrammi.

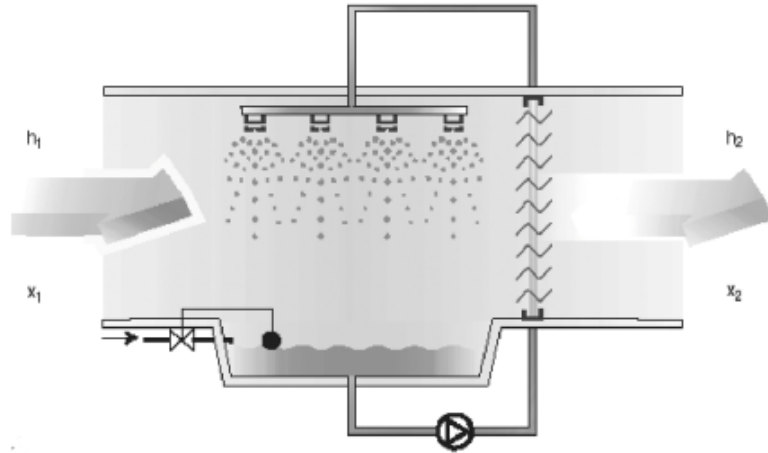


Fig. 5.14: Saturatore adiabatico

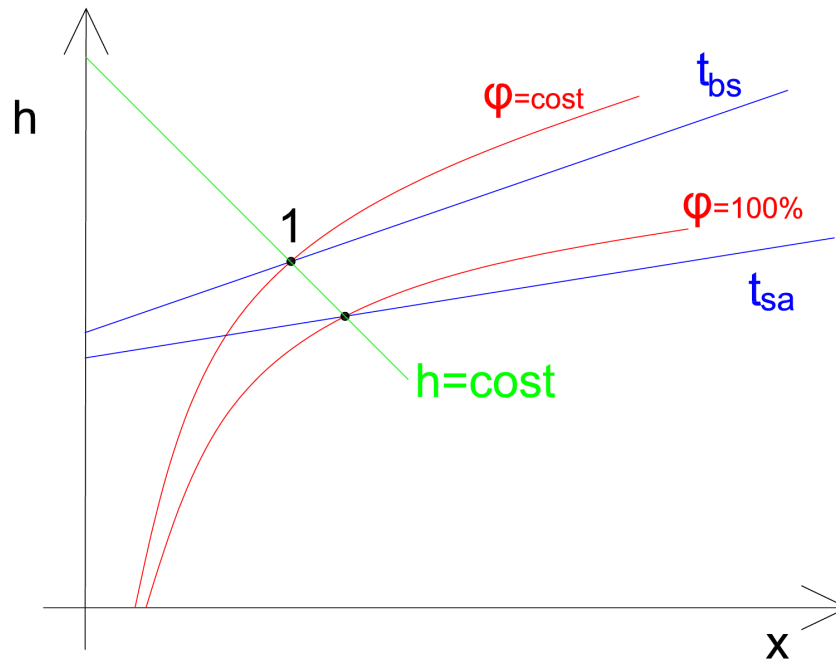


Fig. 5.15: Diagramma di Mollier, temperatura di saturazione adiabatica

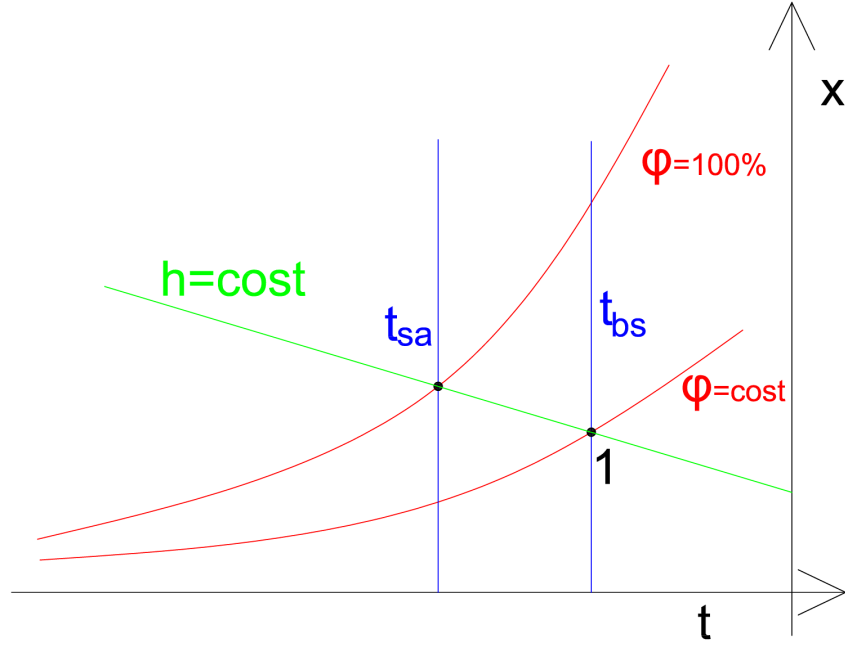


Fig. 5.16: Diagramma Carrier, temperatura di saturazione adiabatica

Con l'aria umida sono sostanzialmente 3 le relazioni che è possibile utilizzare:

- Bilancio di massa (totale)
- Bilancio di massa (vapore)
- Bilancio entalpico

Relativamente al saturatore adiabatico, questi bilanci diventano:

$$\dot{m}_a \simeq \dot{m}_{a1} \simeq \dot{m}_{a2} \quad (5.39)$$

Si assume, cioè, nel bilancio di massa che le portate di massa siano identiche sia in ingresso che in uscita, per cui è possibile definirne una sola. Si ha poi:

$$\dot{m}_a x_1 + \dot{m}_l = \dot{m}_a x_2 \rightarrow \dot{m}_l = \dot{m}_a (x_2 - x_1) \quad (5.40)$$

Il bilancio di vapore può quindi esprimersi, complessivamente, come:

$$\frac{\dot{m}_l}{\dot{m}_a} = (x_2 - x_1) \quad (5.41)$$

Il bilancio di entalpia si esprime invece nel seguente modo:

$$\dot{m}_a h_1 + \dot{m}_l h_l = \dot{m}_a h_2 \rightarrow \frac{\dot{m}_l}{\dot{m}_a} = \frac{h_2 - h_1}{h_l} \quad (5.42)$$

Uguagliando le espressioni ottenute dal bilancio di vapore e da quello entalpico, si ottiene:

$$x_1 = x_2 - \frac{h_2 - h_1}{h_l} \rightarrow (x_2 - x_1) = \frac{h_2 - h_1}{h_l} \quad (5.43)$$

È anche possibile scrivere:

$$(x_2 - x_1)h_l = (h_2 - h_1) \simeq 0 \quad (5.44)$$

L'uguaglianza con lo 0 della differenza di entalpia si giustifica perchè x è un valore piccolo, ma si ha nella relazione una differenza di umidità specifica, dando un valore complessivo ancora più piccolo, oltretutto l'entalpia del liquido h_l ha un valore molto minore, rispetto alle altre dei gas in gioco, per cui la differenza $(x_2 - x_1)h_l \simeq 0$, da cui anche $(h_2 - h_1) \simeq 0 \rightarrow h_2 \simeq h_1$. Ciò giustifica il fatto che il processo di saturazione adiabatica si possa ritenere isoentalpico.

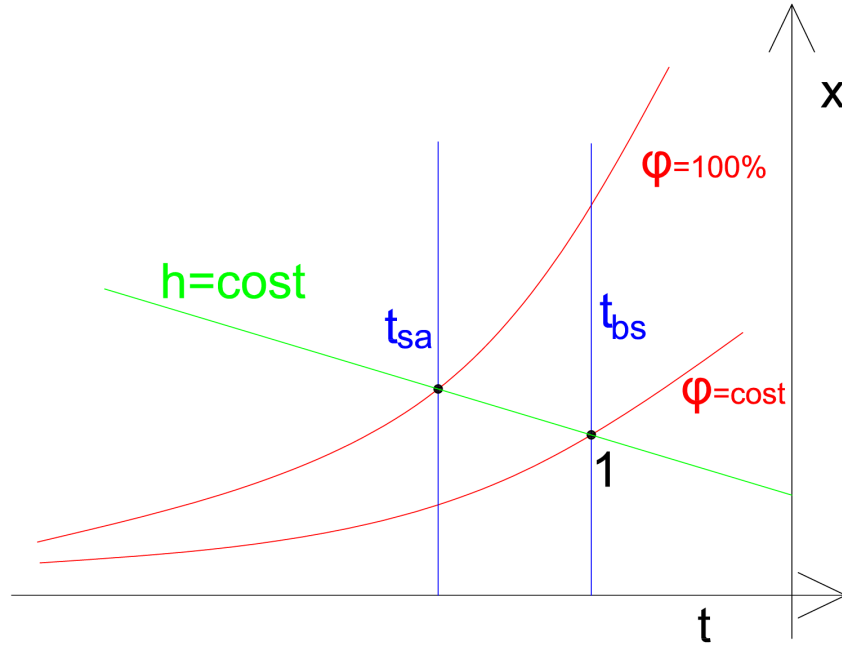


Fig. 5.17: Diagramma Carrier, temperatura di saturazione adiabatica

Esso consiste in un carico di calore sensibile in ingresso e in un carico di calore latente in uscita, uguali in modulo:

$$\dot{Q}_{sensibile} = \dot{Q}_{latente} \quad (5.45)$$

5.17 || Trasformazioni dell'aria umida

Le trasformazioni possibili, con l'aria umida, sono:

- Miscelamento adiabatico di due portate di aria umida
- Riscaldamento sensibile di una portata di aria umida
- Raffreddamento sensibile di una portata di aria umida
- Raffreddamento con deumidificazione
- Umidificazione dell'aria per iniezione di acqua
- Umidificazione dell'aria per iniezione di vapore

5.17.1 Miscelamento adiabatico di due portate di aria umida

Essa non è una vera e propria trasformazione, in quanto si ha un semplice miscelamento adiabatico di due portate di massa con contenuti di vapore differenti, si veda la Fig.5.18. Il miscelatore sia in regime stazionario ed isobaro. Non si ha, però, scambio di calore o lavoro, per cui il processo è isoentalpico. Si procede con i tre bilanci usati anche in precedenza:

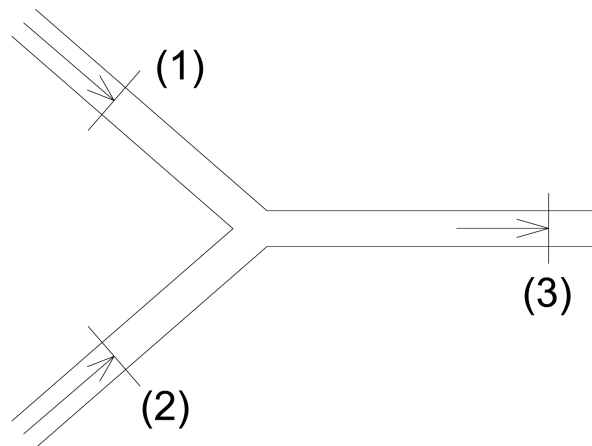


Fig. 5.18: Miscelatore adiabatico

Bilancio di massa totale:

$$\dot{m}_{a1} + \dot{m}_{a2} = \dot{m}_{a3} \quad (5.46)$$

Bilancio di massa vapore:

$$\dot{m}_{v1} + \dot{m}_{v2} = \dot{m}_{v3} \rightarrow \dot{m}_{a1}x_1 + \dot{m}_{a2}x_2 = \dot{m}_{a3}x_3 \quad (5.47)$$

Bilancio entalpico:

$$\dot{m}_1 h_1 + \dot{m}_2 h_2 = \dot{m}_3 h_3 \quad (5.48)$$

Combinando i 3 bilanci si ottiene:

$$\dot{m}_{a1}(h_3 - h_1) + \dot{m}_{a2}(h_3 - h_2) = 0 \quad (5.49)$$

$$\dot{m}_{a1}(x_3 - x_1) + \dot{m}_{a2}(x_3 - x_2) = 0 \quad (5.50)$$

Quindi:

$$\frac{\dot{m}_{a1}}{\dot{m}_{a2}} = \frac{h_2 - h_3}{h_3 - h_1} = \frac{x_2 - x_3}{x_3 - x_1} \quad (5.51)$$

Si ha, di fatto, l'equazione di una retta, visibile nei due diagrammi in Fig.5.19 e Fig.5.20.

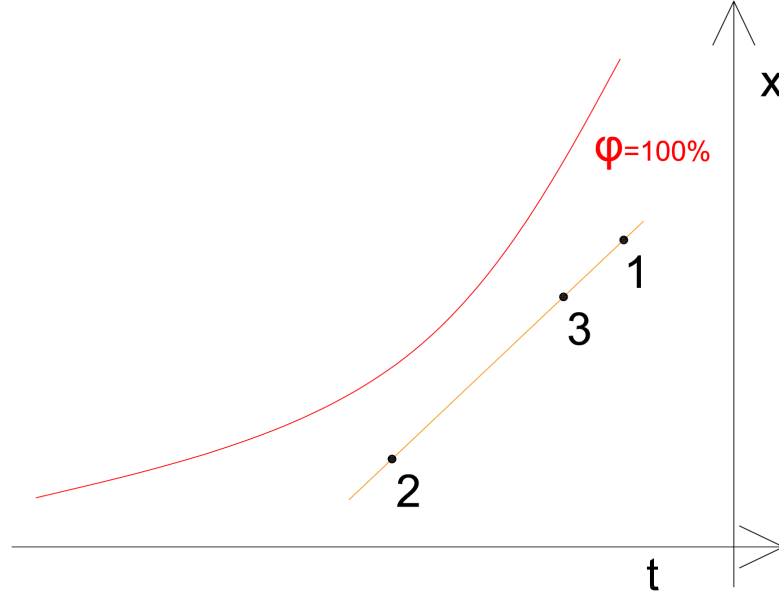


Fig. 5.19: Miscelatore adiabatico, Diagramma Carrier

Si ha, dalla relazione di cui sopra, che se $\dot{m}_{a1} > \dot{m}_{a2}$, il punto 3 cade più vicino a 1, se $\dot{m}_{a1} = \dot{m}_{a2}$, esso cade a metà tra i due e se $\dot{m}_{a1} < \dot{m}_{a2}$, esso sarà più vicino a 2.

È anche possibile, prendendo una miscela particolare, che non vengano rispettate le condizioni appena illustrate. Se, infatti, i due punti sono entrambi molto vicini alla

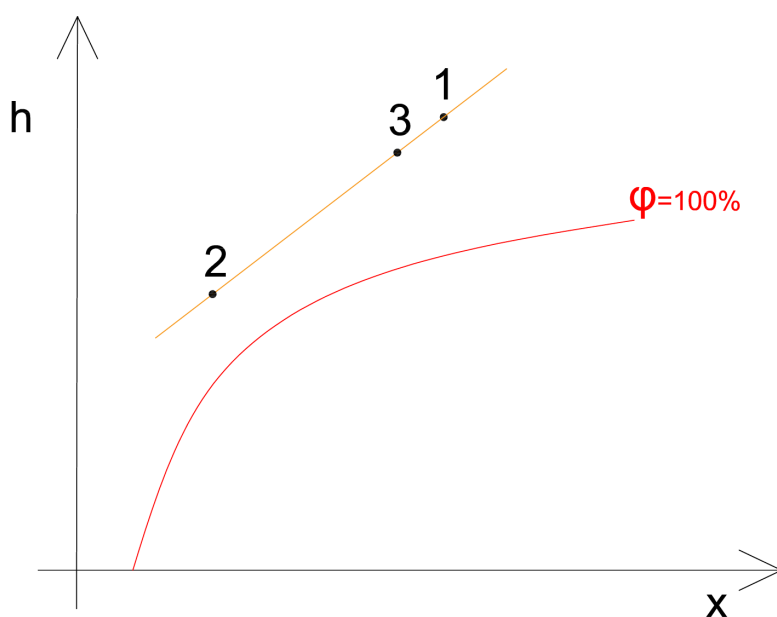


Fig. 5.20: Miscelatore adiabatico, Diagramma di Mollier

saturazione, uno dei due risulta quindi molto caldo e l'altro molto freddo, la retta che li congiunge potrebbe intersecare la curva limite di $\varphi = 100\%$, si vedano le Fig.5.21 e Fig.5.22. Il miscelamento di 2 in 1 induce una condensazione del vapore in 1 e va in sovrassaturazione. Il punto teorico viene quindi proiettato con una isoentalpica sulla curva con $\varphi = 100\%$.

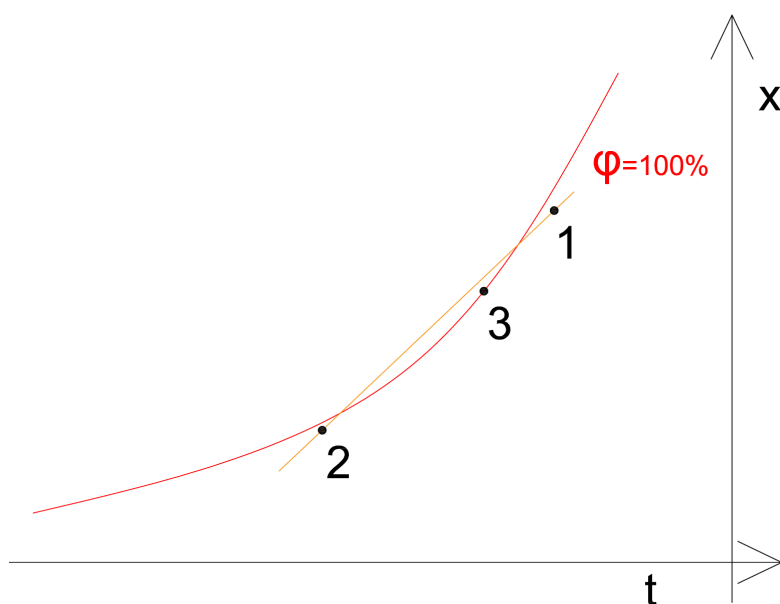


Fig. 5.21: Miscelatore adiabatico con intersezione della curva limite, Diagramma Carrier

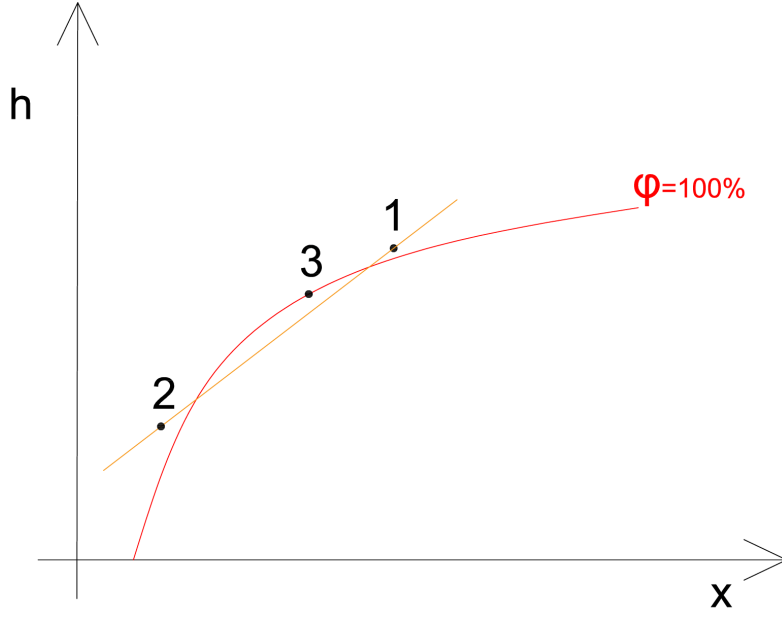


Fig. 5.22: Miscelatore adiabatico con intersezione della curva limite, Diagramma di Mollier

È anche possibile scrivere le seguenti relazioni:

$$h_3 = \frac{\dot{m}_{a1}}{\dot{m}_{a3}} h_1 + \frac{\dot{m}_{a2}}{\dot{m}_{a3}} h_2 \quad (5.52)$$

$$x_3 = \frac{\dot{m}_{a1}}{\dot{m}_{a3}} x_1 + \frac{\dot{m}_{a2}}{\dot{m}_{a3}} x_2 \quad (5.53)$$

$$\frac{\dot{m}_{a1}}{\dot{m}_{a3}} + \frac{\dot{m}_{a2}}{\dot{m}_{a3}} = 1 \quad (5.54)$$

Sottraendo ad ambo i membri della 5.52 h_2 , si ottiene:

$$\begin{aligned} h_3 - h_2 &= \frac{\dot{m}_{a1}}{\dot{m}_{a3}} h_1 + \frac{\dot{m}_{a2}}{\dot{m}_{a3}} h_2 - h_2 \\ &= \frac{\dot{m}_{a1}}{\dot{m}_{a3}} h_1 + \left(\frac{\dot{m}_{a2}}{\dot{m}_{a3}} - 1 \right) h_2 \\ &= \frac{\dot{m}_{a1}}{\dot{m}_{a3}} h_1 - \frac{\dot{m}_{a1}}{\dot{m}_{a3}} h_2 \\ &= \frac{\dot{m}_{a1}}{\dot{m}_{a3}} (h_1 - h_2) \end{aligned} \quad (5.55)$$

Si può quindi scrivere:

$$\frac{h_3 - h_2}{h_1 - h_2} = \frac{\dot{m}_{a1}}{\dot{m}_{a3}} \quad (5.56)$$

In modo analogo, si ha anche:

$$\frac{x_3 - x_2}{x_1 - x_2} = \frac{\dot{m}_{a1}}{\dot{m}_{a3}} \quad (5.57)$$

5.17.2 Riscaldamento sensibile di una portata di aria umida

Come detto nel nome, in questa trasformazione si prende l'aria umida e la si riscalda in maniera sensibile. Ci si riferisce ad una batteria di riscaldamento, visibile in Fig.5.23. In essa entra aria umida ed essa viene riscaldata, ad esempio da una portata di acqua calda, con temperatura superiore a quella di rugiada. Non si ha quindi variazione di portata di massa di vapore e quindi nemmeno di umidità specifica.

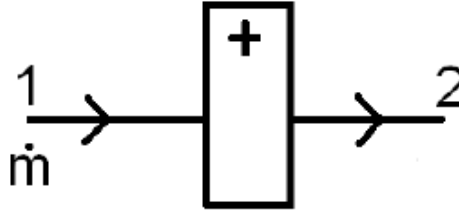


Fig. 5.23: Batteria di riscaldamento

Cambia, invece, l'umidità relativa, poichè, aumentando la temperatura, aumenya anche la quantità di vapore massima in saturazione che è possibile avere, senza che essa condensi.

Si ha quindi che $t_1 < t_2 \rightarrow m_{vs1} < m_{vs2} \rightarrow \varphi_1 < \varphi_2$.

Dal punto di vista del calore scambiato, si ha che:

$$\dot{Q}_{12} = \dot{m}(h_2 - h_1) = \dot{m}(c_{pa} + x c_{pv})(t_2 - t_1) = \dot{m} c_s (t_2 - t_1) \quad (5.58)$$

Quel calore va solamente in scambio sensibile, cioè in variazione di temperatura, senza scambi latenti. In Fig.5.24 e Fig.5.25 si possono vedere le trasformazioni nei diagrammi.

5.17.3 Raffreddamento sensibile di una portata di aria umida

In modo analogo a prima, si introduce la batteria di raffreddamento, in Fig.5.26, per poter schematizzare il processo. Anche in questo caso non si hanno variazioni delle portate di massa di vapore e di umidità specifica, ma si ha un aumento di umidità relativa, cioè $\varphi_2 > \varphi_1$. Si riporta la trasformazione dei diagrammi, in Fig.5.27 e Fig.5.28.

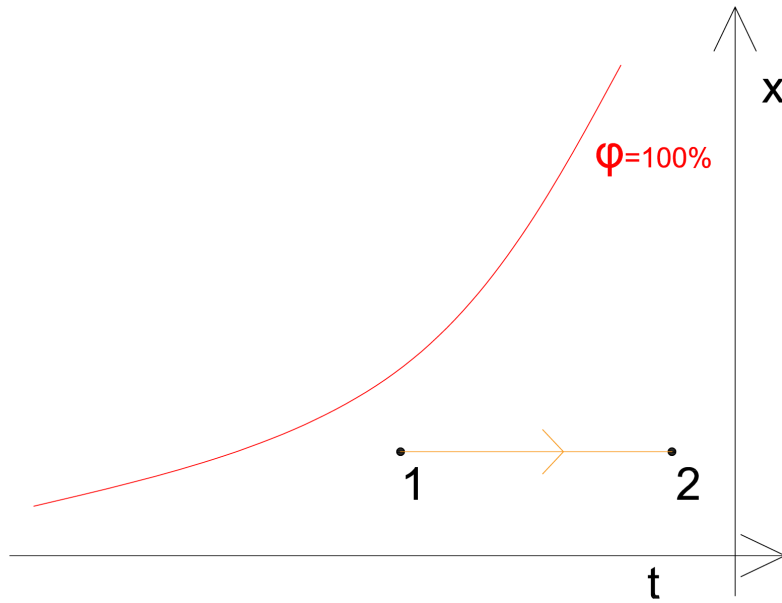


Fig. 5.24: Riscaldamento sensibile di una portata di aria umida, Diagramma Carrier

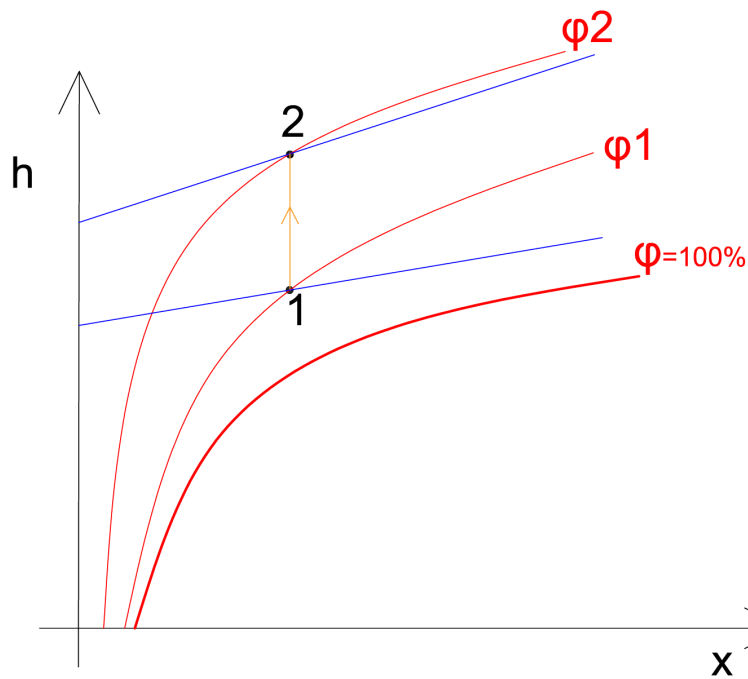


Fig. 5.25: Riscaldamento sensibile di una portata di aria umida, Diagramma di Mollier

Il calore scambiato diventa:

$$\dot{Q}_{12} = \dot{m}(h_1 - h_2) = \dot{m}(c_{pa} + xc_{pv})(t_1 - t_2) = \dot{m}c_s(t_1 - t_2) \quad (5.59)$$

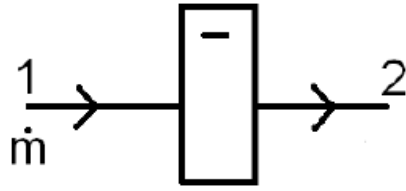


Fig. 5.26: Batteria di raffreddamento

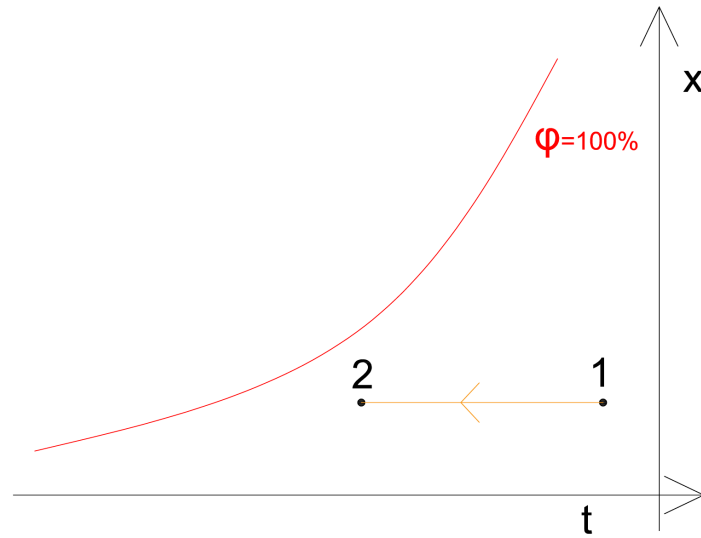


Fig. 5.27: Raffreddamento sensibile di una portata di aria umida, Diagramma Carrier

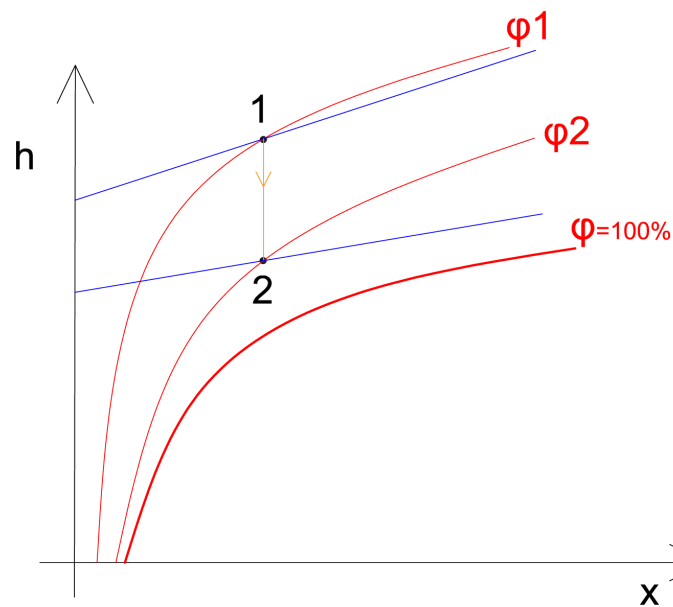


Fig. 5.28: Raffreddamento sensibile di una portata di aria umida, Diagramma di Mollier

5.17.4 Raffreddamento con deumidificazione

È un raffreddamento sia sensibile che con deumidificazione, si ha quindi un cambio di umidità specifica. La rappresentazione teorica è riportata in Fig.5.29. La temperatura della batteria di raffreddamento, in questo caso, è inferiore alla temperatura di rugiada. La batteria è idealmente assunta infinitamente grande.

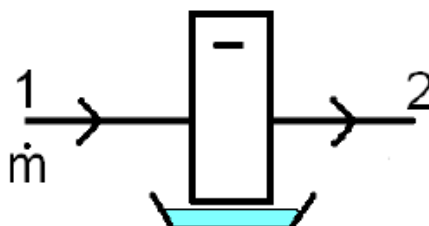


Fig. 5.29: Raffreddamento con deumidificazione teorico

Il processo si può immaginare diviso in due parti: una prima fase di raffreddamento fino alla curva limite, senza variazione di umidità specifica, e una seconda fase in cui si segue la curva limite, fino alla temperatura della superficie della batteria. Questo processo, illustrato in arancione nelle Fig.5.30 e Fig.5.31 è però non realizzabile nella pratica.

Questa trasformazione implica, quindi:

- $t_{sup} < t_{R1}$
- $x_2 < x_1$

L'umidità specifica, infatti, diminuisce a causa del raffreddamento con deumidificazione. Se si pensa il processo diviso in due fasi (linee tratteggiate delle Fig.5.30 e Fig.5.31), si può dividere lo scambio di calore in due apporti: uno latente e uno sensibile. Lo scambio latente va da 1 a 3, dove 3 è un punto fittizio di comodo, per poter separare i due apporti. È uno scambio latente in quanto non avviene alcuna variazione di temperatura, ma cambia l'umidità specifica. Da 3 ad S, invece, si ha lo scambio sensibile, in quanto si ha puramente una variazione di temperatura, a umidità specifica costante.

È possibile separare, quindi, il calore complessivamente ceduto in una parte sensibile e una latente anche con la formulazione:

$$\dot{Q}_t = \dot{Q}_s + \dot{Q}_l = (h_s - h_1)\dot{m} + (\dot{m}_l h_l) \quad (5.60)$$

L'ultimo termine è tra parentesi perché comporta un minimo apporto alla relazione e si trascura senza commettere rilevanti imprecisioni.

Dal punto di vista pratico, però, il processo non arriva alla temperatura della superficie della batteria, ma il punto 2 si ferma prima. Si ha quindi, trascurando $(\dot{m}_l h_l)$:

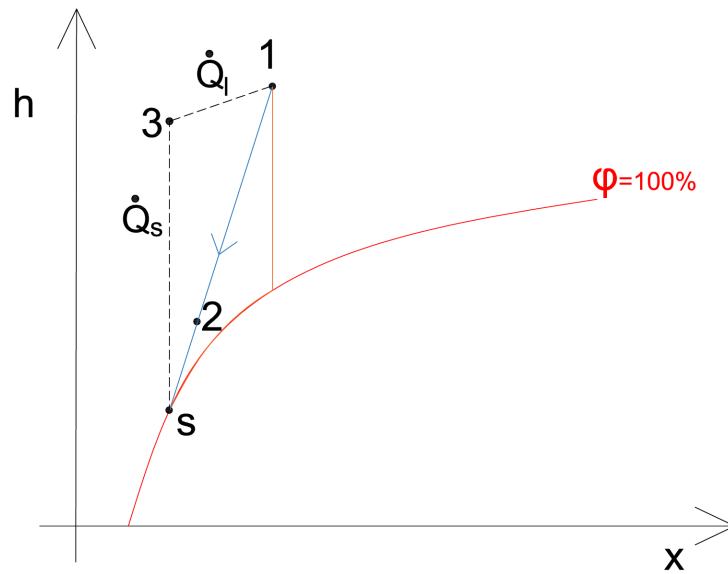


Fig. 5.30: Raffreddamento con deumidificazione, Diagramma di Mollier

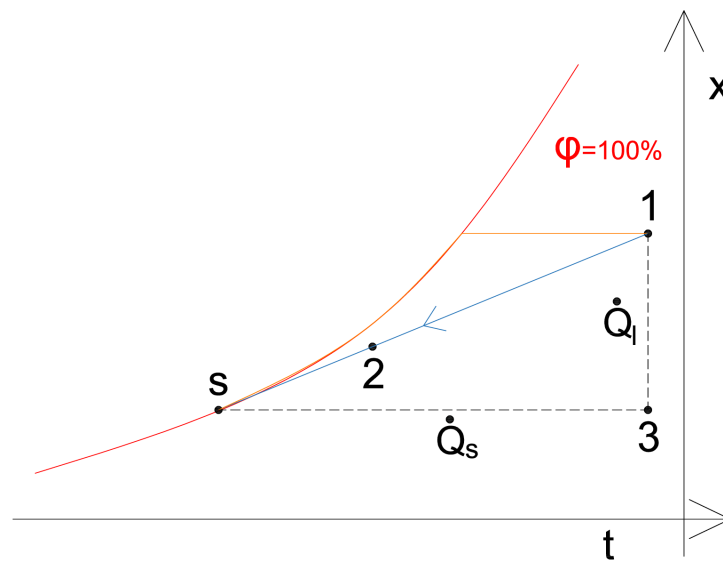


Fig. 5.31: Raffreddamento con deumidificazione, Diagramma Carrier

$$\dot{Q}_t = \dot{Q}_s + \dot{Q}_l = (h_2 - h_1)\dot{m} \quad (5.61)$$

La posizione esatta del punto 2 è determinata dal “Fattore di Bypass”. Esso è specifico per ogni batteria e viene fornito dal produttore. L’idealizzazione consiste quindi nel separare la portata in ingresso in due diversi apporti: una parte entra nella batteria e viene deumidificata con raffreddamento, mentre l’altra viene derivata, non entra nella batteria e si ricongiunge in 2 con la parte raffreddata, a valle della batteria, operando

quindi un miscelamento. Si veda uno schema in Fig.5.32. Si presti attenzione che, quando si parla di “deumidificare”, si intende una riduzione dell’umidità specifica, contrariamente a quanto si è abituati a dire nell’uso comune.

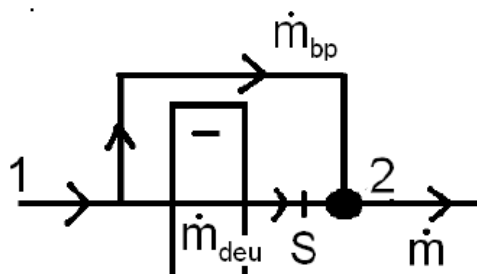


Fig. 5.32: Raffreddamento con deumidificazione con Bypass

Si può quindi scrivere il seguente bilancio:

$$\dot{m}_{a1} = \dot{m}_{BP} + \dot{m}_{deu} = \dot{m}_{a2} \quad (5.62)$$

Si consideri, in ogni caso, che la portata di massa da bypassare è molto minore rispetto a quella da deumidificare. Si è detto che 2, di fatto, rappresenta un punto di miscelazione. È infatti possibile studiare separatamente i due processi, per poi calcolare il punto finale 2 come un miscelamento delle due portate, entranti con le rispettive proprietà. Si veda lo schema in Fig.5.33.

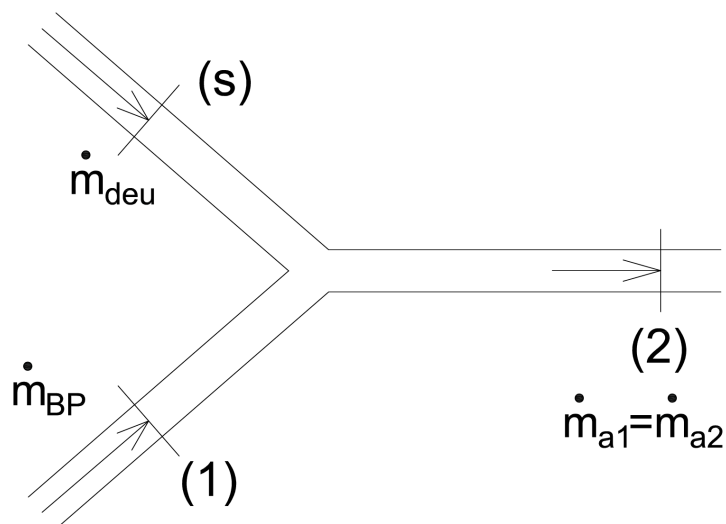


Fig. 5.33: Miscelamento delle due portate in 2

Il punto 2, nei diagrammi, si trova sempre sulla retta congiungente i punti 1 ed S, ma la sua posizione dipende dal “Fattore di Bypass”, che è possibile trovare definito in due maniere leggermente differenti tra loro:

$$F_{BP} = \frac{\dot{m}_{BP}}{\dot{m}_{deu}} = \frac{h_2 - h_s}{h_1 - h_2} \quad (5.63)$$

$$F_{BP} = \frac{\dot{m}_{BP}}{\dot{m}_a} = \frac{h_2 - h_s}{h_1 - h_s} \quad (5.64)$$

Assume un concetto simile ad un'efficienza, in quanto si va a rapportare un valore reale con un massimo teorico, non raggiungibile nella pratica. La formulazione di F_{BP} dipende dal produttore della batteria, per cui bisogna porre attenzione a come esso sia esplicitato.

5.17.5 Umidificazione dell'aria per iniezione di acqua

Si tratta, di fatto, di un saturatore adiabatico. In via teorica, una portata di aria umida, infatti, passa attraverso un saturatore, in cui viene nebulizzata acqua liquida e la portata esce, con un processo isoentalpico, in saturazione, cioè sulla curva limite.

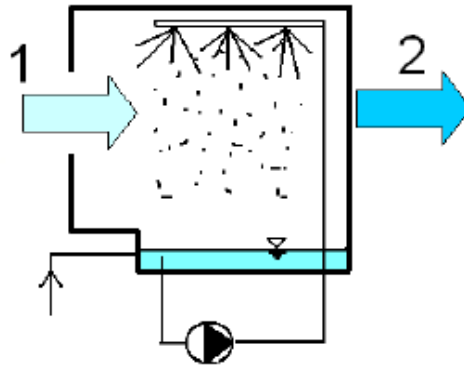


Fig. 5.34: Umidificazione dell'aria per iniezione di acqua

La saturazione, tuttavia, è un caso ideale e molto difficilmente nella pratica si riesce ad ottenerla. Si ha quindi sempre un processo isoentalpico, ma il punto finale (2) non arriva a collocarsi sulla curva limite. L'umidità specifica, ad ogni modo, aumenta, per cui si ha $x_2 > x_1$. La trasformazione si può vedere nei due diagrammi, in Fig.5.35 e in Fig.5.36.

Si introduce, in maniera analoga alla trasformazione precedente, l'introduzione di un coefficiente di prestazione, qui detto "efficienza del saturatore adiabatico", utile per definire con precisione la posizione del punto finale 2:

$$\varepsilon = \frac{x_2 - x_1}{x_s - x_1} = \frac{t_1 - t_2}{t_1 - t_s} \quad (5.65)$$

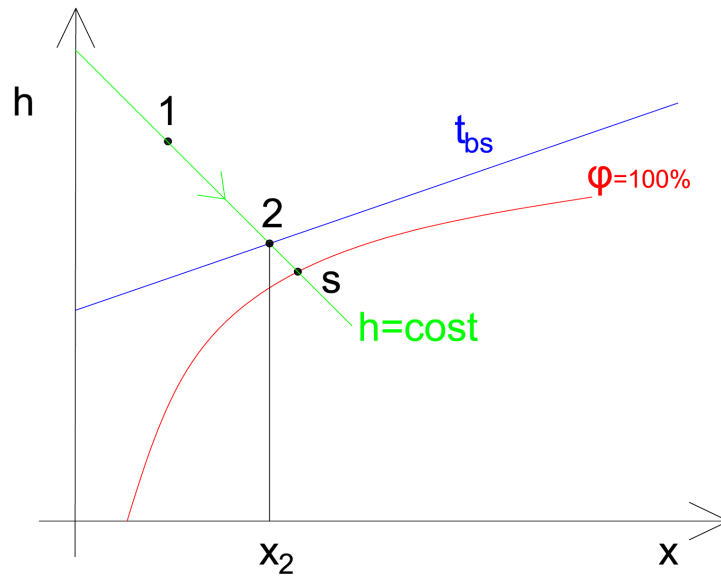


Fig. 5.35: Umidificazione dell'aria per iniezione di acqua, Diagramma di Mollier

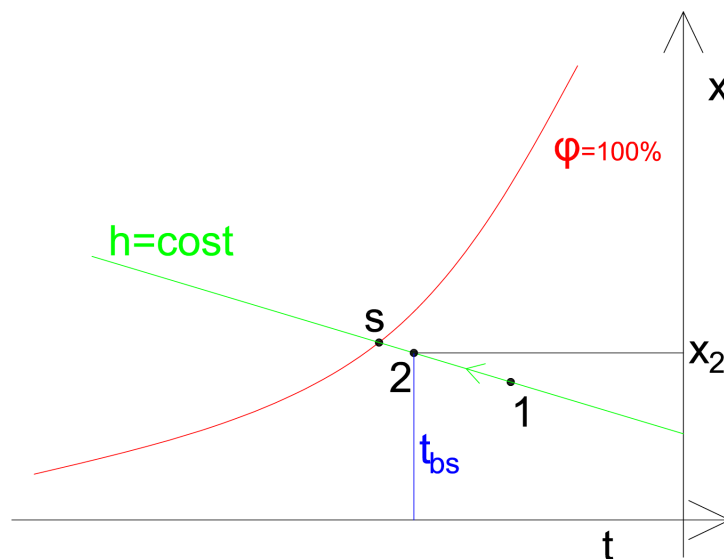


Fig. 5.36: Umidificazione dell'aria per iniezione di acqua, Diagramma Carrier

5.17.6 Umidificazione dell'aria per iniezione di vapore

Questa trasformazione, da un punto di vista operativo, si fa molto raramente. Consiste nell'iniezione all'interno della portata di aria umida, di una portata di vapore. Si inietta, quindi, acqua direttamente nell'aria umida, già in fase vapore.

Si realizza, quindi, una saturazione adiabatica che dovrebbe modificare, se il saturatore fosse costruito alla perfezione, senza modificare la temperatura di bulbo secco, senza scambi di calore sensibile, comportando quindi esclusivamente scambi di calore latente.

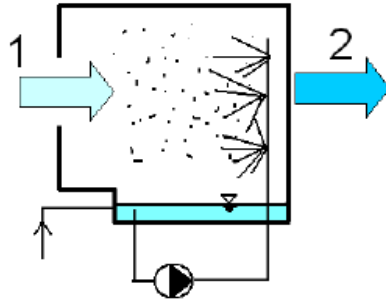


Fig. 5.37: Umidificazione dell'aria per iniezione di vapore

Per questa trasformazione è possibile scrivere le seguenti relazioni:

$$\frac{\Delta h}{\Delta x} = \frac{h_2 - h_1}{x_2 - x_1} = h_v \quad (5.66)$$

$$\dot{m}_a h_1 + \dot{m}_v h_v = \dot{m}_a h_2 \quad (5.67)$$

$$\dot{m}_a x_1 + \dot{m}_v = \dot{m}_a x_2 \quad (5.68)$$

Questo processo, infatti, non è isoentalpico, per cui è stato possibile scrivere un bilancio in termini di entalpia.

6 || Impianti di condizionamento

Si consideri un locale da climatizzare al cui interno ci sia almeno un essere umano. Si deve climatizzare sia dal punto di vista della percezione, sia perchè esso respira, suda e in generale scambia calore. Il locale è soggetto a carichi termici, complessivamente racchiusi nella potenza termica $\dot{Q}_{tot}$, che in generale possono essere calcolati. La potenza termica complessiva considera tutte le casistiche possibili in cui avviene uno scambio di calore, che può essere sia latente che sensibile.

Il locale separa un ambiente interno da uno esterno e questi due, in generale, avranno differenti umidità relativa, temperatura e umidità specifica. Ciò è da tenere in considerazione, in quanto si ha nella quasi totalità dei casi un ingresso di aria dall'ambiente esterno, che sia esso accidentale o intenzionale. Questo ingresso porta delle modifiche alle caratteristiche interne, che vanno considerate nell'ottica della climatizzazione. Si ha:

$$\dot{Q}_{tot} = \dot{Q}_{sens} + \dot{Q}_{lat} \quad (6.1)$$

Le potenze termiche vanno inserite nella relazione facendo attenzione al loro segno, poichè possono essere sia entranti (cioè positive), che uscenti (cioè negative). Il calore latente, nella maggior parte dei casi, è da smaltire, mentre quello sensibile può essere entrante o uscente, a seconda della situazione.

Lo scopo del condizionamento è decidere le condizioni di progetto, cioè quali siano le caratteristiche da far permanere nel locale. Tipicamente, nel caso invernale si ha $t = 20\text{ °C}$ e $\varphi = 50\%$, mentre nel caso estivo $t = 26\text{ °C}$ e $\varphi = 50\%$. I tre apporti di calore (totale, sensibile e latente) sono raffigurati, rispettivamente, dalla differenza di entalpia, dalla differenza di temperatura, dalla differenza di umidità specifica e dalla portata di massa di vapore. Le condizioni di progetto interne devono essere decise sulla base dei seguenti parametri:

1. metabolismo umano delle persone
2. abbigliamento
3. temperatura di bulbo secco, di bulbo bagnato e media radiante
4. umidità relativa (collegata al metabolismo)
5. velocità dell'aria

6. rinnovo dell'aria ai fini della pulizia

I sistemi di condizionamento affrontati sono di 4 tipi:

- impianti a tutta aria
- impianti a sola acqua
- impianti misti
- sistemi a singola unità

Con il primo e il terzo è possibile raggiungere le condizioni di progetto, mentre con il secondo e il quarto è difficile riuscire a soddisfare simultaneamente tutte le richieste.

6.1 || Tipologie di impianti

6.1.1 Impianti a tutta aria

Come dice il nome, in questo impianto si utilizza solo l'aria per condizionare il locale. Si definisce un punto ambiente, si introduce aria da un punto di immissione. È poi possibile recuperare l'aria, decidendo come riutilizzarla. Si veda lo schema in Fig.6.1. MTA è la macchina di trattamento dell'aria, M è il punto di miscela, I è l'aria in condizioni di ingresso, R è il recupero e rinnovo, A è l'ambiente da condizionare, E sono le condizioni esterne. La MTA di solito necessita di un'altra macchina che produca acqua calda o fredda, a seconda delle esigenze.

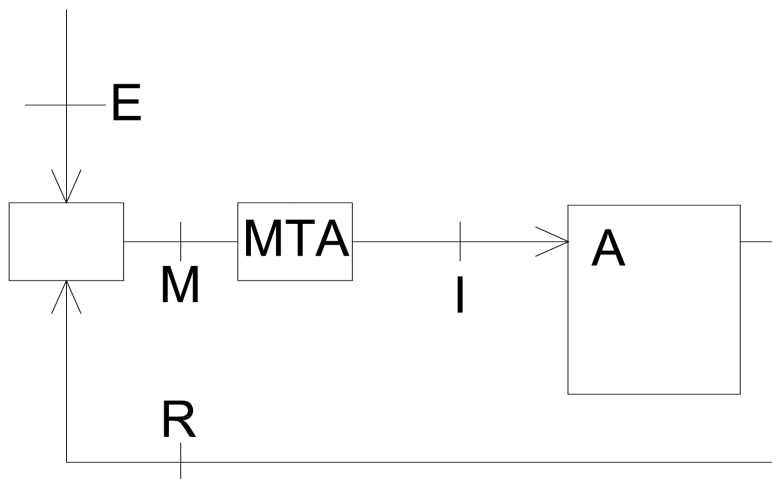


Fig. 6.1: Schema di impianto a tutta aria

6.1.2 Impianti misti

Si hanno due macchine che producono due portate, una di acqua e una di aria. L'aria viene detta "primaria", in quanto, oltre a condizionare, svolge tutte le funzioni di pulizia, ricambio di aria e ossigeno ecc. Essa, infatti, controlla anche l'umidità. L'acqua, calda o fredda, va invece ad alimentare e completare il condizionamento, controllando la temperatura. Si veda lo schema in Fig.6.2.



Fig. 6.2: Schema di impianto misto

6.1.3 Impianti a sola acqua

Il condizionamento avviene utilizzando solo l'acqua. L'unità separata all'interno si deve occupare sia del condizionamento della temperatura che dell'umidità. L'aria di rinnovo viene immessa attraverso le infiltrazioni, cioè porte e finestre, dall'esterno. Non si può controllare in maniera diretta. Si veda lo schema in Fig.6.3.



Fig. 6.3: Schema di impianto a sola acqua

6.1.4 Impianti a fluido

In questi impianti viene utilizzato un fluido frigorifero, all'interno di una macchina splitter, che condensa o evapora, a seconda che si voglia riscaldare o raffreddare il locale. Il vantaggio è di avere un impianto semplice, lo svantaggio è che deve gestire i tre carichi termici e controllare la portata di aria di rinnovo. Anche in questo caso si utilizza l'aria proveniente dall'esterno per il rinnovo. Si veda lo schema in Fig.6.4.

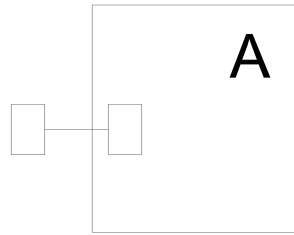


Fig. 6.4: Schema di impianto a fluido

6.2 || Definizione dei parametri di condizionamento

Si decidono, di solito, la temperatura e l'umidità relativa dell'ambiente da condizionare. Con esse, poi, si trovano tutti gli altri parametri.

Tipicamente, nel caso invernale si ha $t = 20 \div 21$ °C e $\varphi = 50\%$, mentre nel caso estivo $t = 26$ °C e $\varphi = 50\%$.

Si devono quindi considerare:

- Area di rinnovo: il numero di rinnovi può essere fatto in base al volume del locale oppure in base alle persone che è previsto che lo frequentino.
- Condizioni esterne: temperatura e umidità relativa esterne
- Involucro edilizio: trasmittanza dell'edificio
- Persone nel locale: quante sono e il tipo di attività svolta per definire i carichi interni
- Uso del locale: per definire i carichi interni
- Scelta della macchina: si sceglie il fluido da utilizzare

Si deve essere in grado di stimare il carico sensibile e quello latente, in modo da ottenere la sollecitazione a cui è sottoposto il locale. Si ha che il carico sensibile è dato da $\dot{Q}_s = \sum_i \dot{Q}_{si}$ e quello latente $\dot{Q}_l = \sum_i \dot{m}_{vi} h_v(t_a)$.

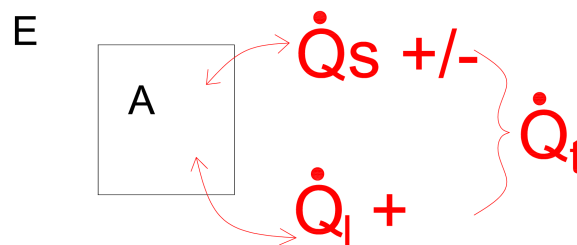


Fig. 6.5: Carichi termici

Si consideri ora un impianto a tutta aria. Esso deve controllare e bilanciare i carichi sensibili e latenti.

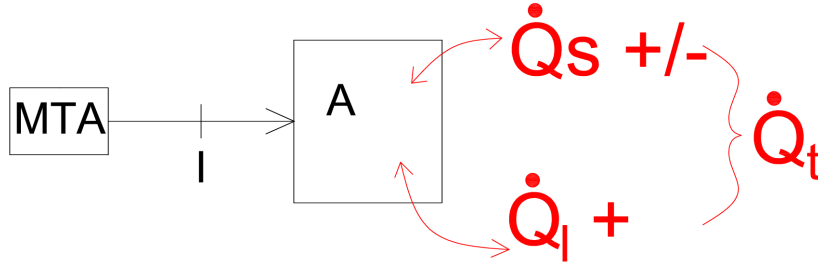


Fig. 6.6: Carichi termici, impianto a tutta aria

Il carico totale si ottiene come una differenza di entalpia:

$$\dot{Q}_t = \dot{Q}_s + \dot{Q}_l = \sum_i \dot{Q}_{si} + \sum_i \dot{m}_{vi} h_v(t_a) = \dot{m}(h_A - h_I) \quad (6.2)$$

$$\sum_i \dot{m}_{vi} = \dot{m}(x_A - x_I) \quad (6.3)$$

Una macchina deve quindi garantire:

$$\dot{Q}_t = \dot{m}(h_A - h_I) \quad (6.4)$$

$$\dot{Q}_s = \dot{m}_a \bar{c}_p (t_I - t_A) \quad (6.5)$$

$$\sum_i \dot{m}_{vi} = \dot{m}_a r_0 (x_A - x_I) \quad (6.6)$$

Si fissa I e in base a $\Delta x, \Delta t$ e Δh si vanno a bilanciare i flussi termici. In quelle 3 formule, oltre ai Δ , si ha la presenza in tutte di $\dot{m}_A$. La questione del condizionamento, a causa di ciò, è complicata da verificarsi, poichè non è possibile controllare separatamente i flussi sensibili e latenti, ma facendone variare uno, si modifica anche l'altro.

L'equilibrio viene risolto in modo diverso per i due diagrammi, per questioni grafiche. Per Mollier si ha:

$$\frac{\dot{Q}_t}{\sum \dot{m}_v} = \frac{h_A - h_I}{x_A - x_I} \quad (6.7)$$

Per il Carrier si ha:

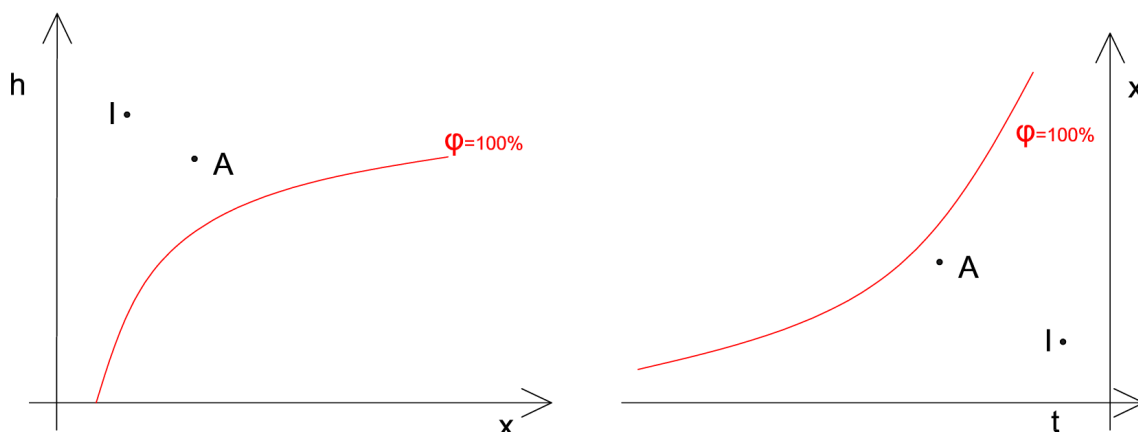


Fig. 6.7: Condizioni di ingresso e del locale nel diagramma di Mollier (sinistra) e Carrier (destra)

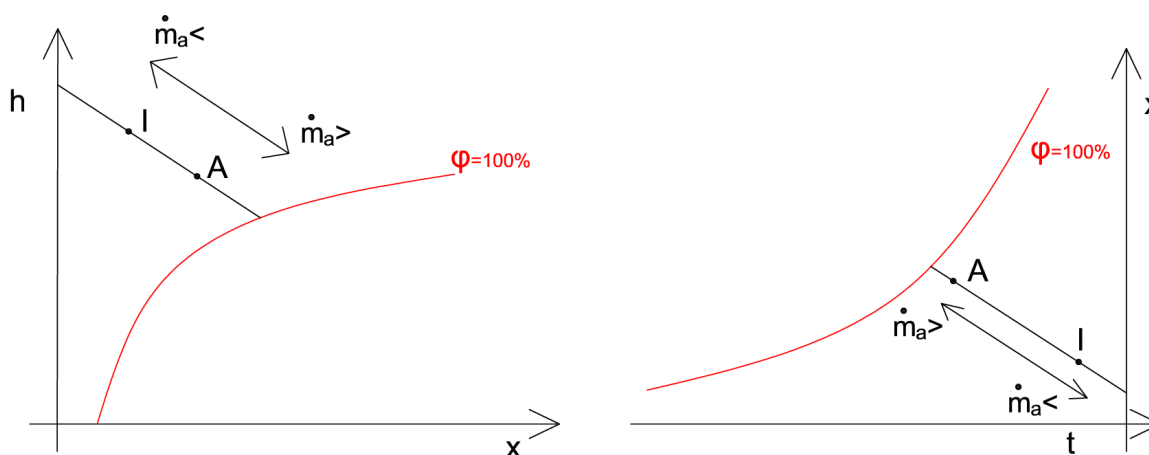


Fig. 6.8: Condizioni di ingresso e del locale nel diagramma di Mollier (sinistra) e Carrier (destra)

$$\frac{\dot{Q}_s}{\dot{Q}_t} = \frac{\bar{c}_p(t_I - t_I)}{h_A - h_I} \quad (6.8)$$

I parametri definiscono la pendenza della retta ambiente. Siccome si hanno infiniti punti di immissione, facendo variare $\dot{m}_a$, ci si muove sulla retta ambiente. La pendenza non si può cambiare perché i parametri sono fissati.

A seconda della situazione in cui ci si trova, il punto I assumerà posizioni diverse nei confronti di A. Sono individuabili degli spicchi nei diagrammi, definiti attraverso le rette isoentapliche, isoterme e isotitolo. Si vedano le Fig.6.9 e Fig.6.10. Nel diagramma di Mollier, si ricordi che l'asse delle entalpie è inclinato di 45° , per cui si deve tenere questo aspetto quando si utilizza il parametro ad esso relativo. Nel diagramma Carrier si ha un'ulteriore complicazione. Il parametro utilizzato per esso, infatti, presenta il carico totale a denominatore. Esso potrebbe anche essere nullo, condizione rara ma non

impossibile. Si segnala anche la presenza del goniometro, la cui pendenza relativa a ∞ è proprio relativa al caso per cui il carico totale sia nullo, cioè quando ci si stia muovendo su una isoentalpica. Il fatto che il carico complessivo sia nullo, ad ogni modo, non significa necessariamente che non si debba operare alcun condizionamento.

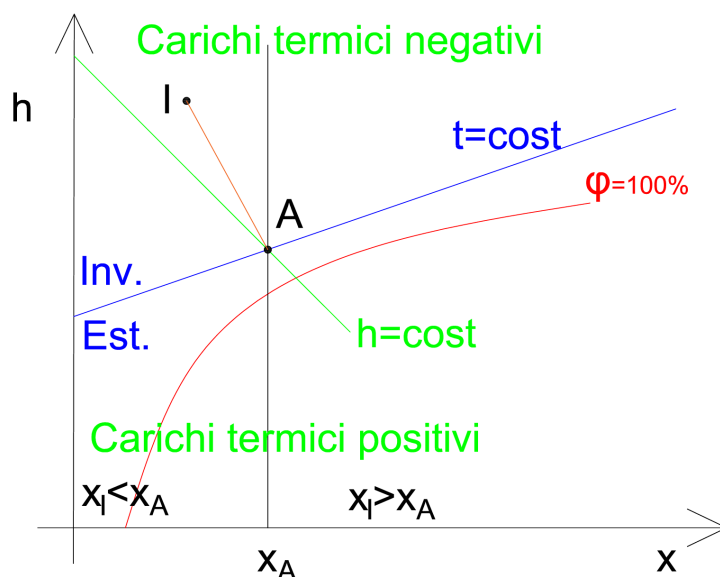


Fig. 6.9: Spicchi possibili a seconda dei casi nel diagramma di Mollier

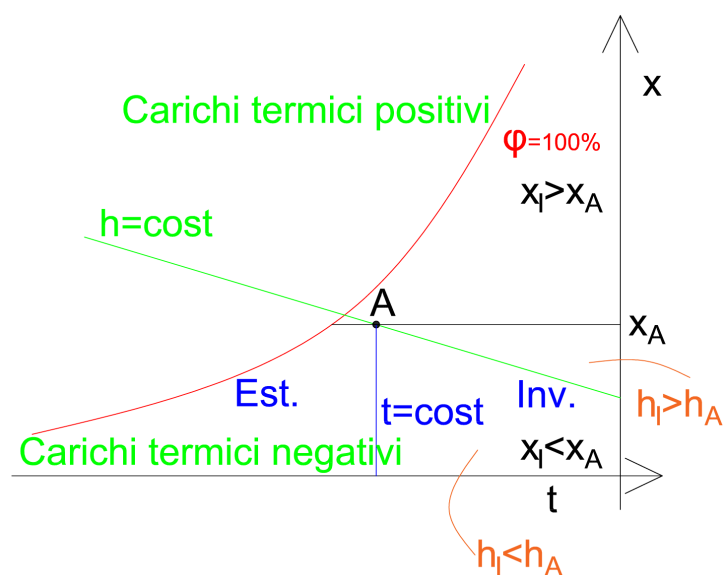


Fig. 6.10: Spicchi possibili a seconda dei casi nel diagramma Carrier

6.3 || Caso estivo

Esso corrisponde alla situazione più semplice, in quanto si ha che sia il flusso termico sensibile che quello latente sono positivi, cioè entranti nel sistema, per cui anche il carico totale è positivo. In questo caso si deve raffreddare e deumidificare, complessivamente togliendo entalpia.

Si ha, infatti, $t_I < t_A$, $x_I < x_A$ e $h_I < h_A$.

6.4 || Caso invernale

In questo caso si ha che il calore latente è positivo, ma il calore sensibile può essere sia positivo che negativo, a seconda della situazione. Il carico totale, quindi può essere positivo, negativo o anche nullo, complicando il problema rispetto al caso estivo.

Si ha infatti che $x_I < x_A$, $t_I \leq t_A$, anche se è più frequente il caso di $t_I > t_A$. Tuttavia, non si può dire a priori se $h_I \leq h_A$.

6.5 || Condizionamento con impianto a tutta aria

La variabile su cui agire per il condizionamento è la portata di massa, essa tuttavia dipende dalla velocità dell'aria ($u_A \leq 0,10$) m/s, dal fatto che $\dot{m}_A > \dot{m}_R$ e dalla scelta economica.

Dal punto di vista della temperatura, nel caso estivo si ha che, per garantire il benessere umano, la differenza $t_A - t_I = 7 \div 13$ °C, altrimenti risulterebbe eccessivamente fastidiosa. Nel caso invernale, si ha invece: $t_A - t_I = 12 \div 20$ °C, poichè l'aria calda risulta generalmente meno spiacevole per l'uomo rispetto a quella fredda.

Si consideri la macchina nel caso invernale:

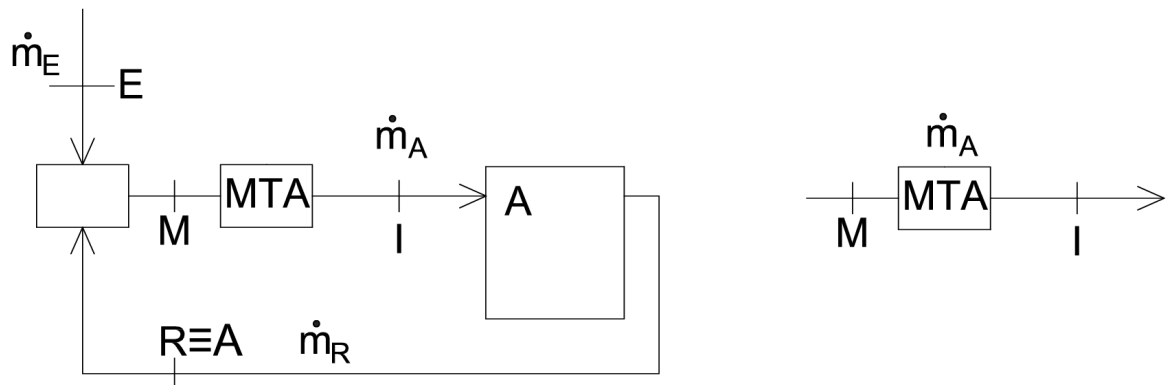


Fig. 6.11: Macchina nel caso invernale

Il punto M, nei diagrammi, si trova come indicato nella Fig.6.12. Lo scopo è quello di andare da M ad I con il minor numero di processi possibili, tra quelli consentiti.

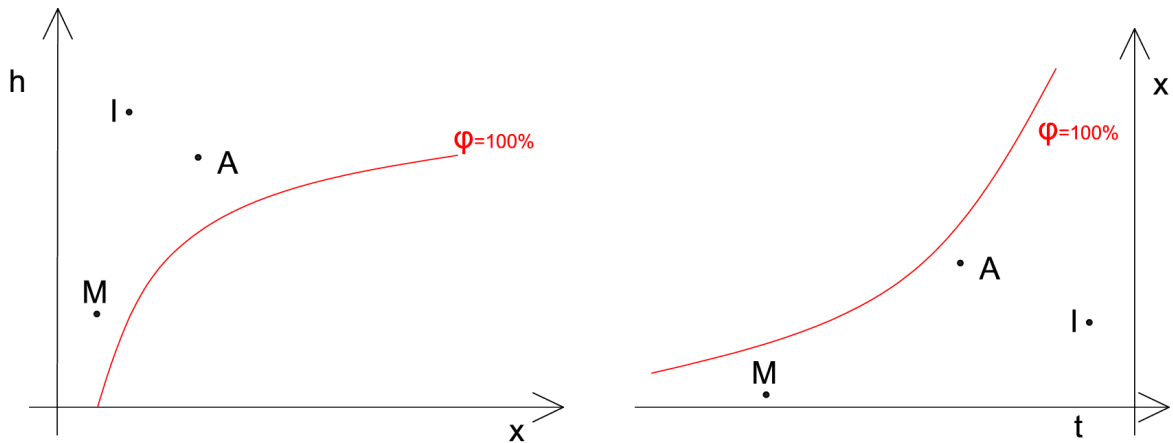


Fig. 6.12: Posizione dei punti A, M ed I nel caso invernale nel diagramma di Mollier (sinistra) e Carrier (destra)

6.5.1 Caso estivo

Nel caso estivo, come detto prima, si hanno solo flussi termici positivi, per cui $\dot{Q}_s > 0$, $\dot{Q}_l > 0$, e $\dot{Q}_t > 0$. Lo schema di impianto a tutta aria nel caso estivo è rappresentato, in maniera semplificata, in Fig.6.13. In Fig.6.14 sono rappresentati i diagrammi con le rette che collegano i vari punti del sistema.

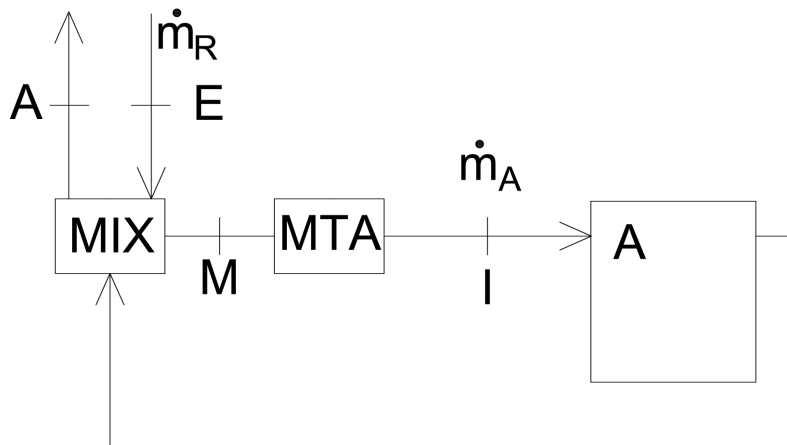


Fig. 6.13: Schema di impianto a tutta aria nel caso estivo

L'obiettivo è andare dal punto M, cioè quello in seguito alla miscelazione, al punto I di immissione, utilizzando il minor numero possibile di trasformazioni tra le seguenti: riscaldamento/raffreddamento sensibile, raffreddamento con deumidificazione e umidificazione con saturatore adiabatico. Si risolve con un primo raffreddamento con deumidificazione (M-1), in una batteria fredda, e un successivo riscaldamento sensibile (1-I). Le trasformazioni si vedono in blu in Fig.6.15.

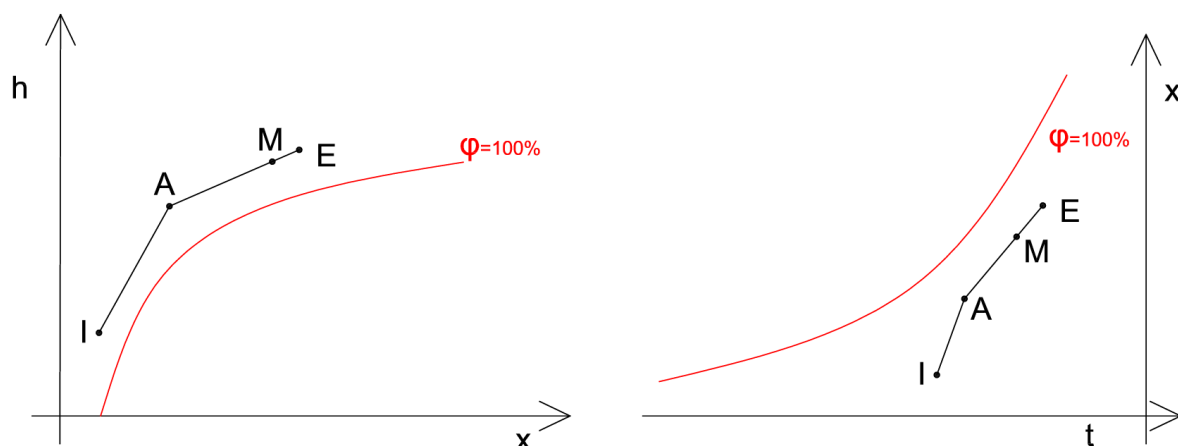


Fig. 6.14: Posizione dei punti A, M, E ed I nel caso estivo nel diagramma di Mollier (sinistra) e Carrier (destra)

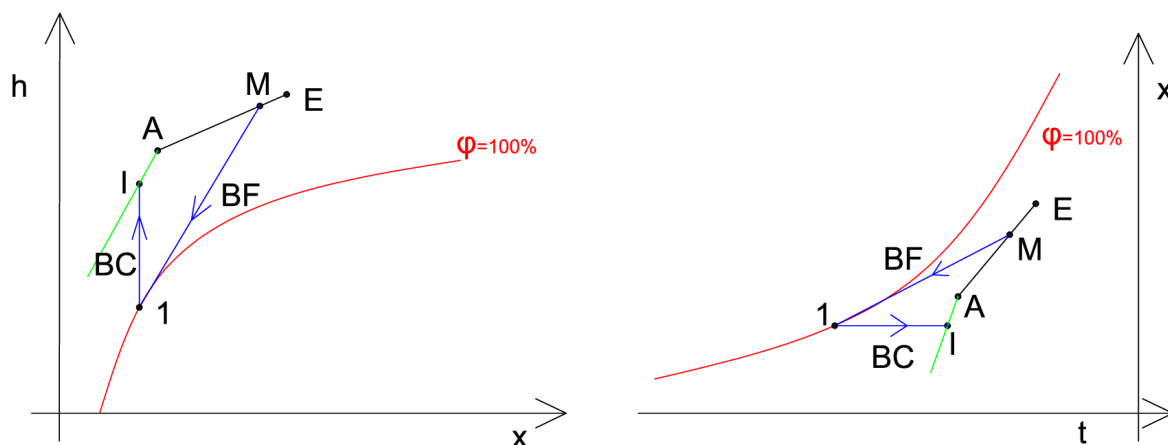


Fig. 6.15: Trasformazioni nel caso estivo nel diagramma di Mollier (sinistra) e Carrier (destra)

La macchina per il trattamento dell'aria, che consente di avere quelle due trasformazioni, è costituita da una batteria fredda, una batteria calda e un ventilatore finale, con l'unico scopo di muovere l'aria e compensare le perdite di carico che avvengono nei condotti. Si veda lo schema in Fig.6.16.

Il miscelatore presenta la portata di ricircolo e la portata proveniente dall'esterno, che uguaglia quella di espulsione, in ingresso. In uscita si ha invece la portata complessiva da immettere nel locale da climatizzare. Si veda uno schema in Fig.6.17. Per esso si può anche scrivere:

$$\frac{\dot{m}_R}{\dot{m}_{RIC}} = \frac{\dot{m}_R}{\dot{m}_a - \dot{m}_R} = \frac{h_M - h_A}{h_t - h_M} \quad (6.9)$$

Per cui è possibile calcolare tutte le grandezze relative al punto M.

Si opera ora un bilancio sulla batteria fredda:

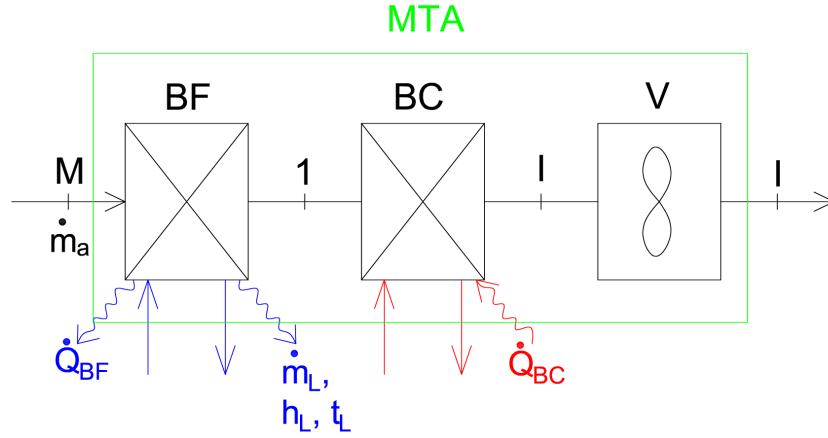


Fig. 6.16: Schema della macchina per il trattamento dell'aria

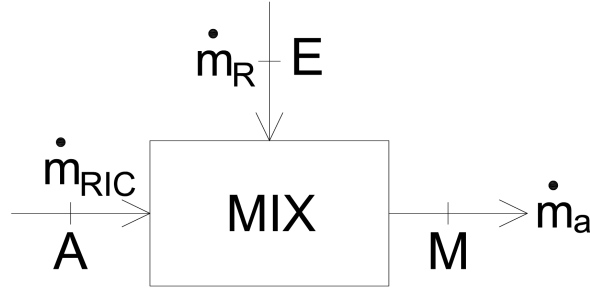


Fig. 6.17: Miselatore

$$\dot{m}_a h_M = \dot{m}_a h_1 + \dot{Q}_{BF} - \dot{m}_L h_L \quad (6.10)$$

La parte relativa all'apporto latente, tuttavia, è trascurabile, per cui, isolando il calore negativo in uscita relativo alla batteria fredda, si ottiene:

$$\dot{Q}_{BF}^- = \dot{m}_a (h_M - h_1) \quad (6.11)$$

In modo analogo, per la batteria calda si ha:

$$\dot{m}_a h_1 + \dot{Q}_{BC} = \dot{m}_a h_I \quad (6.12)$$

Quindi:

$$\dot{Q}_{BC} = \dot{m}_a (h_I - h_1) \simeq \dot{m}_a \bar{c}_p (t_I - t_1) \quad (6.13)$$

Ad ogni modo, com'è intuibile, dato che si sta analizzando il caso di condizionamento estivo, il flusso termico della batteria fredda è, in modulo, molto maggiore rispetto a quello della batteria calda.

$$|\dot{Q}_{BC}| \ll |\dot{Q}_{BF}| \quad (6.14)$$

Per quanto riguarda la portata di massa, sono possibili le seguenti situazioni:

- $\dot{m}_a < \dot{m}_R$, non è una condizione accettabile
- $\dot{m}_a = \dot{m}_R$, si ha quindi solo aria esterna, senza ricircolo
- $\dot{m}_a > \dot{m}_R$, si ha un ricircolo di aria interna, per cui si ha $\dot{m}_a = \dot{m}_{RIC} + \dot{m}_R$

La terza condizione è quella più frequente, poichè grazie al ricircolo si ha una parte di portata di massa già ad una temperatura bassa, non si deve quindi raffreddare l'intera portata in ingresso. La condizione 2 garantisce una migliore pulizia dell'aria, ma è peggiore dal punto di vista della richiesta energetica e da quello economico, si utilizza quando ne valga la pena.

Si può anche operare un bilancio complessivo sull'edificio, utilizzando lo schema in Fig.6.18.

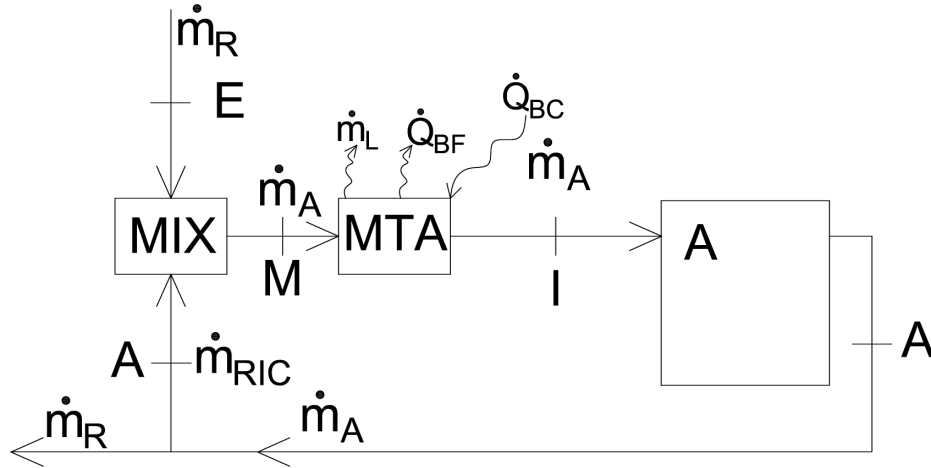


Fig. 6.18: Schema per il bilancio dell'edificio

Si può scrivere:

$$\dot{m}_R h_E + \dot{Q}_t + \dot{Q}_{BC} = \dot{Q}_{BF} + \dot{m}_R h_A + \dot{m}_L h_L \quad (6.15)$$

Si può trascurare l'apporto latente ed isolando il flusso termico relativo alla batteria fredda, si ha:

$$\dot{Q}_{BF} = \dot{m}_R(h_E - h_A) + \dot{Q}_t + \dot{Q}_{BC} \quad (6.16)$$

Si può rinominare la quantità $\dot{m}_R(h_E - h_A)$ come flusso termico di rinnovo, ottenendo:

$$\dot{Q}_{BF} = \dot{Q}_{RIN} + \dot{Q}_t + \dot{Q}_{BC} \quad (6.17)$$

I flussi termici possono essere divisi per la portata di massa in ingresso, in modo da ottenere i corrispondenti salti entalpici:

$$\frac{\dot{Q}_{BF}}{\dot{m}_a} = h_M - h_1 \quad (6.18)$$

$$\frac{\dot{Q}_{BC}}{\dot{m}_a} = h_I - h_1 \quad (6.19)$$

$$\frac{\dot{Q}_t}{\dot{m}_a} = h_A - h_I \quad (6.20)$$

$$\frac{\dot{Q}_{RIN}}{\dot{m}_a} = h_M - h_A \quad (6.21)$$

Il salto entalpico del flusso termico di rinnovo è stato ottenuto attraverso le seguenti considerazioni:

$$\dot{Q}_{RIN} = \dot{m}_R(h_E - h_A) \quad (6.22)$$

$$\frac{\dot{m}_R}{\dot{m}_a} = \frac{h_M - h_A}{h_E - h_A} \rightarrow \dot{Q}_{RIN} = \dot{m}_a(h_M - h_A) \quad (6.23)$$

I contributi dati dai salti entalpici sono visibili anche nei due duagrammi, rappresentati in Fig.6.19.

6.5.2 Caso invernale

Il caso invernale è più complicato di quello estivo, in quanto il calore latente è sempre positivo, ma il calore sensibile può essere positivo o negativo, per cui il carico totale può essere positivo, negativo o anche nullo. Nel caso in cui esso sia nullo, tuttavia, non è automatico che non si debba provvedere comunque ad un condizionamento. La situazione più frequente, comunque, è quella in cui il carico sensibile sia negativo.

Si ha quindi, solitamente, che $x_I < x_A$, $t_I > t_A$ e $h_I > h_A$. L'obiettivo è sempre quello di passare dal punto di miscela M a quello di immissione I. Si possono avere due diverse soluzioni.

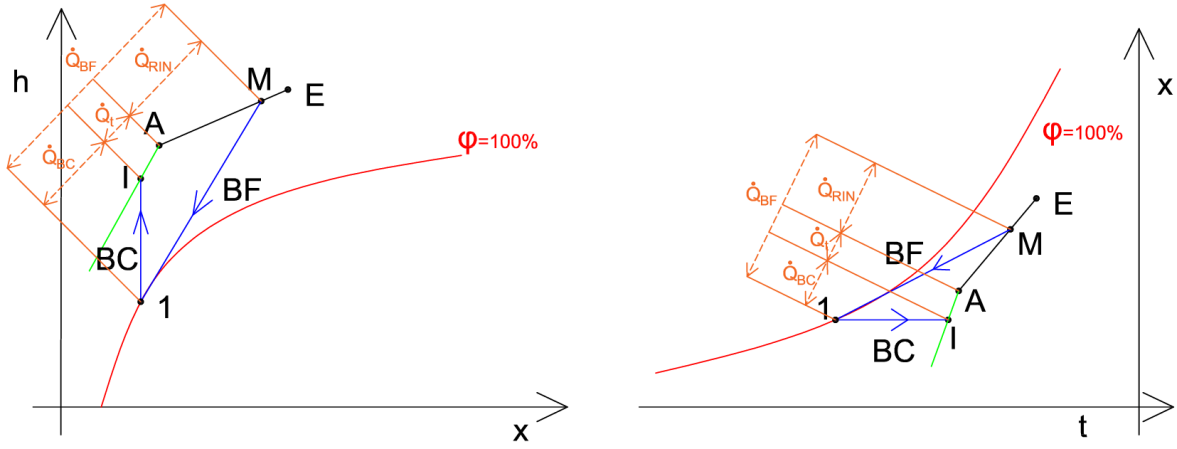


Fig. 6.19: Contributi dei flussi termici nel diagramma di Mollier (sinistra) e Carrier (destra)

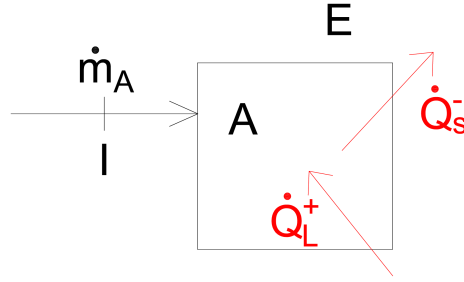


Fig. 6.20: Carico sensibile e latente nel caso invernale

3 trasformazioni con saturatore adiabatico

La prima opzione prevede l'utilizzo di un riscaldamento sensibile (M-1), una saturazione adiabatica con acqua liquida (1-2) e un ultimo riscaldamento sensibile (2-I). La macchina per il trattamento dell'aria prevede un ventilatore finale, ma esso dà un apporto energetico trascurabile. I riscaldamenti sensibili sono a umidità specifica costante, mentre la saturazione adiabatica segue l'isoentalpica. Si vedano in Fig. 6.21 le trasformazioni nei due diagrammi. In Fig. 6.22 è rappresentato lo schema della MTA. In Fig. 6.23 è rappresentato lo schema di impianto.

Si possono scrivere le seguenti relazioni:

$$\dot{Q}_s = \dot{m}_a \bar{c}_p (t_I - t_A) \quad (6.24)$$

$$\dot{Q}_l = \dot{m}_a r_0 (x_A - x_I) \quad (6.25)$$

$$|\dot{Q}_s^+| = \dot{m}_a \bar{c}_p (h_I - h_A) \quad (6.26)$$

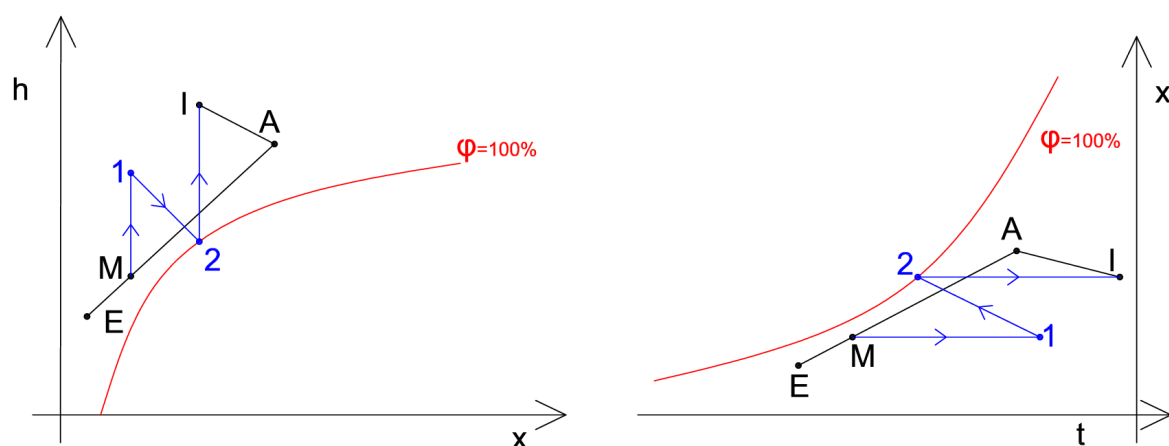


Fig. 6.21: Trasformazioni nel caso con saturatore adiabatico nel diagramma di Mollier (sinistra) e Carrier (destra)

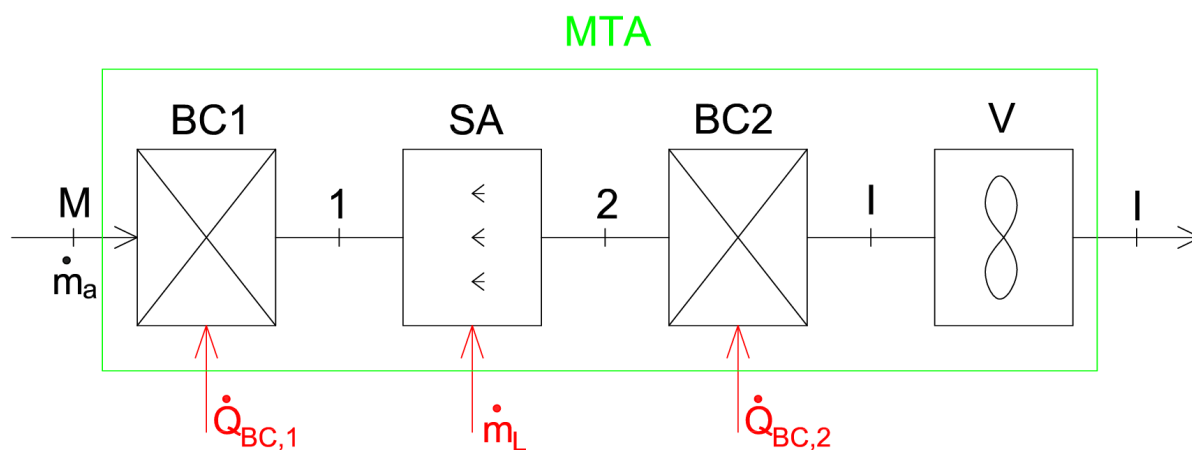


Fig. 6.22: Schema della MTA nel caso con saturatore adiabatico

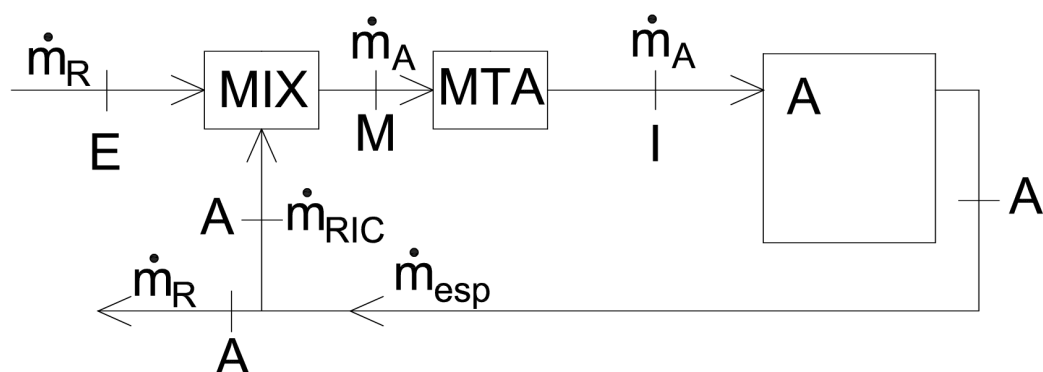


Fig. 6.23: Schema di impianto nel caso con saturatore adiabatico

La retta ambiente si può calcolare anche in questo caso per i due diversi diagrammi:

$$R_M = \frac{\Delta h}{\Delta x} = \frac{h_A - h_I}{x_A - x_I} \quad (6.27)$$

$$R_C = \frac{\Delta t}{\Delta h} = \frac{\bar{c}_p(t_A - t_I)}{h_A - h_I} \quad (6.28)$$

Ci si può quindi trovare nei seguenti casi:

- $\dot{m}_a < \dot{m}_R$: non è ammissibile e si deve prendere un altro punto di immissione
- $\dot{m}_a = \dot{m}_R$: si utilizza solo aria esterna, poichè $M=E$, dal punto di vista energetico è il caso più impegnativo e quindi anche quello più dispendioso
- $\dot{m}_a > \dot{m}_R$: è la situazione generalmente desiderata, si miscela una parte di aria esterna con una di ricircolo. Si ha quindi che $\dot{m}_{RIC} \neq 0$ e $M \neq E$.

Il flusso termico complessivo che attraversa la MTA va da M ad I, ma non è possibile effettuare un'unica trasformazione per collegare quei due punti, poichè si dovrebbe fornire sia il calore sensibile che la variazione di x , ma l'iniezione di vapore è quasi isoterma, per cui un unico processo non è fattibile. Il carico termico complessivo della MTA risulta quindi:

$$\dot{Q} = \dot{m}_a(h_I - h_M) = \dot{m}_a(h_I - h_A) + \dot{m}_a(h_A - h_M) \quad (6.29)$$

$$h_M = \frac{(\dot{m}_a - \dot{m}_R)h_A + \dot{m}_R h_E}{\dot{m}_a} \quad (6.30)$$

$$\begin{aligned} \dot{Q} &= \dot{Q}_t + \dot{m}_a \left[h_A - \frac{(\dot{m}_a - \dot{m}_R)h_A + \dot{m}_R h_E}{\dot{m}_a} \right] \\ &= \dot{Q}_t + (\dot{m}_R h_A - \dot{m}_R h_E) \\ &= \dot{Q}_t + \dot{m}_R(h_A - h_E) \\ &= \dot{Q}_t + \dot{Q}_{RIN} \end{aligned} \quad (6.31)$$

Il locale è quindi sottoposto al suo carico più una quota di rinnovo perchè la portata esterna deve arrivare nelle condizioni ambiente. Riscrivendo le espressioni del carico sensibile e latente, si ha:

$$\dot{Q}_s = \dot{m}_a(h_1 - h_M) + \dot{m}_a(h_I - h_2) \quad (6.32)$$

$$\dot{Q}_l = \dot{m}_a r_0 (x_2 - x_1) \quad (6.33)$$

Si possono scrivere gli apporti termici delle singole trasformazioni che avvengono nella MTA. Si ricorda che l'entalpia dell'acqua liquida è trascurabile, per cui non si considera.

$$\dot{Q}_{BC,1} = \dot{m}_a (h_1 - h_M) \quad (6.34)$$

$$\dot{m}_l = \dot{m}_a (x_2 - x_1) \quad (6.35)$$

$$\dot{Q}_{BC,2} = \dot{m}_a (h_I - h_2) \quad (6.36)$$

Si riporta lo schema di impianto con i contributi termici e l'indicazione del volume di controllo su cui eseguire il bilancio energetico in Fig. 6.24.

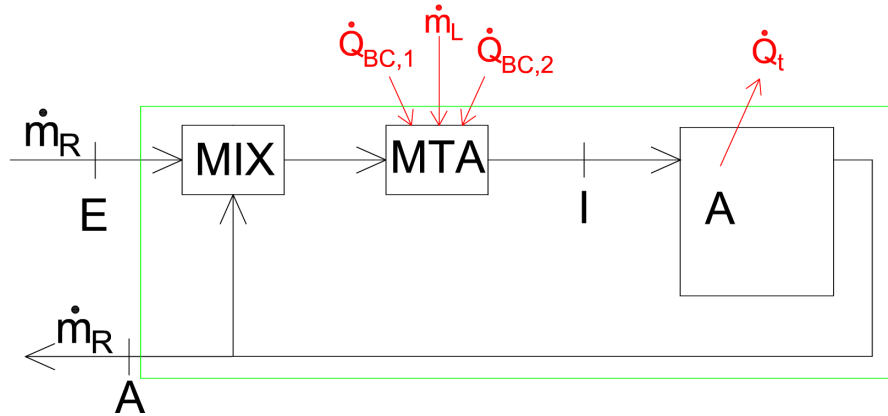


Fig. 6.24: Schema di impianto con i flussi termici

Si scrive quindi il bilancio Entrante = Uscente:

$$\dot{m}_R h_E + \dot{Q}_{BC,1} + \dot{m}_l h_l + \dot{Q}_{BC,2} = \dot{m}_R h_A + \dot{Q}_t \quad (6.37)$$

Trascurando l'entalpia dell'acqua liquida e riscrivendo, si ha:

$$\dot{Q}_{BC,1} + \dot{Q}_{BC,2} = \dot{Q}_t + \dot{m}_R (h_A - h_E) = \dot{Q}_t + \dot{Q}_{RIN} \quad (6.38)$$

Per vedere il contributo in termini entalpici di ogni apporto, si può scrivere:

$$\frac{\dot{Q}_{BC,1}}{\dot{m}_a} = h_1 - h_M \quad (6.39)$$

$$\frac{\dot{Q}_{BC,2}}{\dot{m}_a} = h_I - h_2 \quad (6.40)$$

$$\frac{\dot{Q}_t}{\dot{m}_a} = h_I - h_A \quad (6.41)$$

$$\frac{\dot{Q}_{RIN}}{\dot{m}_a} = h_A - h_M \quad (6.42)$$

Si riportano i contributi in termini entalpici nei diagrammi in Fig. 6.25.

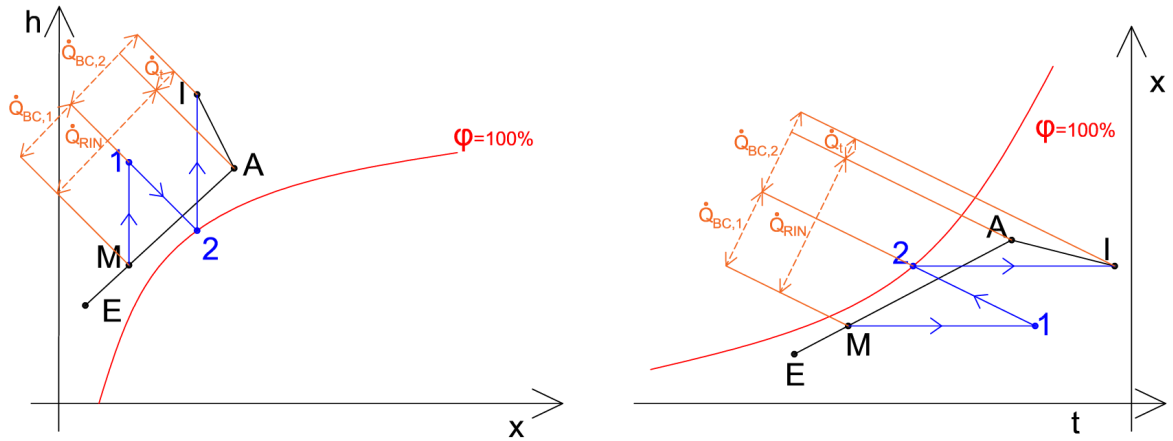


Fig. 6.25: Contributi dei flussi termici nel diagramma di Mollier (sinistra) e Carrier (destra)

Un'alternativa a questo tipo di schema è l'utilizzo di due sole trasformazioni: un riscaldamento sensibile e una saturazione adiabatica. Dal punto di vista teorico, il sistema funziona, ma operativamente è molto complicato riuscire a terminare la saturazione con acqua liquida ad una umidità specifica che non sia quella corrispondente alla saturazione. Si tratta infatti di un problema di regolazione della macchina. Si vedano le trasformazioni nel diagramma di Fig. 6.26.

2 trasformazioni con iniezione di vapore

Una alternativa operativamente funzionante al caso visto in precedenza consiste nell'utilizzare due trasformazioni: un riscaldamento sensibile e una iniezione di vapore, che corrisponde ad un processo quasi isoterma. Si riportano lo schema della MTA in Fig.

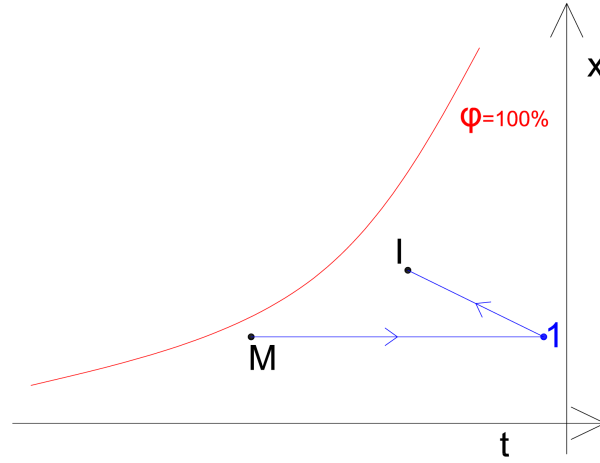


Fig. 6.26: Riscaldamento sensibile e saturazione adiabatica nel diagramma Carrier

6.27, le trasformazioni nei diagrammi in Fig. 6.28 e lo schema di impianto in Fig. 6.29. In questo caso è possibile fermare la seconda trasformazione prima della saturazione perché è più facile dosare la quantità di vapore rispetto all'acqua liquida di saturazione adiabatica. La miscelazione con vapore, come detto prima, è un processo quasi isoterma. Il vapore, in questo caso, è surriscaldato, non si ha più a che fare con l'acqua liquida come nel caso precedente e il valore dell'entalpia del vapore non è trascurabile. La portata di massa di vapore, ad ogni modo, è solitamente molto minore di quella di immissione.

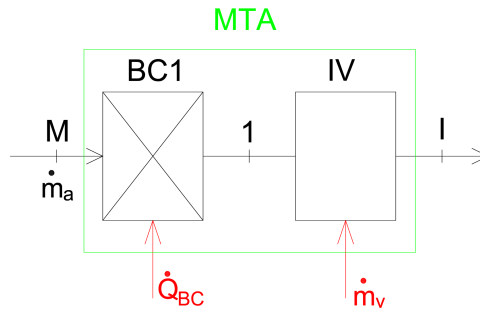


Fig. 6.27: Schema della MTA nel caso di iniezione di vapore

Si possono scrivere le seguenti relazioni:

$$\dot{Q}_{BC} = \dot{m}_a(h_1 - h_M) \quad (6.43)$$

$$\dot{m}_v = \dot{m}_a(x_1 - x_2) \quad (6.44)$$

$$\dot{m}_v h_v = \dot{m}_a(h_1 - h_2) \quad (6.45)$$

$$\frac{\dot{Q}_{RIN}}{\dot{m}_a} = h_A - h_M \quad (6.50)$$

Il bilancio può quindi essere riscritto nel seguente modo:

$$\dot{Q}_{BC} + \dot{Q}_v = \dot{Q}_t + \dot{Q}_{RIN} \quad (6.51)$$

Si possono vedere i contributi entalpici appena esplicitati, nei due diagrammi, in Fig. 6.30.

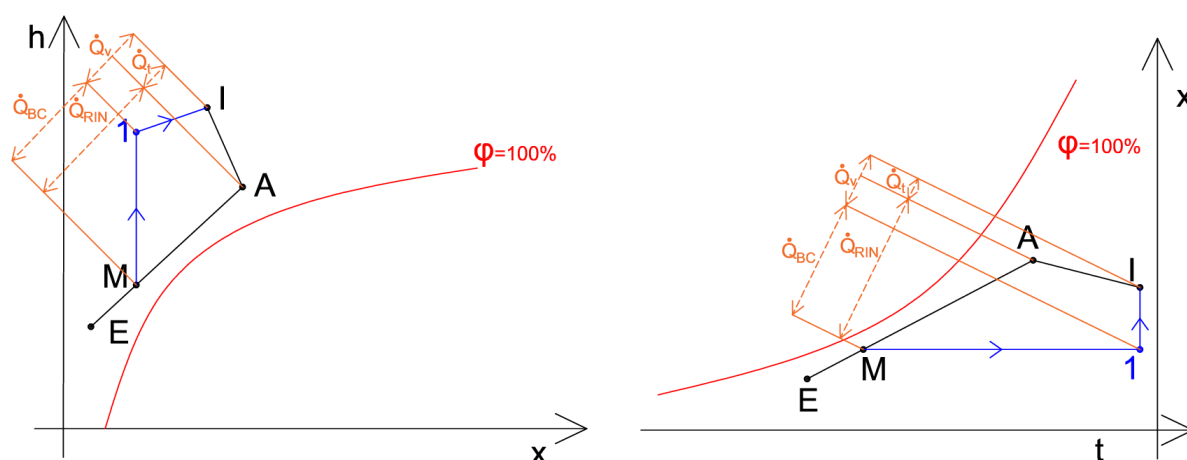


Fig. 6.30: Trasformazioni nel diagramma di Mollier (sinistra) e Carrier (destra)

6.6 || Regolazione degli impianti

Un impianto a tutta aria è abbastanza oneroso, per cui si decide per tale tipologia, di solito, per edifici di una certa importanza, per cui ci saranno all'interno diversi locali all'interno di esso, con diverse condizioni di progetto e soprattutto diversi carichi termici. La MTA, tuttavia, è unica, per cui non risulta possibile soddisfare tutte le condizioni con un impianto standard. Ci sono diversi stratagemmi per mitigare questo problema:

- Portata variabile (Fig. 6.32 retta arancione), quindi cambia il carico assoluto, ma non cambia la retta ambiente
- Post-riscaldamento di zona: la batteria calda viene tolta dalla MTA e messa nei locali. Si modifica il carico e la pendenza della retta ambiente. È più efficiente del caso precedente (Fig. 6.32 retta verde)
- Introduzione nei locali di sistemi di regolazione: un termostato regola la BC (Fig. 6.32 retta blu)

- Introduzione nei locali di sistemi di un umidostato, più complicato (Fig. 6.32 curva rossa)

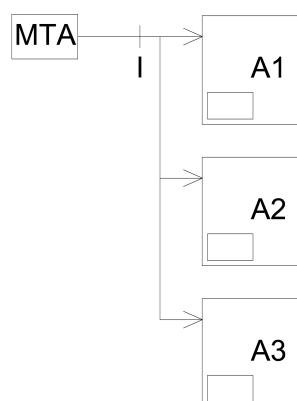


Fig. 6.31: Locali diversi con un'unica MTA

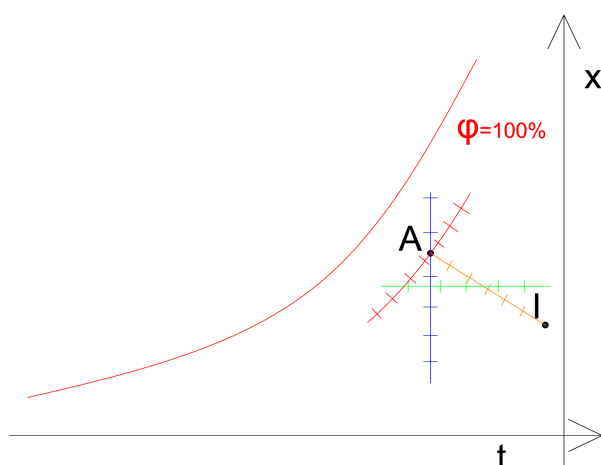


Fig. 6.32: Regolazione degli impianti

6.7 || Impianti a sola acqua

Sono impianti che non sempre consentono una perfetta chiusura del problema del condizionamento, almeno non da soli. Essi sono identificabili con un fan coil o ventilconvettore.

- Nel caso invernale si ha solo apporto sensibile, per cui l'acqua circolante deve scaldare il locale. se dall'altra parte del fan coil c'è una serranda che possa aspirare una portata d'aria dall'esterno, questo aiuta a smaltire il calore latente (perchè nel caso invernale l'umidità specifica è molto bassa)

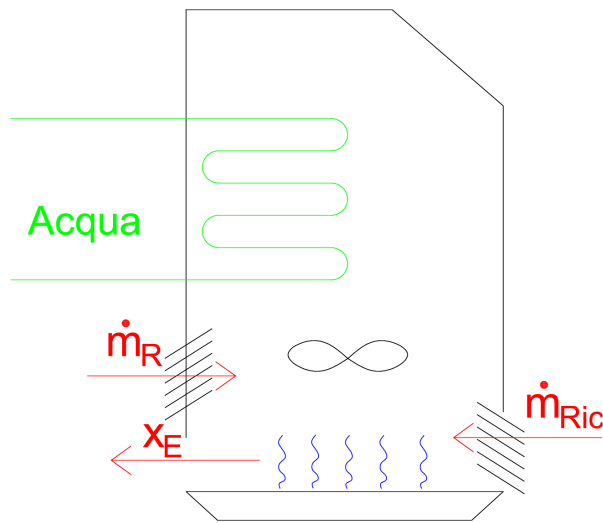


Fig. 6.33: Fan coil

- Nel caso estivo ci possono essere varie possibilità:
 - si può raffreddare senza modificare l'umidità specifica, cioè con una temperatura della batteria maggiore di quella di rugiada
 - se la temperatura della batteria è minore di quella di rugiada, si ha anche la deumidificazione e una parte di vapore condensa, l'acqua viene quindi raccolta in una vaschetta

Ad ogni modo, se vengono soddisfatte alcune condizioni, il bilancio si chiude. In inverno si ha una temperatura della batteria di circa $60\text{ }^{\circ}\text{C}$ (quindi alti flussi termici), mentre in estate essa è pari a circa $5 \div 7\text{ }^{\circ}\text{C}$ (quindi bassi flussi termici).

6.8 || Impianti misti

In questi impianti ci sono due circuiti: uno ad aria ed uno ad acqua, che alimenta un fan coil all'interno del locale. L'aria è il fluido primario, perchè sopprime sia ad una parte del calore sensibile che del latente, mentre l'acqua può intervenire solo sul calore sensibile.

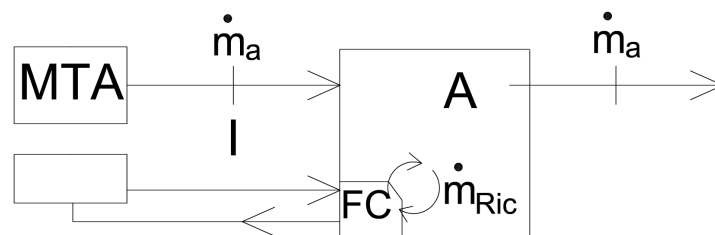


Fig. 6.34: Schema impianti misti

L'aggiunta della portata di acqua è un vantaggio, poichè non risulta un problema nè un onere importante trasportarla nelle tubazioni, mentre l'aria è molto più complessa da trasportare e in questo modo c'è una minore portata di aria da dover utilizzare. L'aria, inoltre, è complicata da regolare, mentre con l'acqua il problema è più facilmente risolvibile. È possibile installare un termostato: in questo caso si va a modificare il fan coil che non utilizzano aria dall'esterno, ma solo aria di ricircolo.

Nella MTA arriva solo aria esterna di solito, perchè non sarebbe conveniente installare un sistema di ricircolo per la portata d'aria piccola che si avrebbe. Si ha quindi che:

$$\dot{m}_{ai} = \dot{m}_R \quad (6.52)$$

L'intera portata che condiziona il locale è invece:

$$\dot{m}_a = \dot{m}_{ai} + \dot{m}_{FC} = \dot{m}_R + \dot{m}_{FC} \quad (6.53)$$

Si può quindi scrivere:

$$\dot{Q}_s = \dot{Q}_{s,aria} + \dot{Q}_{s,acqua} = \dot{Q}_{s,MTA} + \dot{Q}_{s,FC} = \dot{m}_{ai}\bar{c}_p|t_a - t_I| + \dot{Q}_{s,FC} \quad (6.54)$$

$$\dot{Q}_l \rightarrow \dot{m}_v = \dot{m}_{ai}(x_A - x_I) = \dot{m}_R(x_A - x_I) \rightarrow x_I = x_A - \frac{\dot{m}_v}{\dot{m}_R} \quad (6.55)$$

6.8.1 Caso estivo

Le considerazioni sui flussi termici sono analoghe agli impianti a tutta aria, mentre cambia lo schema di impianto:

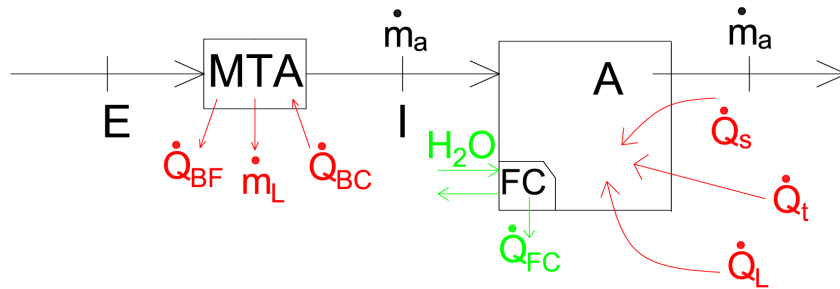


Fig. 6.35: Schema impianti misti caso estivo

Si può scrivere il bilancio dei flussi termici:

$$\dot{m}_a h_E + \dot{Q}_{BC} + \dot{Q}_t = \dot{m}_a h_a + \dot{Q}_{FC} + \dot{Q}_{BF} + \dot{m}_l h_l \quad (6.56)$$

Trascurando l'entalpia dell'acqua liquida e riscrivendo:

$$\dot{m}_a(h_E - h_A) + \dot{Q}_{BC} + \dot{Q}_t = \dot{Q}_{FC} + \dot{Q}_{BF} \quad (6.57)$$

O anche:

$$\dot{Q}_{RIN} + \dot{Q}_{BC} + \dot{Q}_t = \dot{Q}_{FC} + \dot{Q}_{BF} \quad (6.58)$$

Non è riportabile su un diagramma perchè non si ha un'unica portata di massa. I contributi sono visibili in Fig. 6.36 Si può quindi scrivere:

$$\dot{Q}_{BC} = \dot{m}_a(h_I - h_1) \simeq \dot{m}_a c_p(t_I - t_1) \quad (6.59)$$

$$\dot{Q}_{BF} = \dot{m}_a(h_E - h_1) - \dot{m}_l h_l \simeq \dot{m}_a(h_E - h_1) \quad (6.60)$$

$$\dot{Q}_{FC} = \dot{m}_{FC}(h_A - h_{FC}) = \dot{m}_{FC} c_p(t_A - t_{FC}) \quad (6.61)$$

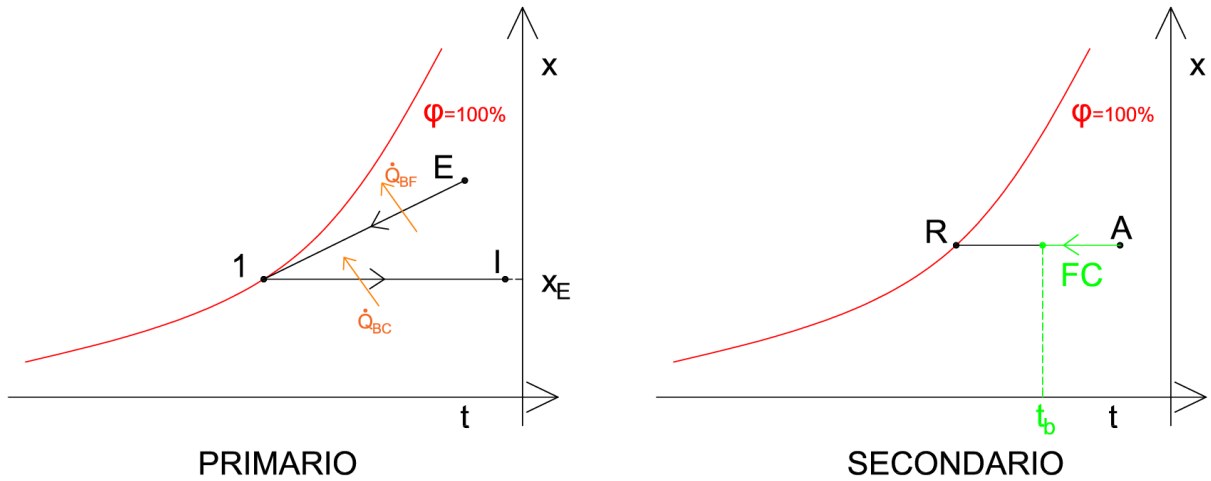


Fig. 6.36: Flussi termici del fluido primario e secondario

6.8.2 Caso invernale

Il caso più frequente prevede che nella MTA si abbia la saturazione adiabatica con acqua liquida. Si riporta lo schema di impianto in Fig. 6.37 e i contributi nei diagrammi in Fig. 6.38.

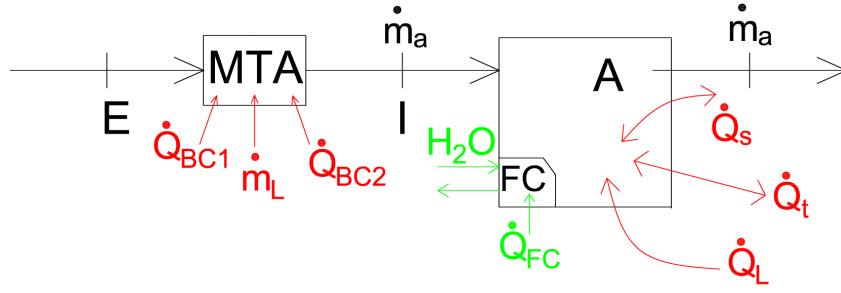


Fig. 6.37: Schema impianti misti caso invernale

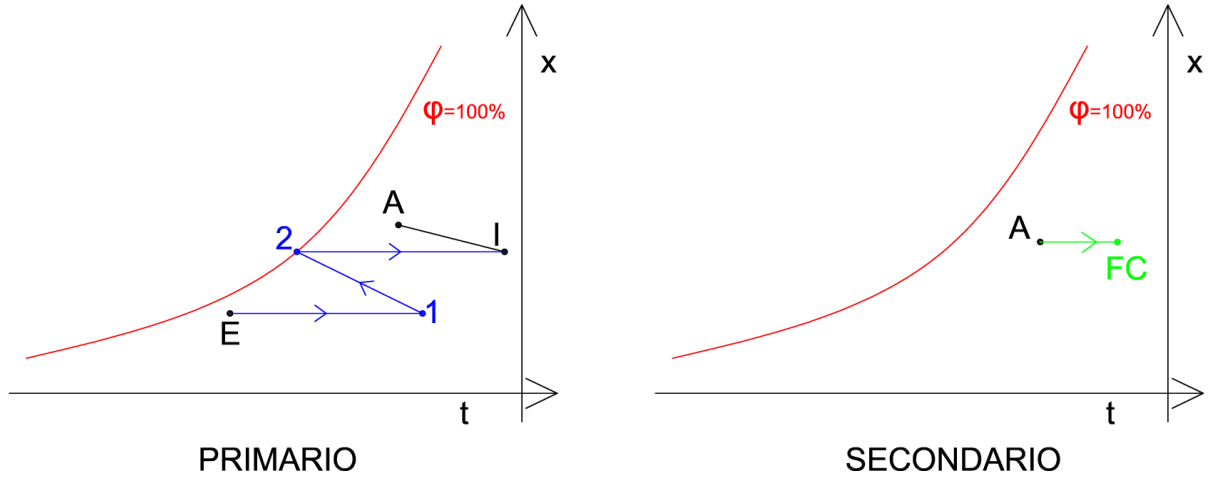


Fig. 6.38: Flussi termici del fluido primario e secondario

Il bilancio risulta quindi:

$$\dot{m}_a h_E + \dot{Q}_{BC1} + \dot{m}_l h_l + \dot{Q}_{BC2} + \dot{Q}_{FC} = \dot{Q}_t + \dot{m}_a h_A \rightarrow \dot{Q}_{centrale} = \dot{Q}_t + \dot{Q}_{RIN} \quad (6.62)$$

Con:

$$\dot{Q}_{BC1} = \dot{m}_a (h_1 - h_E) \simeq \dot{m}_a c_p (t_1 - t_E) \quad (6.63)$$

$$\dot{Q}_{BC2} = \dot{m}_a (h_1 - h_E) \simeq \dot{m}_a c_p (t_1 - t_E) \quad (6.64)$$

$$\dot{m}_l = \dot{m}_a (x_I - x_E) \quad (6.65)$$

Nel caso invernale si ha che $x_E \ll x_A$ per cui si può anche decidere che non venga gestito dalla MTA, ma dal punto esterno.

7 || Umidità nelle strutture

7.1 || Richiami di psicrometria

Per affrontare questo argomento, si richiama brevemente qualche concetto di psicrometria.

L'umidità relativa è data dal rapporto tra la pressione parziale del vapore e la pressione parziale del vapore in saturazione. Quest'ultima dipende dalla temperatura di bulbo secco, in quanto cresce con essa. Per questo motivo, diminuendo la temperatura in modo sensibile, cioè senza cambiare l'umidità specifica, cala la pressione in saturazione, mentre resta costante la pressione parziale del vapore, comportando un aumento dell'umidità relativa.

Se la temperatura viene diminuita in modo sensibile fino ad arrivare alla temperatura di rugiada, si ha l'uguaglianza tra la pressione del vapore e la pressione in saturazione, comportando un'umidità relativa del 100%. Se la temperatura cala ancora, si ha una condensazione del vapore, in quanto la pressione parziale del vapore non può eccedere quella in saturazione, altrimenti si avrebbe un'umidità relativa superiore al 100%.

7.2 || Legge di Fick

Le Norme che si occupano di umidità nelle strutture sono la ISO 13788, leggermente più tollerante, e la UNI 10350. Entrambe affrontano il problema della condensa in modo semplificato.

Si ricorda la legge di Fourier per la conduzione termica, relativa al flusso termico specifico:

$$\dot{Q}^* = -\lambda \frac{dt}{dx} \quad (7.1)$$

Si ha quindi che il flusso termico è dato dalla conducibilità termica λ [W/(mK)]=[J/(smK)] per la variazione di temperatura della direzione considerata. In modo del tutto analogo, si può definire anche la legge di Fick:

$$\dot{g}_v = -\delta \frac{dp_v}{dx} \quad (7.2)$$

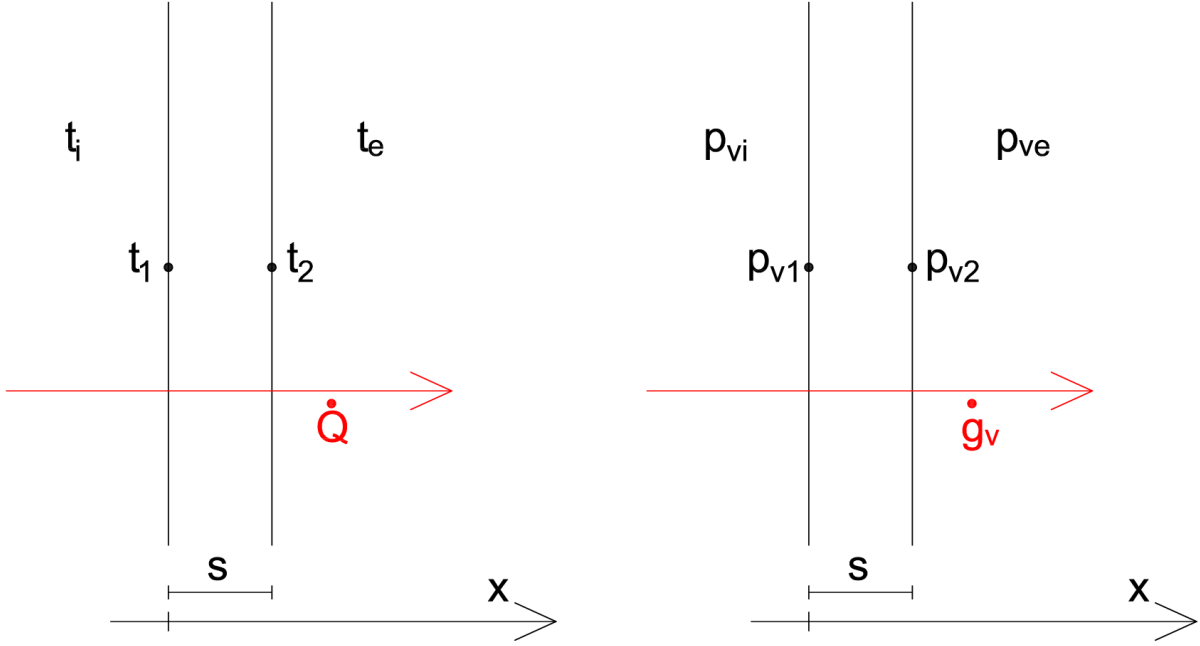


Fig. 7.1: Parallelismo tra flusso di calore (sinistra) e portata di vapore (a destra)

Si faccia caso che, mentre $t_i \neq t_1$ a causa del coefficiente convettivo, dal punto di vista della pressione del vapore, si può dire che $p_{vi} \approx p_{v1}$, in quanto l'aria è molto permeabile al vapore, che si dispone in maniera uniforme.

Si ha quindi che la portata di vapore $\dot{g}_v$ [kg/(sm²)] è data dalla permeabilità al vapore δ [kg/(smPa)] per la variazione della pressione parziale del vapore nella direzione considerata. Si noti l'analogia dei termini λ e δ , anche con le unità di misura.

Sempre in analogia con il flusso termico e la resistenza termica specifica, è possibile definire una permeanza specifica al vapore Z^* :

$$\dot{g}_v = \frac{\delta}{s} \Delta p_v = \frac{\Delta p_v}{Z^*} \quad (7.3)$$

La resistenza specifica al vapore ha come unità di misura [sm²Pa/kg], mentre la permeanza $1/Z^*$ è il suo inverso, in analogia alla conduttanza.

Se si ha una parete multistrato, si può scrivere:

$$\dot{g}_v = \frac{\Delta p_v}{\sum_{j=1}^n Z_j^*} = \frac{p_{vi} - p_{ve}}{\sum_{j=1}^n \left(\frac{s_j}{\delta_j} \right)} = \frac{\Delta p_v}{Z_{tot}^*} \quad (7.4)$$

Il salto di pressione parziale tra un singolo strato, sempre in analogia con la termica, è invece dato da:

$$\Delta p_{vj} = \Delta p_{v,tot} \frac{Z_j^*}{Z_{tot}^*} \quad (7.5)$$

7.3 || Diagramma di Glaser

È possibile costruire un grafico, chiamato diagramma di Glaser, in cui si riportino, per gli strati successivi della parete, l'andamento della temperatura, quello della pressione parziale di vapore e di quella di saturazione. Si possono quindi avere diverse situazioni:

- se $p_v < p_{vs}$ per ogni interfaccia, non c'è condensa né superficiale, né interstiziale
- se $p_v \geq p_{vs}$ in una qualunque faccia, c'è condensa:
 - superficiale, se capita tra aria e superficie della parete
 - interstiziale, se capita in uno strato interno

Dal punto di vista dei calcoli, poichè si tratta di una procedura semplificata, può capitare che si abbia $p_v > p_{vs}$, ma è impossibile termodinamicamente, quindi si impone in realtà $p_v = p_{vs}$, considerando che una parte del vapore condensi.

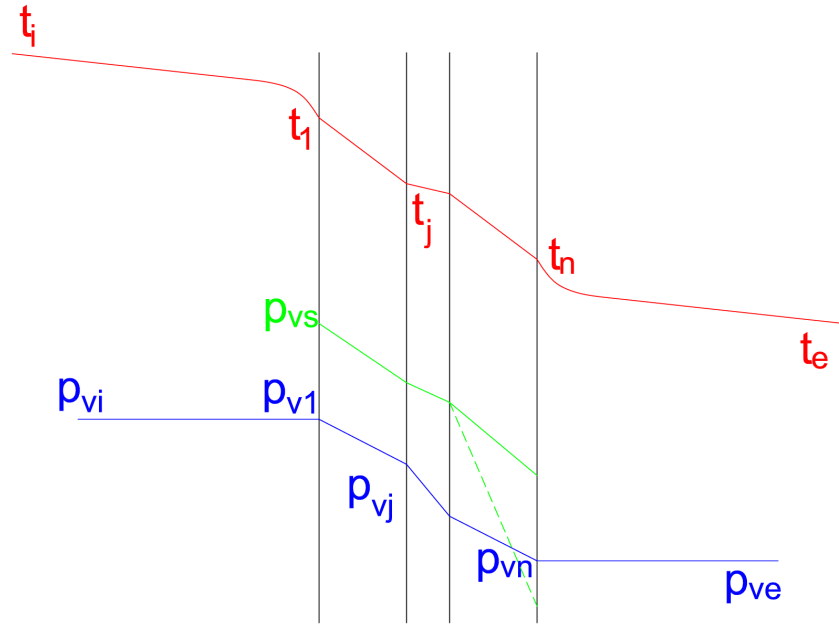


Fig. 7.2: Parete multistrato con andamento di temperatura, di pressione parziale di vapore e di saturazione

Se dovesse capitare che la pressione di saturazione fosse inferiore a quella parziale di vapore (linea verde tratteggiata), a partire dal punto di incrocio si avrebbe la formazione della condensa.

Più un segmento è orizzontale, più il materiale è conduttivo o permeabile, mentre la resistenza fa aumentare la pendenza della retta.

La procedura per la costruzione del diagramma è la seguente:

1. dalle temperature e umidità relative interne ed esterne si calcolano le pressioni del vapore in saturazione e parziali del vapore per il lato interno e quello esterno
2. dalla conducibilità, permeabilità al vapore e spessore degli strati della parete, si calcola la resistenza termica totale e la resistenza al vapore totale
3. dalle resistenze termiche specifiche si calcola il flusso di calore specifico
4. dalle resistenze termiche dei singoli strati e da quella totale si calcolano i salti di temperatura tra i vari strati e quindi le temperature delle interfacce
5. si verifica se $t_1 < t_R$, allora si ha già la formazione della condensa superficiale. In caso contrario, si procede al calcolo per i vari strati, in modo da verificare l'eventuale presenza di condensa interstiziale
6. dalle temperature alle interfacce si calcolano le pressioni di saturazione alle interfacce
7. dalla resistenza al vapore specifica di ogni strato e dalla totale si calcola la portata di vapore specifica
8. dalle resistenze al vapore dei singoli strati e da quella totale si calcolano i salti di pressione parziale tra i vari strati e quindi le pressioni parziali delle interfacce
9. si realizza il diagramma di Glaser, in cui si confrontano pressioni parziali e di saturazione. Se per ogni interfaccia la pressione parziale risulta inferiore a quella di saturazione, la verifica termoigrometrica è soddisfatta, altrimenti si ha la formazione di condensa, da qualche parte

Si consideri il diagramma costruito per la parete multistrato di Fig. 7.3, si nota come all'interno dello strato b si abbia ad un certo punto $p_v > p_{vs}$. Ciò non è termodinamicamente possibile, quindi l'andamento della pressione parziale va corretto, ponendola pari alla pressione di saturazione all'interfaccia 3 (linea tratteggiata). Si ha quindi una modifica della portata di vapore: da 1 a 3 si ha la $\dot{g}_v'^*$, poi in corrispondenza dell'interfaccia 3 una parte di essa condensa ($\dot{g}_{cd}^*$) e la rimanente $\dot{g}_v''^*$ prosegue da 3 a 4.

Le portate di vapore possono essere calcolate nel seguente modo:

$$\dot{g}_v'^* = \frac{p_{v1} - p'_{v3}}{Z_a^* + Z_b^*} > \dot{g}_v^* = \frac{p_{v1} - p_{v3}}{Z_a^* + Z_b^*} \quad (7.6)$$

$$\dot{g}_v''^* = \frac{p'_{v3} - p_{v4}}{Z_c^*} < \dot{g}_v^* = \frac{p_{v3} - p_{v4}}{Z_c^*} \quad (7.7)$$

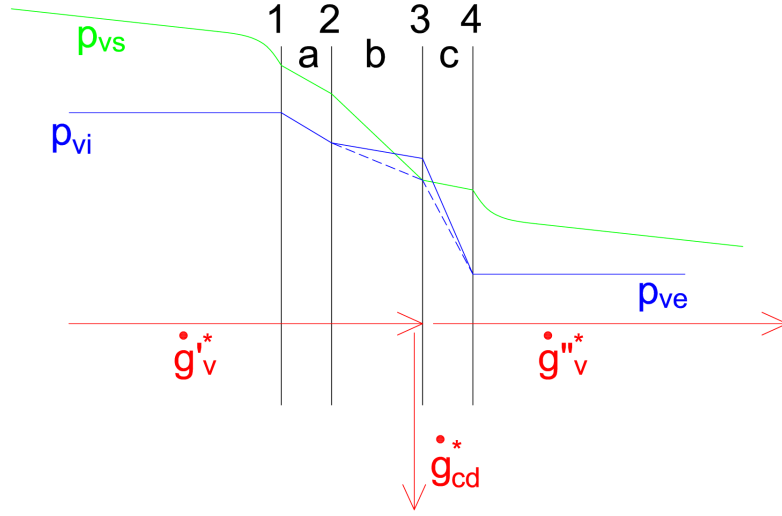


Fig. 7.3: Diagramma di Glaser

perchè $p'_{v3} = p_{vs,3} < p_{v3}$.

La portata di vapore condensata si può calcolare come differenza delle due:

$$g_{cd}^* = g_v'^* - g_v''^* \quad (7.8)$$

La norma propone anche la seguente quantità di vapore condensato in $[\text{kg}/\text{m}^2]$, considerando un periodo invernale di 60 giorni (periodo molto lungo, quindi cautelativo):

$$m_{cd} = g_{cd}^* \cdot 60 \cdot 86400 \quad (7.9)$$

Nel caso in cui si abbia effettivamente un valore di m_{cd} non nullo, si deve intanto controllare se sia inferiore al limite imposto dalla normativa ($500 \text{ g}/\text{m}^2$) e verificare se essa possa evaporare completamente durante il periodo estivo. La norma impone le seguenti ipotesi:

- periodo di 90 giorni
- $t_i = t_e = 20 \text{ }^\circ\text{C}$
- $\varphi_i = \varphi_e = 70\%$

Si ha quindi che $p_{v3} = p_{vs,3}$ e dall'interfaccia 3 partono le due portate $g_v'^*$ e $g_v''^*$ da determinarsi. Si faccia caso che non si sa ancora dove sia la posizione precisa del punto all'interfaccia 2. Si veda una rappresentazione in Fig. 7.4.

Si può scrivere che:

$$g_v'^* = \frac{p_{vs} - p_{v1}}{Z_a^* + Z_b^*} = \frac{p_{vs} - p_{vi}}{Z_a^* + Z_b^*} \quad (7.10)$$

$$\dot{g}_v''^* = \frac{p_{vs} - p_{v4}}{Z_c^*} = \frac{p_{vs} - p_{ve}}{Z_c^*} \quad (7.11)$$

Da cui la portata che evapora è:

$$\dot{g}_{ev}^* = \dot{g}_v'^* + \dot{g}_v''^* \quad (7.12)$$

Quindi anche la quantità di vapore che evapora in [kg/m²] è:

$$m_{ev} = \dot{g}_{ev}^* \cdot 90 \cdot 86400 \quad (7.13)$$

Si deve verificare:

$$m_{ev} \leq m_{cd} \quad (7.14)$$

A questo punto è possibile anche determinare la pressione parziale all'interfaccia 2:

$$p_{v2} = p_{vs} - \dot{g}_v'^* Z_b^* = p_{vi} + \dot{g}_v''^* Z_a^* \quad (7.15)$$

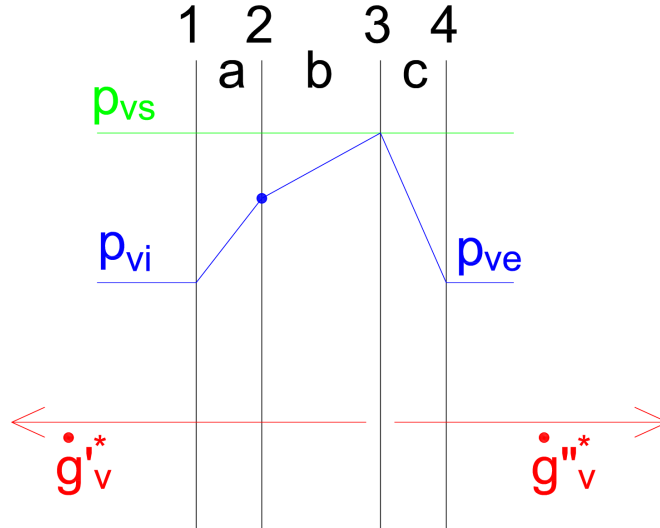


Fig. 7.4: Parete in condizioni estive

7.4 || Soluzioni al problema della condensa

Nel caso in cui si abbia condensa su di una parete, è possibile adottare i seguenti accorgimenti, a posteriori, per cercare di limitare il problema:

- Inserimento di uno strato di isolamento termico. Esso va posto sul lato esterno, poichè ha la funzione di alzare la temperatura degli strati interni del muro. Con essa, aumenta anche la pressione del vapore di saturazione, diventando auspicabilmente superiore a quella parziale del vapore.
- Inserimento di uno strato di barriera al vapore. Essa va posta sul lato interno, poichè ha la funzione di ridurre la pressione parziale del vapore. In questo modo, essa si spera che diventi inferiore alla pressione di saturazione.

Si consiglia di studiare un esempio con i 4 casi (isolante interno ed esterno e barriera al vapore interna ed esterna) per notare le differenze.

8 || Esercizi

8.1 || Trasmissione in regime variabile

1. Una termocoppia, approssimabile ad una sfera, è utilizzata per la misura della temperatura di un flusso di un gas. Il coefficiente di convezione è $h = 400 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$ e le proprietà della termocoppia sono: $\lambda = 20 \text{ W}/(\text{mK})$, $c = 400 \text{ J}/(\text{kgK})$ e $\varrho = 8500 \text{ kg}/\text{m}^3$. Determinare il diametro necessario perchè la termocoppia abbia una costante di tempo pari a 1 s. Se la termocoppia si trova a 25°C e viene posta in un flusso di gas a 200°C , quando tempo deve trascorrere affinchè essa raggiunga 199°C ?

(Risposta: $d = 0,7 \text{ mm}$; $\tau_u = 5,165 \text{ s}$)

2. Si abbia una trave di una struttura edilizia, costituito da un profilato in acciaio HEB240, protetto da un rivestimento di materiale isolante di spessore $s = 3 \text{ cm}$, conduttività termica $\lambda_i = 0,13 \text{ W}/(\text{mK})$ e capacità termica trascurabile. Il profilato abbia base e altezza di 240 mm , spessore delle ali 17 mm e spessore dell'anima 10 mm . Si calcoli la resistenza al fuoco usando un metodo approssimato che prevede l'esposizione ad una variazione a gradino della temperatura esterna. Si valuti la temperatura del profilato dopo un'esposizione di 60 minuti ad aria alla temperatura $t_\infty = 800^\circ\text{C}$, ipotizzando un coefficiente di scambio termico convettivo di $200 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$ ed una temperatura iniziale $t_i = 800^\circ\text{C}$. Successivamente, si valuti dopo quanto tempo la temperatura del profilato raggiunga il valore di 170°C .

(Risposta: $t = 324^\circ\text{C}$; $\tau = 1536 \text{ s}$)

3. Si abbia una parete in calcestruzzo di spessore 12 cm , $\lambda = 1,91 \text{ W}/(\text{mK})$, $a = 1,02 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$, che separa due locali contigui. In uno dei due locali viene appiccato un incendio, in posizione lontana dalla parete. Si può ritenere che la parete sia sottoposta ad una variazione di temperatura a gradino dal valore iniziale di 20°C al valore di 800°C .

Assumendo uno scambio termico convettivo con la parete caratterizzato da un coefficiente convettivo $h = 12 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$, si calcoli dopo quanto tempo è raggiunta la temperatura di 150°C e che temperatura è raggiunta dopo un'ora sulla superficie della parete che dà sul locale non soggetto ad incendio.

(Risposta: $\tau = 6356 \text{ s}$; $t = 67^\circ\text{C}$)

4. Si ipotizzi di voler lessare una patata inizialmente posta a $20\text{ }^{\circ}\text{C}$, immergendola in acqua bollente a $100\text{ }^{\circ}\text{C}$, fino a portare il centro della patata ad $80\text{ }^{\circ}\text{C}$. Si assuma che la patata sia un corpo sferico di raggio 25 mm e $a = 1,6 \cdot 10^{-7}\text{ m}^2/\text{s}$. Si valuti dopo quanto tempo la temperatura del centro raggiunga il valore desiderato.

(Risposta: $\tau = 820\text{ s}$)

5. Si abbia una conduttura d'acqua interrata alla profondità di mezzo metro, $a = 1,1 \cdot 10^{-6}\text{ m}^2/\text{s}$ per valutare il rischio di congelamento dell'acqua contenuta nel tubo, si ipotizzi che il terreno sia inizialmente alla temperatura uniforme di $5\text{ }^{\circ}\text{C}$ e che la temperatura sulla superficie subisca una variazione a gradino, assumendo un valore di $t_f = -7\text{ }^{\circ}\text{C}$. Si calcoli dopo quanto tempo la temperatura alla profondità prescelta scenda sotto gli $0\text{ }^{\circ}\text{C}$ e la temperatura raggiunta lasciando trascorrere 3 giorni.

(Risposta: $\tau = 48,6\text{ h}$; $t = -1,1\text{ }^{\circ}\text{C}$)

6. Si consideri una soletta in calcestruzzo armato ($\lambda_s = 1,91\text{ W}/(\text{mK})$ e $a = 1,02 \cdot 10^{-6}\text{ m}^2/\text{s}$) dello spessore di 30 cm , nella quale il copriferro è di 4 cm . La soletta è protetta dallo spessore di $1,5\text{ cm}$ di intonaco isolante ($\lambda_i = 0,15\text{ W}/(\text{mK})$, capacità termica trascurabile), applicato nella superficie inferiore. Si valuti la temperatura del ferro contenuto nella soletta dopo 2 ore di esposizione ad un incendio negli ambienti sottostanti, ipotizzando una temperatura di partenza di $20\text{ }^{\circ}\text{C}$, una temperatura dell'aria di $800\text{ }^{\circ}\text{C}$ e un coefficiente di scambio termico convettivo di $400\text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$.

Si valuti, inoltre, la temperatura nelle stesse condizioni, ma in assenza di intonaco isolante, utilizzando sia il modello di piastra di lunghezza infinita e di corpo semi-infinito.

(Risposta: $t_{ferro,is} = 192\text{ }^{\circ}\text{C}$; $t_{ferro,lp} = 605\text{ }^{\circ}\text{C}$; $t_{ferro,csi} = 601\text{ }^{\circ}\text{C}$)

7. Nelle 24 ore, la temperatura superficiale del terreno, in una località, varia da $-15\text{ }^{\circ}\text{F}$ a $+25\text{ }^{\circ}\text{F}$, con andamento che può essere considerato sinusoidale. La conducibilità termica del terreno sia $\lambda = 1,75\text{ W}/(\text{mK})$, la densità del terreno sia $\varrho = 1500\text{ kg}/\text{m}^3$ e il calore specifico del terreno sia $c_p = 1250\text{ J}/(\text{kg}^{\circ}\text{C})$.

Determinare, ipotizzando geometria a strato semi-infinito:

- L'ampiezza delle oscillazioni di temperatura e lo sfasamento della temperatura rilevata alla profondità di $0,5\text{ m}$ rispetto alla temperatura superficiale.
- A quale profondità l'ampiezza delle oscillazioni diventa un milionesimo dell'ampiezza alla superficie.

(Risposta: $A(0,5) = 1,76\text{ }^{\circ}\text{F}$; $\tau_r = 11,92\text{ h}$; $x = 2,21\text{ m}$)

8. Determinare la distanza minima a cui deve essere interrata una tubazione dell'acquedotto in modo che la temperatura non scenda sotto il valore di $0\text{ }^{\circ}\text{C}$, supponendo il terreno (diffusività termica $a = 1,5 \cdot 10^{-3}\text{ m}^2/\text{h}$) schematizzabile come

spazio semi-infinito, sottoposto ad oscillazione periodica sinusoidale di temperatura sulla sua superficie, tra i valori massimo $t_M = +30\text{ }^\circ\text{C}$ e minimo $t_m = -10\text{ }^\circ\text{C}$, con periodo $\tau_0 = 365$ giorni.

(Risposta: $x = 1,41\text{ m}$)

- Si abbia una parete edilizia di spessore $L = 26\text{ cm}$, caratterizzata dalle seguenti proprietà: $\lambda = 0,58\text{ W/(mK)}$, $\rho = 1700\text{ kg/m}^3$ e $c_p = 850\text{ J/(kg}^\circ\text{C)}$. Si calcoli la costante di attenuazione, il fattore di attenuazione e il tempo di ritardo per un andamento sinusoidale della temperatura sulla superficie con un periodo di 24 ore.

(Risposta: $\gamma = 9,52\text{ 1/m}$; $e^{-\gamma x} = 0,084$; $\tau_r = 9,46\text{ h}$)

8.2 || Carichi termici degli edifici

- In inverno, in un edificio, un muro di superficie unitaria con trasmittanza $U = 0,40\text{ W/(m}^2\text{K)}$ e resistenza termica specifica $R_{tot} = 1/U = 2,5\text{ m}^2\text{K/W}$, riceve un flusso solare $\dot{Q}_s = 300\text{ W/m}^2$. Le resistenze termiche superficiali sono $R_{si} = 0,13\text{ m}^2\text{K/W}$ e $R_{se} = 0,04\text{ m}^2\text{K/W}$. Non si riscontra ombreggiamento da parte di ostacoli ($F_o = 1$). Le temperature dell'aria interna ed esterna sono pari a 20 e $2\text{ }^\circ\text{C}$, rispettivamente. Il coefficiente di assorbimento solare della parete esterna è pari a $0,6$. Calcolare l'area solare del muro, il flusso termico che attraversa il muro, il flusso termico adduttivo scambiato tra muro ed esterno e le temperature superficiali del muro.

(Risposta: Area solare = $0,0096\text{ m}^2$; $\dot{Q} = -4,32\text{ W/m}^2$; $\dot{Q}_e = -184,32\text{ W/m}^2$; $t_1 = 9,37\text{ }^\circ\text{C}$; $t_2 = 19,44\text{ }^\circ\text{C}$)

8.3 || Psicrometria

- Si abbia una massa d'aria con umidità relativa $UR = 80\%$, temperatura di bulbo secco $t = 28\text{ }^\circ\text{C}$ e pressione totale $p = 1\text{ ata}$. Determinare:

- la pressione parziale dell'aria secca e quella del vapore nella miscela
- l'umidità specifica della miscela
- l'entalpia specifica

(Risposta: $p_v = 0,031\text{ ata}$; $p_a = 0,969\text{ ata}$; $x = 20\text{ g}_v/\text{kg}_{as}$; $h = 18,85\text{ kcal/kg}$)

- Valutare il volume specifico e la temperatura di rugiada per l'aria umida nelle seguenti condizioni: pressione totale $p = 0,9\text{ atm}$, temperatura di bulbo secco $t = 20\text{ }^\circ\text{C}$, umidità relativa $UR = 50\%$. Si assuma per l'aria umida il comportamento di miscela ideale di gas ideali.

(Risposta: $v = 0,935\text{ m}^3/\text{kg}$; $t_R = 9,3\text{ }^\circ\text{C}$)

3. Si abbia un ambiente dalle dimensioni $5 \times 5 \times 3 \text{ m}^3$ che contiene aria a 25°C e 100 kPa con umidità relativa pari al 75% . Si calcolino:

- la pressione parziale dell'aria secca
- l'umidità specifica (titolo) dell'aria
- l'entalpia totale con riferimento alla massa di aria secca
- le masse d'aria e vapore presenti nell'ambiente.

(Risposta: $p_a = 97,62 \text{ kPa}$; $x = 15,2 \text{ g}_v/\text{kg}_{\text{as}}$; $h = 63,8 \text{ kJ/kg}$; $m_a = 85,61 \text{ kg}$; $m_v = 1,3 \text{ kg}$)

4. La portata di 400 kg/h di aria umida alla temperatura di 32°C ed umidità relativa del 50% si mescola con 80 kg/h di aria umida a 26°C e $UR=50\%$. Si calcoli: entalpia, umidità specifica e temperatura a bulbo secco della miscela ottenuta.

(Risposta: $h_3 = 16,1 \text{ kcal/kg}_{\text{as}}$; $x_3 = 10,48 \text{ g}_v/\text{kg}_{\text{as}}$; $t_3 = 30,9^\circ\text{C}$)

5. Una portata di $50 \text{ m}^3/\text{min}$ di aria umida satura esce dalla sezione di raffreddamento di un impianto di condizionamento dell'aria a 14°C e viene miscelata adiabaticamente con una portata d'aria esterna di $20 \text{ m}^3/\text{min}$ disponibile a 32°C e $UR = 60\%$. Nell'ipotesi di processo isobaro a 101.325 kPa , si calcoli:

- l'umidità specifica dell'aria
- l'umidità relativa
- la temperatura di bulbo secco
- la portata volumetrica della miscela di aria umida

(Risposta: $x_3 = 0,0122 \text{ kg}_v/\text{kg}_{\text{as}}$; $UR = 89\%$ $t_3 = 19^\circ\text{C}$; $\dot{V} = 70,1 \text{ m}^3/\text{min}$)

6. Si abbia una portata di 30 kg/s di aria umida alla temperatura di 20°C e umidità relativa pari al 50% ; la portata riceve un flusso di vapore di 150 kg/h alla temperatura di 115°C e alla pressione di 1 ata . Si calcolino le condizioni dell'aria umida alla fine del processo.

(Risposta: $h_u = 10,08 \text{ kcal/kg}$ $x_u = 8,62 \text{ g}_v/\text{kg}_{\text{as}}$; $t_u = 20,21^\circ\text{C}$; $UR = 58,93\%$)

7. Un sistema di condizionamento dell'aria deve trattare una portata d'aria pari a $45 \text{ m}^3/\text{min}$ di aria esterna a 10°C e 30% di umidità relativa, per portarla nelle condizioni di 25°C e 60% di umidità relativa. L'aria esterna viene prima riscaldata fino a 22°C nella sezione di riscaldamento e poi umidificata tramite iniezione di vapore caldo nella sezione di umidificazione. Nell'ipotesi che l'intero processo sia isobaro a 100 kPa , si calcoli il flusso termico da fornire nel riscaldamento e la portata di massa di vapore richiesta nell'umidificazione.

(Risposta: $\dot{Q}_{12,BC} = 673,4 \text{ kJ/min}$; $\dot{m}_v = 0,539 \text{ kg/min}$)

8. Una portata d'aria esterna di $10 \text{ m}^3/\text{min}$ entra in un condizionatore da finestra a 101325 Pa , 30°C e con un'umidità relativa pari a 80% e ne esce in condizioni di saturazione a 14°C . Il vapore d'acqua che condensa lascia il condizionatore a 14°C . Si calcolino la potenza termica e quantità di vapore d'acqua che si separa.
(Risposta: $\dot{Q}_{12} = 8,5 \text{ kW}$; $\dot{m}_L = 0,131 \text{ kg/min}$)
9. Una portata di $500 \text{ m}^3/\text{min}$ di aria umida ($T = 30^\circ\text{C}$, $UR = 65\%$) viene raffreddata e deumidificata mediante una batteria fredda con le seguenti caratteristiche: $T_s = 10^\circ\text{C}$ e $F_{bf} = 10\%$. Determinare lo stato di uscita dell'aria umida dalla batteria.
(Risposta: $h_2 = 33,8 \text{ kJ/kg}$; $\varphi_2 = 98,5\%$; $x_2 = 8,6 \text{ g}_v/\text{kg}_{as}$; $t_2 = 12,2^\circ\text{C}$)
10. Una portata di $500 \text{ m}^3/\text{h}$ di aria umida ($T = 20^\circ\text{C}$, $x = 6 \text{ g/kg}$) viene umidificata con acqua liquida a 15°C fino a portarla ad un'umidità relativa del 95% . Determinare la temperatura di uscita dell'aria, la portata d'acqua da fornire e l'efficienza del saturatore adiabatico.
(Risposta: $t_2 = 13^\circ\text{C}$; $\dot{m}_l = 1,7 \text{ kg/h}$; $\varepsilon_s = 93,8\%$)

8.4 || Condizionamento

1. Per mantenere un ambiente a 26°C , con una umidità relativa del 50% , è necessario sottrarre 20000 kcal/h di calore sensibile e 10000 kcal/h di calore latente. La temperatura di bulbo secco dell'aria da immettere è di 20°C , 15°C e 10°C . Qual è la portata di aria necessaria nei 3 casi e la sua umidità specifica, in modo da neutralizzare il calore latente dell'ambiente.
(Risposta: $\dot{m}_a = 13605$; 7421 ; 5102 kg/h ; $x_a = 0,0925$; $0,0822$; $0,0722 \text{ kg}_v/\text{kg}_a$)
2. In una sala riunioni con 70 persone si vogliono mantenere una temperatura di 25°C e un'umidità relativa del 50% . Le condizioni esterne da considerare nel progetto dell'impianto sono relative ad una temperatura di 34°C e un'umidità relativa del 70% . Dal locale, si deve asportare un carico termico sensibile di 800 kcal/h sulle pareti e 1200 kcal/h per le superfici vetrate. Per ogni persona si deve considerare un carico totale di 140 kcal/h , di cui 60 kcal/h di calore latente e il resto di calore sensibile. Si deve anche prevedere un rinnovo d'aria di $25 \text{ m}^3/\text{h}$ per persona. Se l'aria è immessa alla temperatura di 18°C , calcolare la portata dell'aria richiesta e i flussi termici da scambiare.
(Risposta: $\dot{m}_a = 4720 \text{ kg/h}$; $\dot{Q}_t = 11800 \text{ kcal/h}$; $\dot{Q}_{BF} = 43424 \text{ kcal/h}$; $\dot{Q}_{BC} = 8496 \text{ kcal/h}$)
3. Si vuole condizionare nella situazione estiva un locale pubblico nel quale si vuole mantenere una condizione ambiente con temperatura di 25°C e un'umidità relativa del 50% . Le condizioni esterne da considerare nel progetto dell'impianto sono relative ad una temperatura di 32°C e un'umidità relativa del 60% . Dal locale si deve asportare un carico sensibile di 18900 kcal/h e la quantità di vapor d'acqua

(carico latente interno) di 10 kcal/h. L'ambiente necessita di una portata d'aria di rinnovo di 5000 kg/h. Sapendo che l'aria viene introdotta alla temperatura di 17 °C si determinino i flussi termici da scambiare nella batteria fredda e calda del condizionatore.

4. Per mantenere un ambiente ad una temperatura di 20 °C e umidità relativa del 50%, è necessario compensare le dispersioni termiche, pari a 25000 kcal/h, mediante l'introduzione di 5400 kg/h di aria esterna opportunamente riscaldata e alla stessa umidità specifica dell'ambiente (riscaldamento puramente sensibile). Determinare la temperatura di introduzione dell'aria nell'ambiente e la potenza termica che è necessario fornire all'aria, supponendo che questa pervenga alla batteria di riscaldamento alla temperatura di 11 °C.

(Risposta: $t_i = 39,05$ °C; $\dot{Q}_{BC} = 36844$ kcal/h)

5. Si deve condizionare nella stagione invernale un ambiente nel quale si vuole mantenere una condizione ambiente con temperatura di 20 °C e un'umidità relativa del 50%. Le condizioni esterne sono di -5 °C e un'umidità relativa dell'50%. Al locale si deve fornire un carico sensibile di 270000 kcal/h e il carico latente da asportare è di 75 kg/h. L'aria di rinnovo è pari a 28100 kg/h. Se la temperatura dell'aria di immissione è fissata a 40 °C, calcolare la portata d'aria richiesta, i flussi termici da scambiare e la quantità d'acqua consumata dal saturatore adiabatico.

(Risposta: $m_a = 54924$ kg/h; $\dot{Q}_{BC1} = 43939$ kcal/h; $\dot{Q}_{BC2} = 444884$ kcal/h; $\dot{m}_l = 98,9$ kg/h)

6. Un ambiente deve essere mantenuto alla temperatura di 20 °C e un'umidità relativa del 50%, quando all'esterno si ha una temperatura di 2 °C e un'umidità relativa del 40%. Si supponga di voler utilizzare un impianto ad aria con il minimo di aria esterna. I carichi termici dell'ambiente dovuti a macchine, illuminazione e alle dispersioni attraverso l'involucro edilizio sono $\dot{Q}_{lamp+mac} = 6$ kW e $\dot{Q}_{trasm} = -22,5$ kW. Inoltre, sono presenti 100 persone, ciascuna delle quali contribuisce per 75 W al calore sensibile e per 55 W al latente; si supponga che la portata minima di aria esterna per ciascuna persona sia pari a 7.5 dm³/(spers). Si consideri che la temperatura di immissione è pari a 27 °C. Dimensionare l'impianto, scegliendo l'umidificazione con acqua liquida (ipotizzando che sia fino a saturazione).

(Risposta: $m_a = 4702$ kg/h; $m_R = 3147$ kg/h; $\dot{Q}_{BC1} = 2900$ W; $\dot{Q}_{BC2} = 28800$ W; $\dot{m}_l = 9,2$ kg/h)

7. Si svolga l'esercizio precedente, ma utilizzando un impianto misto. Si dimensioni l'impianto scegliendo l'umidificazione con acqua liquida.

(Risposta: $\dot{m}_a = 0,879$ kg/s; $\dot{Q}_{BC1} = 8400$ W; $\dot{Q}_{BC2} = 15000$ W; $\dot{Q}_R = 28900$ W; $\dot{m}_l = 10,1$ kg/h)

8.5 || Umidità nelle strutture

1. Si consideri una parete che delimita un ambiente interno ($T_i = 20\text{ }^{\circ}\text{C}$, $\varphi_i = 50\%$, $h_i = 7,7\text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$) dall'esterno ($T_e = -5\text{ }^{\circ}\text{C}$, $\varphi_e = 60\%$, $h_e = 25\text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$), con le seguenti caratteristiche:

- Strato di intonaco di gesso puro di spessore $0,03\text{ m}$, $\delta = 18 \cdot 10^{-12}\text{ kg}/(\text{smPa})$, $\lambda = 0,35\text{ W}/(\text{mK})$
- Strato di mattoni pieni e forati di spessore $0,30\text{ m}$, $\delta = 27 \cdot 10^{-12}\text{ kg}/(\text{smPa})$, $\lambda = 0,30\text{ W}/(\text{mK})$
- Malta di cemento di spessore $0,04\text{ m}$, $\delta = 9 \cdot 10^{-12}\text{ kg}/(\text{smPa})$, $\lambda = 1,4\text{ W}/(\text{mK})$

Si verifichi l'eventuale formazione di condensa, superficiale ed interstiziale, per tale parete, secondo il metodo di Glaser.

(Risposta: $m_{cd} = 0,048\text{ kg}/\text{m}^2$; $m_{ev} = 1,46\text{ kg}/\text{m}^2$)