



ORDINE DEGLI INGEGNERI DELLA PROVINCIA DI SASSARI

Corso di aggiornamento

EFFICIENZA ENERGETICA DEL SISTEMA EDIFICIO-IMPIANTI. L'INVOLUCRO E GLI IMPIANTI TECNOLOGICI IN EDILIZIA

Sassari 15 – 22 – 29 Maggio – 5 Giugno 2009

Sala Riunioni Ordine degli Ingegneri di Sassari Viale Umberto 112

“CALCOLO DELLE TRASMITTANZE E VERIFICA IGROMETRICA DEGLI ELEMENTI COSTRUTTIVI DI UN EDIFICIO”

Relatore : ing. Italo Stagno

Gruppo Fisica Tecnica Facoltà di **A**rchitettura di Cagliari

Dipartimento di ingegneria del Territorio

Sezione trasporti e Fisica Tecnica

Coordinatore: Prof. Ing. Carlo Bernardini

stagno@unica.it

www.fisicatecnica-unica.it

Termodinamica

Trasmissione del calore

Psicrometria

UNITA' DI MISURA

Grandezze fondamentali del sistema SI

GRANDEZZA	UNITÀ S.I.		
	NOME	SIM-BOLO	DEFINIZIONE
lunghezza	metro	m	lunghezza del tragitto compiuto dalla luce nel vuoto in un intervallo di tempo pari a $1/299\,792\,458$ di secondo
massa	chilogrammo	kg	massa del prototipo internazionale conservato al Pavillon de Breteuil (Sèvres - Francia)
tempo	secondo	s	durata di $9\,192\,631\,770$ periodi della radiazione corrispondente alla transizione fra due livelli iperfini dello stato fondamentale dell'atomo di Cesio 133
intensità di corrente elettrica	ampere	A	intensità di una corrente elettrica che, percorrendo due conduttori rettilinei, di lunghezza infinita, di sezione circolare trascurabile, posti alla distanza di un metro l'uno dall'altro nel vuoto, produrrebbe fra questi conduttori una forza eguale a 2×10^{-7} N su ogni metro di lunghezza
temperatura termodinamica	kelvin	K	frazione $1/273.16$ della temperatura termodinamica del punto triplo dell'acqua
quantità di materia	mole	mol	quantità di materia che un sistema che contiene tante entità elementari quanti sono gli atomi in 0.012 kg di carbonio 12. Le entità elementari debbono essere specificate e possono essere atomi, molecole, ioni, elettroni, altre particelle, ovvero gruppi specificati di tali particelle
intensità luminosa	candela	cd	Intensità luminosa in una data direzione di una sorgente che emette una radiazione monocromatica di frequenza 540×10^{12} Hz e la cui intensità energetica in tale radiazione è $1/683$ W/sr

Prefissi e loro simboli per multipli e sottomultipli decimali

FATTORE DI MOLTIPLICAZIONE	PREFIXO		
	NOME	SIMBOLO	ETIMOLOGIA
10^{18}	exa	E	ex (sei)
10^{15}	peta	P	incerta
10^{12}	tera	T	τεραζ (teras=mostruoso)
10^9	giga	G	γιγαζ (gigas=gigante)
10^6	mega	M	μεγαζ (megas=grande)
10^3	kilo	k	κιλιοι (kilioi=mille)
10^2	etto	h	εκατον (ekaton=cento)
10	deca	da	δεκα (deca=dieci)
10^{-1}	deci	d	<i>decimum</i> (decimo)
10^{-2}	centi	c	<i>centum</i> (cento)
10^{-3}	milli	m	<i>mille</i> (mille)
10^{-6}	micro	μ	μικροζ (micros=piccolo)
10^{-9}	nano	n	νανοζ (nanos=nano)
10^{-12}	pico	p	italiano: <i>piccolo</i> (mille)
10^{-15}	femto	f	danese: <i>femtem</i> (quindici)
10^{-18}	atto	a	danese: <i>atten</i> (diciotto)

1° Principio della Termodinamica

Per ogni sistema in equilibrio termodinamico è definibile una proprietà interna funzione di stato detta

ENERGIA INTERNA

Per un sistema termodinamico chiuso e in quiete

le variazioni di energia interna **U** sono date dalle relazioni

$$\Delta U = U_f - U_i = Q + W$$

$$dU = \delta Q + \delta W$$

U = Energia Interna

Q = Calore

W = Lavoro

In seguito a qualsiasi trasformazione

Per un sistema isolato (che non scambia né energia né materia con l'ambiente circostante)

l'energia totale rimane costante

$$E = E_c + E_p + U$$

E_c = ENERGIA CINETICA

E_p = ENERGIA POTENZIALE

U = ENERGIA INTERNA

Per un sistema in quiete

$$\Delta E_{\text{SIS ISOL}} = 0$$

quindi

$$\Delta U_{\text{SIS ISOL}} = 0$$

Enunciati del secondo principio

- **Enunciato di Clausius**

- Il calore fluisce **spontaneamente** da una sorgente a temperatura più elevata verso una a temperatura più bassa;

- **Enunciato di Kelvin**

- Non è possibile ottenere lavoro **ciclicamente** avendo a disposizione solo una sorgente di calore;

- **Enunciato di Carnot**

- Non è possibile costruire una macchina avente un *rendimento di trasformazione* maggiore della macchina di Carnot che evolve reversibilmente fra due sorgenti di calore a temperatura T_1 e T_2 mediante due trasformazioni isoterme e due adiabatiche. Si ricordi che per *rendimento di trasformazione* (h) si intende il rapporto fra il *lavoro netto* (L_n) ottenuto da un ciclo e il *calore ceduto* (Q) al fluido: cioè si ha: $\eta = L_n/Q$.

- **Enunciato di Duhem**

- Una trasformazione reversibile più la sua inversa non *lasciano traccia* nell'ambiente.

SISTEMA TERMODINAMICO EDIFICIO-IMPIANTO

E' un sistema aperto perché scambia energia e massa con l'ambiente circostante

Le equazioni di bilancio energetico sono abbastanza complesse

In generale si hanno:

- flussi di energia in ingresso (elettrica, gpl, gasolio, ecc)**
- flussi di calore in uscita (dispersioni termiche, vapore ecc)**
- Flussi di massa in ingresso e/o uscita(ricambi aria naturali e/o forzati , dispersioni infissi ecc)**

PRESTAZIONI ENERGETICHE DEGLI EDIFICI

Edificio convenzionale Italiano (dati ENEA) 200 m ² di superficie abitabile	Consumo energetico per il riscaldamento	106 kWh/m ² a	68%
	Consumo energetico per produzione acqua calda	20 kWh/m ² a	12%
	Consumo energetico per l'illuminazione e cucina	31 kWh/m ² a	20%
	Consumo energetico complessivo	157 kWh/m ² a	100%
Edificio a basso consumo energetico 185 m ² di superficie abitabile	Consumo energetico per il riscaldamento	69,5 kWh/m ² a	69%
	Consumo energetico per produzione acqua calda	11 kWh/m ² a	12%
	Consumo energetico per l'illuminazione	16 kWh/m ² a	19%
	Consumo energetico complessivo	86,5 kWh/m ² a	100%
Edificio Passivo 185 m ² di superficie abitabile	Consumo energetico per il riscaldamento e ventilazione	15 kWh/m ² a	36%
	Consumo energetico per produzione acqua calda	11 kWh/m ² a	26%
	Consumo energetico per l'illuminazione	16 kWh/m ² a	38%
	Consumo energetico complessivo	42 kWh/m ² a	100%

Edificio passivo

{ 15 kWh/(m²a)
 { 42 kWh/(m²a)

TRASMISSIONE DEL CALORE

I principi della termodinamica governano la trasmissione del calore:

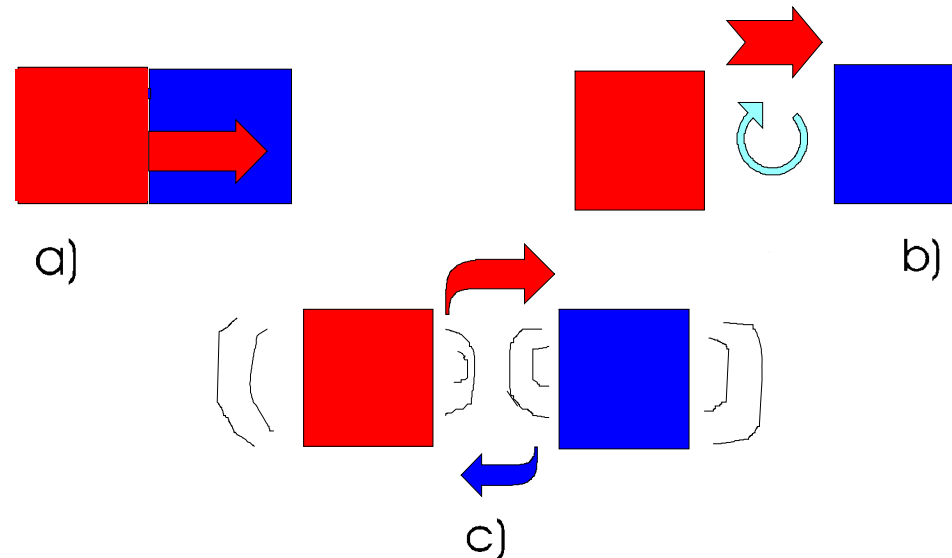
A= in assenza di flussi di lavoro la quantità di calore trasferito in (o da) un sistema uguaglia l'entità dell'incremento (o decremento) di energia del sistema;

B= il calore si propaga nella direzione delle temperature decrescenti da una regione ad alta temperatura a un'altra regione a temperatura inferiore.

Requisito essenziale della trasmissione del calore è l'esistenza di una differenza di temperatura:

- essa costituisce per la trasmissione del calore la forza motrice, così come la differenza di tensione lo è per un flusso di corrente elettrica e la differenza di pressione per una corrente fluida.
- Infatti, come è noto dalla termodinamica, posti a contatto due corpi a temperature diverse, si assiste ad un processo irreversibile di scambio di energia: sostanzialmente il corpo a temperatura maggiore cede calore a quello più freddo, fino al raggiungimento di uno stato finale, in cui la sua temperatura, ora intermedia fra le due temperature di partenza, uguaglia quella del corpo ricevente.

Tali fenomeni, tra loro indipendenti, si possono sovrapporre. Concentrandosi sull'aspetto energetico della questione, si definisce la grandezza primaria che rappresenta la velocità dello scambio termico, cioè la densità di flusso di calore (energia per unità di tempo e di superficie) misurata in W/m^2 .



Obiettivo del nostro studio è la determinazione della potenza termica scambiata per unità di superficie in varie situazioni.

In generale esistono forme relativamente semplici che legano lo scambio termico e le temperature in gioco, secondo delle relazioni di tipo causa effetto:

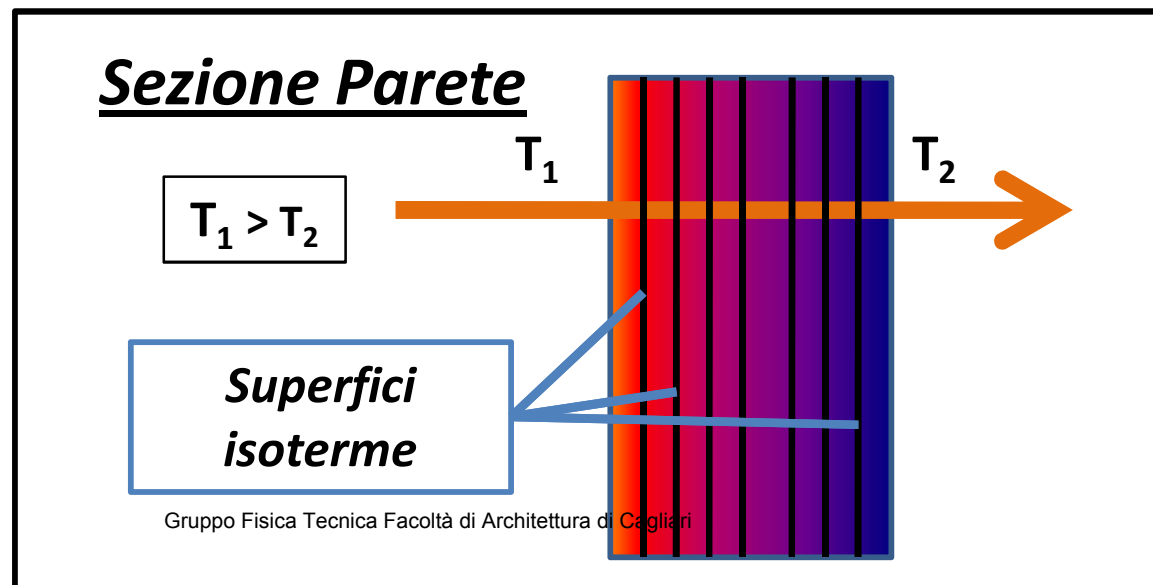
E' la differenza di temperatura a causare il flusso di calore .

TRASMISSIONE DEL CALORE PER CONDUTTIVITA' INTERNA.

Supponiamo di considerare un corpo, il calore si trasmette al suo interno, solo tra due punti aventi diversa temperatura, e quindi in generale si avrà trasmissione di calore se la temperatura non è uniforme. Si considerino l'insieme dei punti del corpo aventi la stessa temperatura, ossia si considerino delle superfici isoterme. È chiaro che tra due punti che si trovano sulla medesima superficie isoterma, non si avrà trasmissione di calore.

Si noti che la conoscenza delle superfici isoterme descrive perfettamente il campo termico all'interno del corpo. Le traiettorie lungo le quali si trasmette il calore all'interno del corpo prendono il nome di linee di flusso termico o anche linee di trasmissione, e sono in ogni punto ortogonali alle superfici isoterme.

Quindi il flusso di calore avverrà in direzione normale (perpendicolare) alla superficie isoterma.



POSTULATO DI FOURIER

$$dQ_n = -\lambda \cdot dA \cdot d\tau \cdot \frac{\partial T}{\partial n}$$

Il fattore di proporzionalità che abbiamo indicato con “ λ ”, rappresenta la conduttività termica interna.

Si definisce invece potenza termica il rapporto:

$$dq = \frac{dQ}{d\tau}$$

La conduttività termica interna “ λ ” può essere definita come il flusso di calore che si trasmette attraverso superfici unitarie con gradiente unitario nell’unità di tempo .

Passando alla definizione dimensionale e alla unità di misura nel Sistema Internazionale, possiamo quindi dire che conduttività termica interna rappresenta la potenza termica scambiata (W) tra due superfici unitarie alla distanza di un metro con una differenza di temperatura di 1 K.

Si tratta di un fattore che rappresenta le caratteristiche fisiche di un materiale, e per un corpo omogeneo ha un valore costante.

Si definisce λ :

$$\lambda = [\text{joule} / (\text{secondo} \times \text{metro} \times \text{grado})]$$

Tenendo conto che 1 Watt = 1 joule / secondo si ha:

$$\lambda = [\text{W} / (\text{m K})]$$

Sulla base del valore di λ si definisce :

Conduttore

$$\lambda \sim 100 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$$

Materiale con caratteristiche intermedie

$$\lambda \sim 10 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$$

Isolante

$$\lambda \sim 0.01 \div 0.02 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$$

EQUAZIONE DI FOURIER O DEL CALORE

$$\frac{\lambda}{\rho \cdot c_p} \cdot \nabla^2 T = \frac{\partial T}{\partial \tau}$$

Possiamo introdurre la diffusività termica a , ovvero costante di diffusione termica che rappresenta una costante fisica caratteristica del materiale.

DIFFUSIVITA' TERMICA

$$a = \frac{\lambda}{\rho \cdot c_p}$$

In base a tale parametro possiamo scrivere l'equazione di Fourier nel modo seguente:

$$a \cdot \nabla^2 T = \frac{\partial T}{\partial \tau}$$

Il nostro scopo è quello di trovare una funzione che descrive il campo termico, ossia

$$T = T(x, y, z, \tau)$$

Questa funzione può essere ottenuta integrando l'equazione differenziale di Fourier e tenendo conto delle opportune condizioni al contorno.

Se supponiamo che il regime sia stazionario, ossia la distribuzione delle temperature e il flusso termico trasmesso sono indipendenti dal tempo, si ha:

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = 0$$

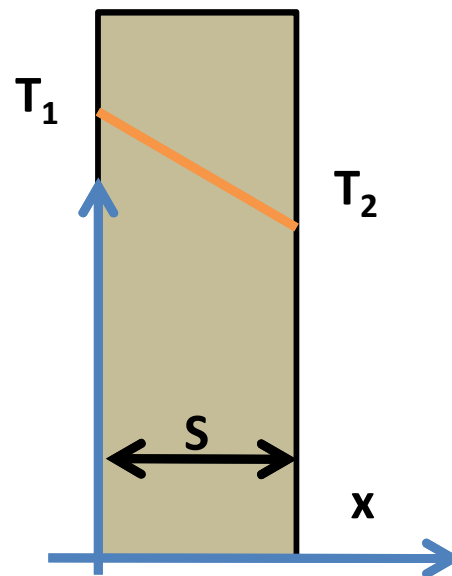
L'equazione di Fourier diventa pertanto:

$$\nabla^2 T = 0$$

Si tenga però presente che la quantità di calore trasmessa dipende non solo dalle temperature, ma anche dalla conduttività termica “ λ ” Pertanto anche nel caso di regime stazionario non possiamo dire che il fenomeno della trasmissione del calore sia indipendente dalle proprietà fisiche del corpo.

Lastra piana in regime stazionario

Si consideri una lastra piana, di spessore costante S , di un materiale con conducibilità termica λ costante, infinita, che ha quindi una dipendenza spaziale unidimensionale, e le cui due pareti perimetrali sono forzate rispettivamente alle temperature T_1 e T_2 ; si determini il profilo della temperatura dentro il materiale e la densità di flusso di calore complessivamente scambiato da una parete all'altra attraverso il corpo



Si noti come, secondo quanto già preannunciato, l'andamento della temperatura nella lastra infinita di spessore S sia lineare, così come lineare è anche il legame tra la variazione di temperatura e il flusso di calore conseguente.

$$\frac{q}{\tau} = \lambda \cdot \frac{A}{S} \cdot (T_A - T_B)$$

Questa è l'espressione normalmente usata ma bisogna sempre ricordare il suo campo di validità :

La relazione è valida in regime di temperatura **STAZIONARIO**

In regime di temperatura **NON STAZIONARIO** invece il flusso di calore trasmesso è funzione della **Diffusività Termica “ a ”**

$$a = \frac{\lambda}{\rho \cdot c_p}$$

Divisorio piano multistrato in regime stazionario

Supponiamo il flusso Q unidirezionale normale alla parete, e la parete abbastanza grande per evitare effetti di bordo

Tutte le superfici parallele alle facce limite sono isoterme perché il flusso di calore avviene ortogonalmente a queste. Sia T_1 la temperatura della superficie 1 e T_2 la temperatura della superficie 2. Con T' e T'' indichiamo le temperature incognite delle superfici isoterme a e b che separano tra loro lo strato 1 dal 2 e lo strato 2 dal 3

Vogliamo conoscere il flusso di calore che si trasmette attraverso il divisorio.

Scriviamo la relazione supponendo che la superficie sia piana ed unitaria ($A=1\text{mq}$). Il flusso di calore nell'unità di tempo sarà uguale alla potenza termica emessa pari a:

$$q_1 = \frac{Q_1}{\tau} = \frac{(T_1 - T^I)}{S_1} \cdot \lambda_1$$

Analogamente:

$$q_2 = \frac{\lambda_2}{S_2} \cdot (T^I - T^{II}) \qquad q_3 = \frac{\lambda_3}{S_3} \cdot (T^{II} - T_2)$$

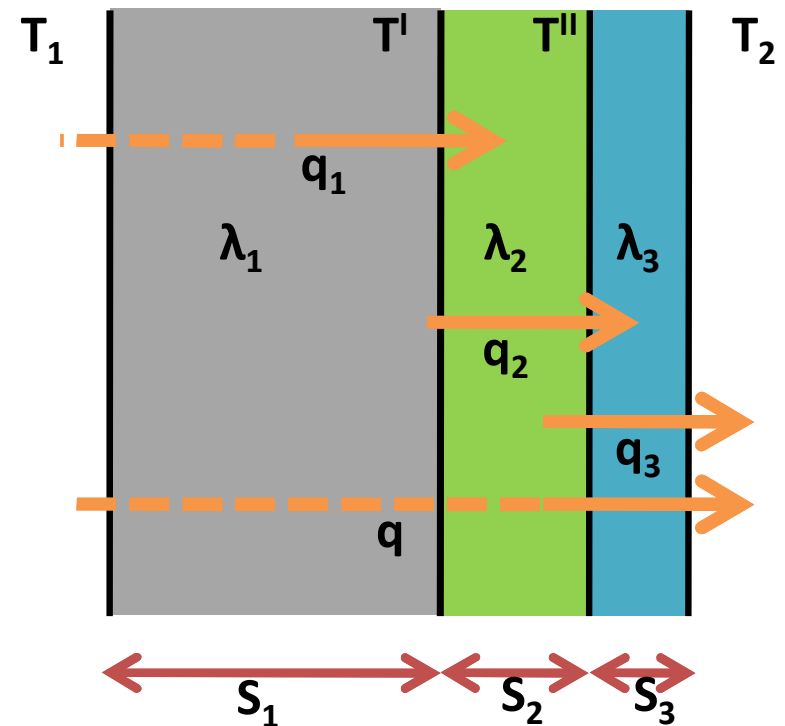
In regime stazionario il flusso che passa attraverso i vari strati è lo stesso:

$$q_1 = q_2 = q_3 = q$$

1) $q \cdot \frac{s_1}{\lambda_1} = T_1 - T^I$

2) $q \cdot \frac{s_2}{\lambda_2} = T^I - T^{II}$

3) $q \cdot \frac{s_3}{\lambda_3} = T^{II} - T_2$



Sommando e mettendo in evidenza:

$$q = \frac{T_1 - T_2}{\frac{s_1}{\lambda_1} + \frac{s_2}{\lambda_2} + \frac{s_3}{\lambda_3}}$$

Nel caso più generale, per una parete con “n” strati , in regime stazionario si avrebbe:

$$q = \frac{T_1 - T_2}{\sum_{i=1}^n \frac{s_i}{\lambda_i}}$$

In questa relazione si definisce:

$$\frac{S}{\lambda}$$

RESISTENZA TERMICA DELLO STRATO

$$\frac{\lambda}{S}$$

CONDUTTANZA DELLO STRATO

Se abbiamo un parete in cui sia nota la conduttività termica, gli spessori e le temperature delle facce estreme, possiamo sapere il flusso di calore che fluisce attraverso la parete.

Noto q posso ricavare dalla 1) il valore T' e dalla 2) il valore T'' ;

cioè posso ricavare il profilo termico della parete o meglio l'andamento dei valori delle temperature nelle facce estreme dei rispettivi strati.

Regime variabile

Il D.L. 311/06 opera in regime stazionario

Conducibilità termica = attitudine di un materiale a condurre il calore.

Capacità termica (densità x calore specifico a pressione costante) = quantità di energia che un materiale è in grado di accumulare per unità di volume.

Diffusività termica = rapporto del calore trasmesso per conduzione rispetto al calore accumulato per unità di volume.

Alto valore di diffusività termica = veloce propagazione del calore;

Basso valore di diffusività termica = calore prevalentemente accumulato nel materiale.

Se a è progettata correttamente le oscillazioni di temperatura che rilevo all'esterno (innalzamenti o abbassamenti della temperatura limite della faccia esterna di una parete muraria) potrebbero non essere rilevati sulla faccia interna della parete.

Se a è progettata correttamente i tempi in cui all'interno ci si accorge dell'evento esterno sono talmente lunghi che si possono ritenere trascurabili (all'interno non ne risentiamo).

La parete muraria di un edificio funziona come una “spugna”, nel senso che il calore assorbito durante il giorno, viene ceduto, progressivamente, all'abbassarsi della temperatura esterna, verso l'interno, senza che le persone all'interno se ne accorgano.

CONDUZIONE TERMICA IN REGIME VARIABILE E CONDUZIONE IN CAMPO TERMICO MONODIMENSIONALE

Equazione generale della conduzione termica

$$\rho \cdot c_p \cdot \frac{\partial T}{\partial \tau} = \nabla(\lambda \cdot \nabla T)$$

Dall'equazione generale della conduzione termica

$$\frac{\lambda}{\rho \cdot c_p} \cdot \nabla^2 T = a \cdot \nabla^2 T = \frac{\partial T}{\partial \tau}$$

Dove:

a = Diffusività termica

$$\nabla^2 T = \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad \text{Operatore di Laplace}$$

Un esempio di trasmissione per conduzione in regime variabile

è quello che riguarda il comportamento termico di una parete supposta seminfinita sottoposta, sulla faccia libera, a un'oscillazione di temperatura T in funzione del tempo τ di tipo sinusoidale attorno a un valore medio T_m

In questo caso l'equazione generale deve essere risolta con le seguenti condizioni al contorno:

$$T = T_m + \theta \cdot \sin(\omega\tau)$$

θ rappresenta la semiampiezza di oscillazione della temperatura, e quindi risulta:

$$T_{\max} = T_m + \theta$$

$$T_{\min} = T_m - \theta$$

La grandezza ω è detta pulsazione ed è legata al periodo di oscillazione τ_0 dalla relazione:

$$\omega = 2\pi \cdot f = \frac{2\pi}{\tau_0}$$

Se il regime periodico risulta completamente instaurato, si parlerà di regime periodico stabilizzato,

L'integrale particolare dell'equazione di Fourier che rappresenta il regime periodico stabilizzato indica che la temperatura del generico piano isotermico interno al mezzo seminfinito considerato, a una distanza x dalla faccia limite, risulta pari a:

$$T(x) = T_m + \theta \cdot e^{-\beta x} \cdot \sin(\omega\tau - \beta x)$$

L'analisi della espressione precedente mostra che all'interno della parete un qualsiasi punto a distanza x dalla faccia limite ammette un'oscillazione di temperatura ancora di tipo periodico, con periodo pari a quello che caratterizzava la faccia limite stessa; rispetto a quella iniziale, tale oscillazione risulta essere ancora intorno allo stesso valore medio T_m , ma di ampiezza ridotta e ritardata nel tempo.

l'ampiezza della semiescursione di temperatura alla profondità x è legata a quella iniziale dalla relazione che definisce lo **smorzamento μ** dell'oscillazione di temperatura:

$$\mu = \frac{\theta(x)}{\theta} = e^{-\beta x}$$

il **tempo di ritardo o sfasamento**, cioè il tempo necessario affinché si risentano i massimi e i minimi di temperatura rispetto all'istante in cui essi si verificarono sulla faccia limite, si calcola in corrispondenza dell'annullamento della funzione seno:

$$\tau_r = \frac{\beta x}{\omega} = \beta x \frac{\tau_0}{2\pi}$$

Sia lo smorzamento sia il tempo di ritardo dipendono dal prodotto (βx): all'aumentare di quest'ultimo essi aumentano, e quindi sono correlati alla profondità x e al fattore fisico β che, come si può notare, ha le dimensioni dell'inverso di una lunghezza.

Il fattore β a sua volta dipende dalle caratteristiche del materiale, in particolare da quelle che nel regime variabile sono ben rappresentate dal valore della diffusività termica a :

$$\beta = \sqrt{\frac{\pi}{a \cdot \tau_0}}$$

Dalle relazioni precedenti e ricordando la definizione di diffusività a , si nota che:

- Una diminuzione della diffusività è un indice di elevata inerzia termica rispetto alla capacità che il materiale ha di trasferire calore per conduzione.
- Un aumentare della diffusività è un indice di bassa inerzia termica

REGIME PERIODICO STABILIZZATO

Un metodo semplificato per risolvere il problema è quello del cosiddetto *regime periodico stabilizzato*: si suppone cioè che mentre la temperatura interna rimane costante (a mezzo di un impianto) quella esterna vari con legge periodica sulle 24 ore.

In tale ipotesi il flusso termico specifico che attraversa la parete (supposta omogenea) può essere espresso mediante la:

$$\frac{Q}{A} = q' = U \cdot (T_m - T_i) + \mu \cdot h_i \cdot \theta \cdot \cos(\omega \tau - \varphi)$$

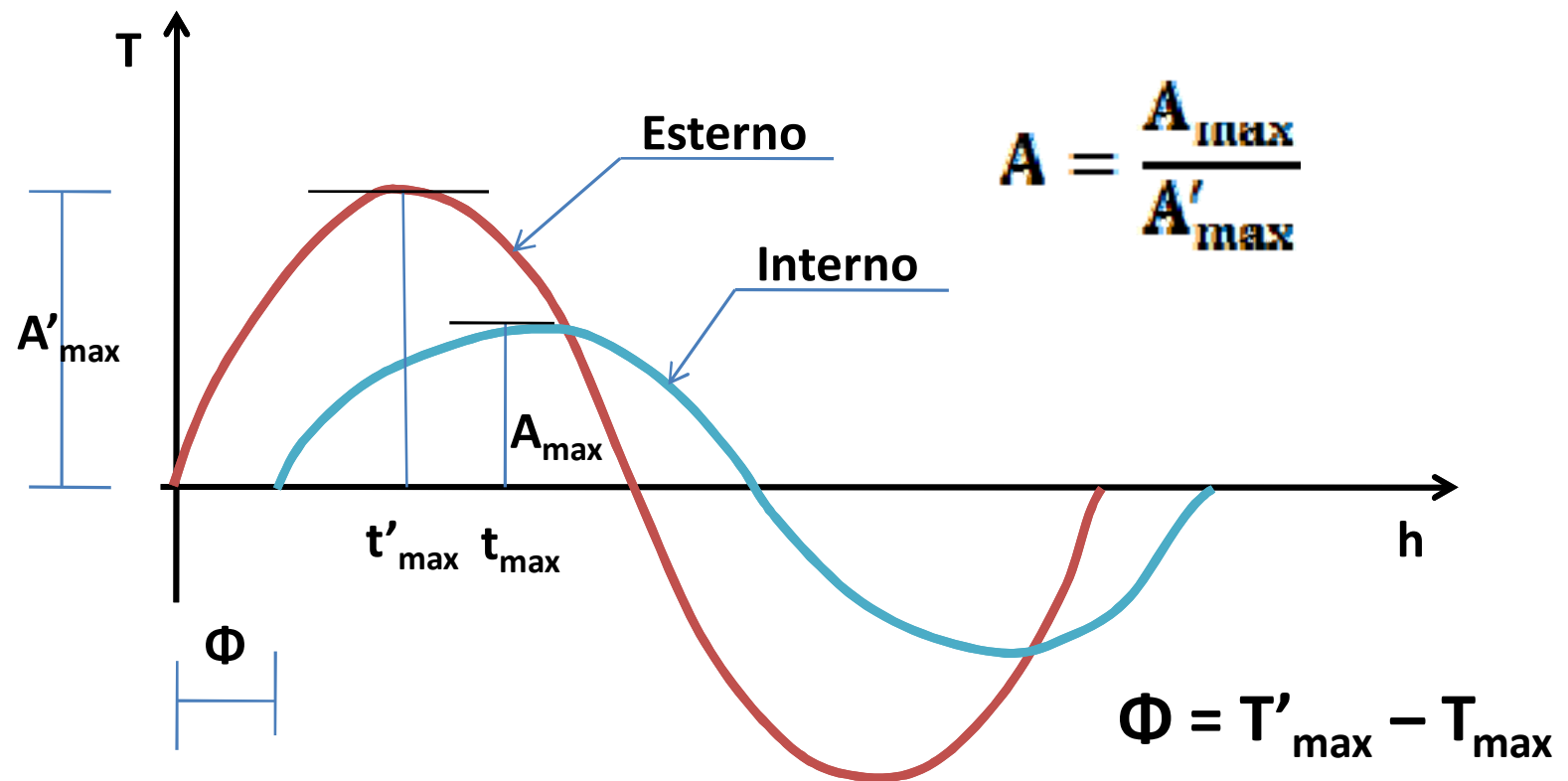
dove:

- μ smorzamento,
- φ il ritardo di fase,
- θ la semiampiezza di oscillazione, $= T_{max} - T_m$
- h_i il coefficiente di adduzione interno, max m
- T_i la temperatura (costante) dell'ambiente interno,
- T_m la temperatura media esterna attorno alla quale oscilla, con periodo

fissato, la temperatura dell'aria esterna

INERZIA TERMICA “estate”

Attenuazione “A” e Sfasamento “ Φ ” dell’onda termica per effetto dell’inerzia di una parete



L’inerzia termica agisce con un effetto di smorzamento dell’ampiezza dell’onda termica esterna che si ripercuote dalla parte opposta della parete attenuata e sfasata.

Come è già stato anticipato la descrizione del comportamento dinamico di una parete composta da più strati, è un problema matematico complesso che comporta la soluzione di equazioni differenziali alle derivate parziali.

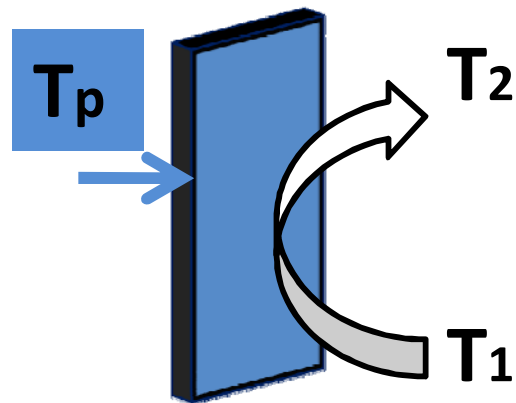
La soluzione può essere ricercata con tecniche diverse tra le quali si ricordano:

- **il metodo delle funzioni di trasferimento fondato sulla trasformata Z;**
- **il metodo dell'analisi armonica fondato sulle trasformate di Fourier;**
- **Le differenze finite;**
- **gli elementi finiti;**
- **la costante di tempo termica TTC;**
- **Il metodo a parametri concentrati o "lumped parameters".**

TRASMISSIONE DI CALORE PER CONVEZIONE

La trasmissione del calore per convezione si verifica ogni volta che un corpo viene posto in un fluido che si trovi a una temperatura diversa da quella del corpo stesso.

Se un fluido generico a temperatura T_1



Lambisce la superficie di una parete a temperatura T_p

Scambio di energia

Il fluido acquista calore e raggiunge una nuova temperatura T_2

In questo caso il gas asporta energia sotto forma di temperatura, pertanto, dal punto di vista del bilancio energetico, l'acquisto o la cessione di calore è accompagnato da una variazione di entalpia del fluido che arriva con una bassa entalpia e se ne va via ad una entalpia più alta.

Si può dire che un flusso di calore “ q ” che si trasmette per convezione è proporzionale alla differenza di temperatura che c’è tra la parete ed il fluido indisturbato ($T_1 - T_2$), all’area della parete A , attraverso un coefficiente di proporzionalità “ h_c ” che chiamiamo **COEFFICIENTE DI CONVEZIONE**.

$$q = h_c \cdot A \cdot (T_1 - T_2)$$

In questo modo si è determinata una relazione matematica che ci permette di calcolare il flusso di calore che avviene per convezione tra la parete ed il fluido.

Il problema è che h_c non è nota e la sua determinazione è complicatissima.

Dall’esperienza si sa che maggiore è la differenza di temperatura e l’area “ A ”, maggiore è il flusso di calore; ma non si conosce il coefficiente di proporzionalità h_c . Per questo tutti gli studi hanno mirato e mirano a conoscere e definire l’espressione del coefficiente di convezione h_c .

L'esperienza ha mostrato che esso è funzione delle seguenti grandezze:

CONVEZIONE FORZATA (A) $h_c = \text{funz}(\lambda, \mu, L, \rho, c_p, u)$

CONVEZIONE NATURALE (B) $h_c = \text{funz}(\lambda, \mu, L, \rho, c_p, a, g, \theta)$

Coefficiente di Convezione

La convezione può essere quantificata usando un coefficiente di convezione h definito dalla relazione empirica

$$Q = h_c (T_p - T_\infty)$$

Q	→	Flusso di calore
T_p	→	Temperatura della superficie solida
T_∞	→	Temperatura del fluido in un punto lontano dalla superficie

N.B.: questa definizione non è corretta in quanto h_c è definito come “coefficiente” pur non essendo una grandezza adimensionale.

$$h_c = W / m^2 K$$

Il coefficiente di convezione non è una quantità costante ma dipende dalla geometria della superficie, dalla velocità, dalle proprietà fisiche del fluido e spesso anche dalle differenze di temperatura.

Tuttavia, volendo conoscere la potenza complessiva scambiata, risulta più comodo introdurre il suo valore medio che prende il nome di **coefficiente di convezione medio** (o valore integrale del coefficiente di convezione).

Risolvere un problema di convezione

significa ricavare il valore di h_c

$$h = f(\lambda, \rho, \mu, L, t, w, g, \beta)$$

Immaginiamo di cercare la soluzione del problema convettivo più complesso possibile che è quello in condizioni di convezione mista e moto turbolento (che è il caso più generico in cui compaiono convezione mista e convezione forzata) e di voler calcolare locale (infatti la scelta del valor medio abbasserebbe di uno il numero di variabili adimensionali introducendo una nuova equazione). Il teorema ci viene in aiuto dicendo che i numeri primi indipendenti (gruppi adimensionali) sono quattro.

Se prendiamo un numero superiore di variabili quelle in eccesso saranno esprimibili in funzione delle prime quattro.

Tradizionalmente si predilige prendere come variabili indipendenti i numeri puri:



$$Nu, Re, Gr, Pr, \frac{x}{L}$$

***Nu* (Numero di Nusselt)**

Coefficiente di convezione adimensionato

$$Nu = f\left(Re, Gr, Pr, \frac{x}{L}\right)$$

$$*Nu = \frac{h_c L}{\lambda_{\text{fluido}}}$$

L = lunghezza caratteristica del problema
 h_c = il coefficiente di convezione locale
 λ_{fluido} = conducibilità del fluido

A questo punto per ricavare il coefficiente di convezione basta trovare il legame

funzionale $f\left(Re, Gr, Pr, \frac{x}{L}\right)$ e sostituirlo nella (*) al posto di Nu

La formula generica delle funzioni tabellate nei libri è



$$\text{Nu} = C \text{Re}^a \text{Pr}^b \text{Gr}^c \left(\frac{x}{L} \right)^d$$

C, a, b, c, d



da determinare in base alla particolare situazione geometrica, termica e dinamica.

La variabile adimensionale indipendente $\frac{x}{L}$ si chiama **ascissa asimensionale** ed è un parametro addizionale in cui figurano la coordinata x e la lunghezza caratteristica L ; esso mi dice in che punto della mia geometria mi trovo.

La scelta *di* L è estremamente importante. Potremmo dare diverse definizioni di L a seconda del problema in cui ci troviamo; ad esempio, per un fluido che scorre in un tubo, la lunghezza caratteristica potrebbe essere il diametro del tubo, ma ci sono casi in cui potrebbe essere anche il diametro del tubo. Quindi L non è sempre la stessa e per lo stesso problema si potrebbe attribuirne significati diversi.

Numeri puri e significato fisico

Coefficiente di convezione adimensionato

Numero di Nusselt: $N_u = h_c L / \lambda$

L = lunghezza caratteristica del problema.

h_c = coefficiente di convezione

λ = conduttività termica interna

$$q_{\text{convezione}} = h_c \Delta T \quad q_{\text{conduzione}} = \lambda \Delta T / L$$

$$q_{\text{convezione}} / q_{\text{conduzione}} = h_c \Delta T / (\lambda \Delta T / L) = N_u$$

Numero di Reynolds: $R_e = L \rho \omega / \mu = L \omega / \nu$

L = grandezza geometrica caratterizzante lo scambio di calore

ω = velocità media del fluido

μ = viscosità dinamica del fluido

ρ = densità del fluido

$\nu = \mu / \rho$ = viscosità cinematica del fluido

Numero di Reynolds = (forze di inerzia) / (forze di attrito viscoso)

Numero di Grashof: $G_r = g \beta L^3 (T_p - T_\infty) / \nu^2$

$\nu = \mu / \rho$ = viscosità cinematica del fluido

g = accelerazione di gravità

β = coefficiente di dilatazione cubica

Numero di Grashof = (forze di galleggiamento) / (forze di attrito viscoso)

Il “coefficiente” β indica la variazione di volume specifico in rapporto alla variazione di temperatura a pressione costante

$$\beta = \frac{1}{V} \cdot \frac{dV}{dT} \bigg|_{p=\text{cost}}$$

V = volume T = temperatura

per un gas perfetto $pV=RT$

ricavando $V = (RT)/p$ si ha $\beta = R/(Vp) = 1/T$

con $[\beta] = 1/^\circ\text{K}$

Numero di Prandtl: $Pr = c_p \mu / \lambda$ $Pr = \nu / D$

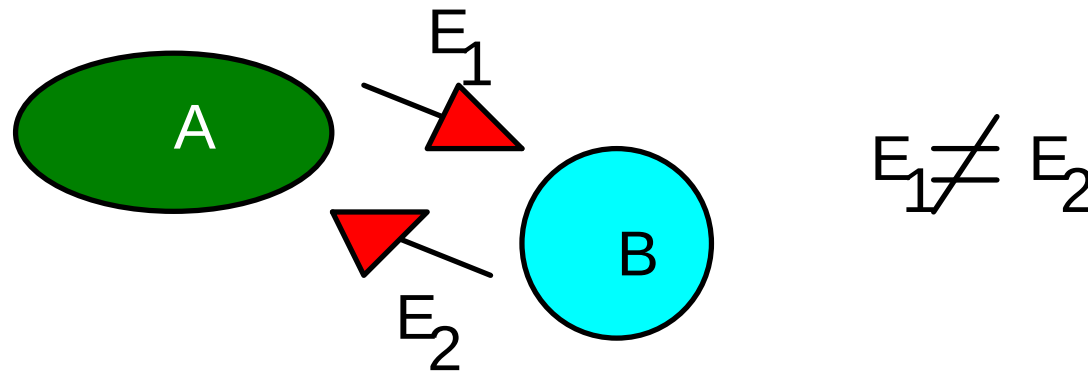
dove D rappresenta la diffusività termica $D = \lambda / \rho c_p$

con c chiamiamo il calore specifico ed in particolare useremo c_p (calore specifico a pressione costante) per i gas.

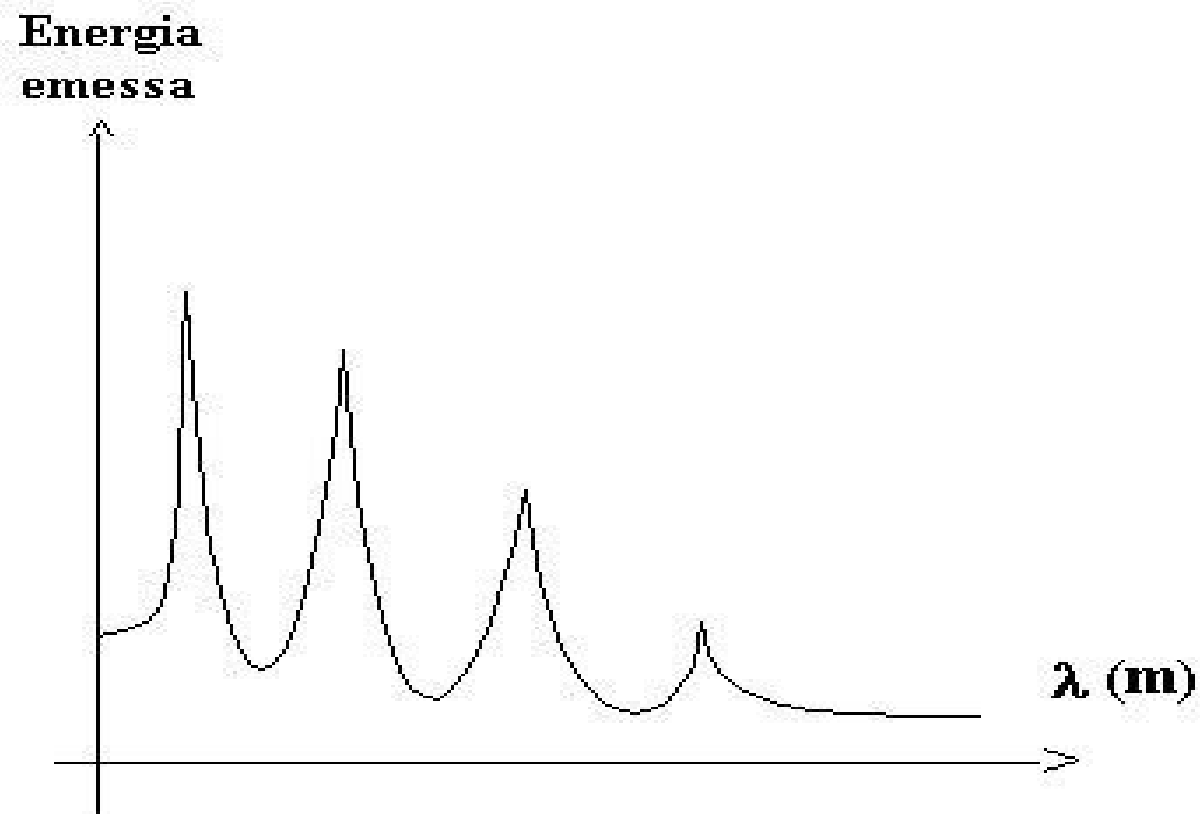
In sostanza Pr indica la tendenza di un fluido a trasportare quantità di moto piuttosto che calore.

TRASMISSIONE DI CALORE PER IRRAGGIAMENTO

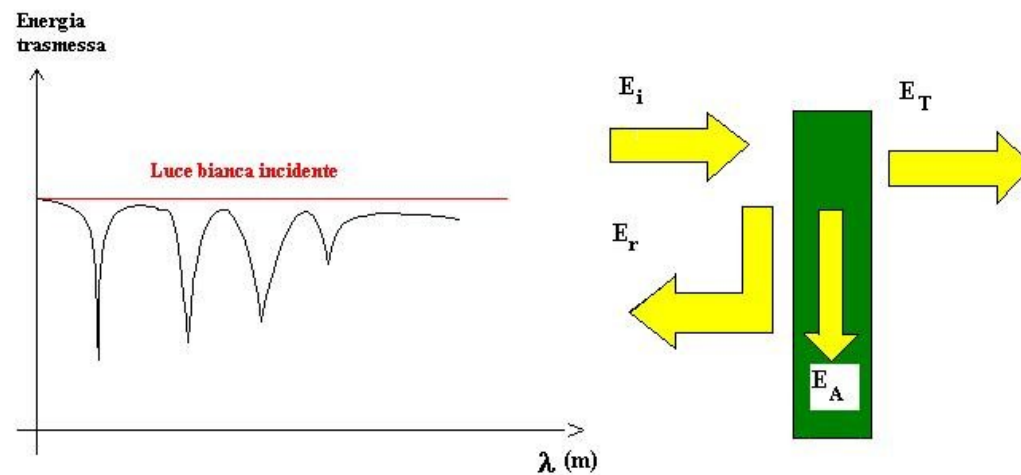
In generale un qualsiasi corpo è soggetto simultaneamente ad un flusso di energia entrante in esso e ad uno uscente da esso, che sono gli effetti dell'interazione termica con l'ambiente in cui si trova. Se si considerano due corpi, ognuno di essi emetterà energia verso l'ambiente circostante, quindi ognuno di essi riceverà energia dall'altro corpo. Ovviamente queste energie saranno nel caso più generale diverse; se, infatti, fossero uguali non si vedrebbe alcuna variazione nello stato dei corpi, che recupererebbero la stessa energia persa.



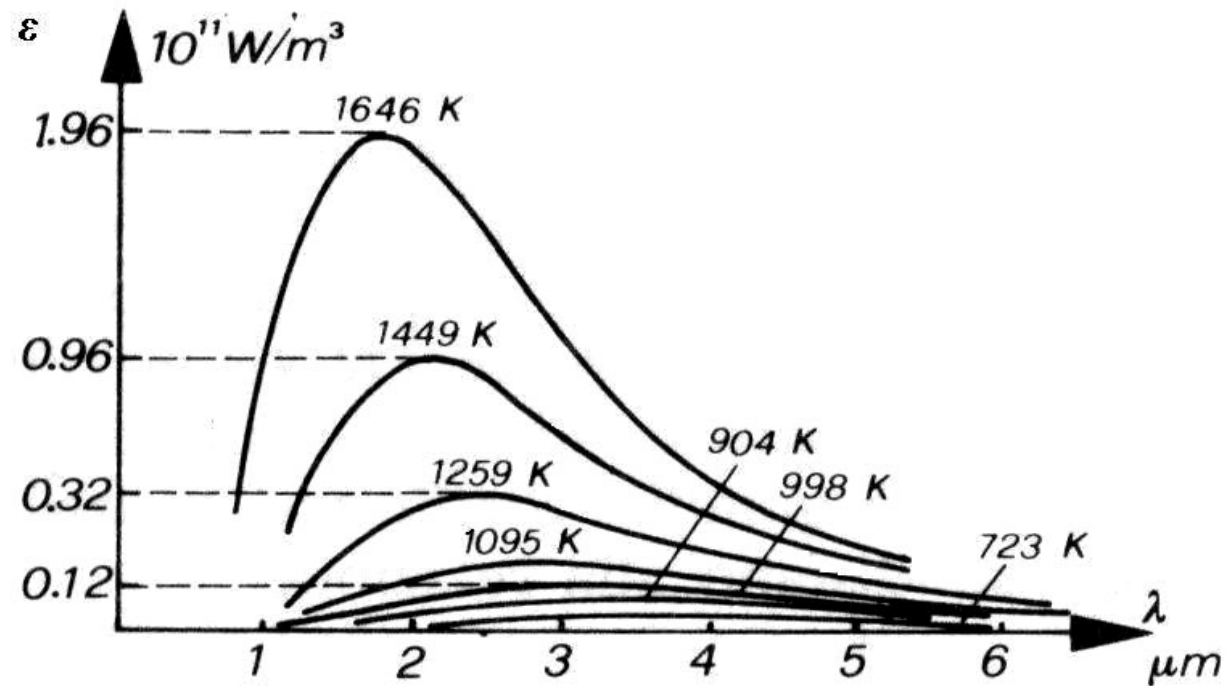
Scambio di energia tra due corpi



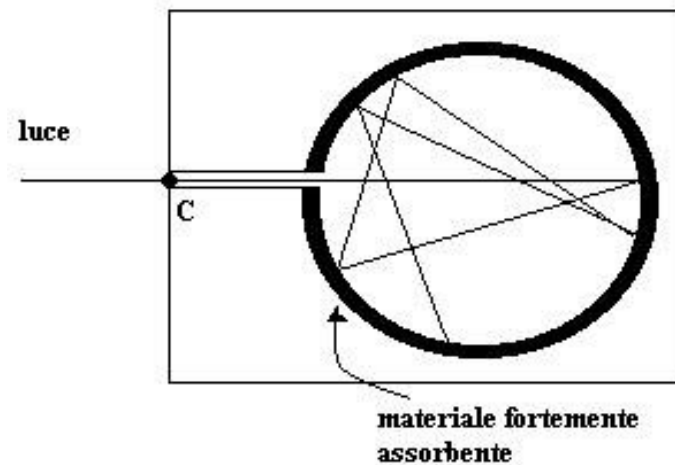
Energia emessa da un corpo reale in funzione della lunghezza d'onda



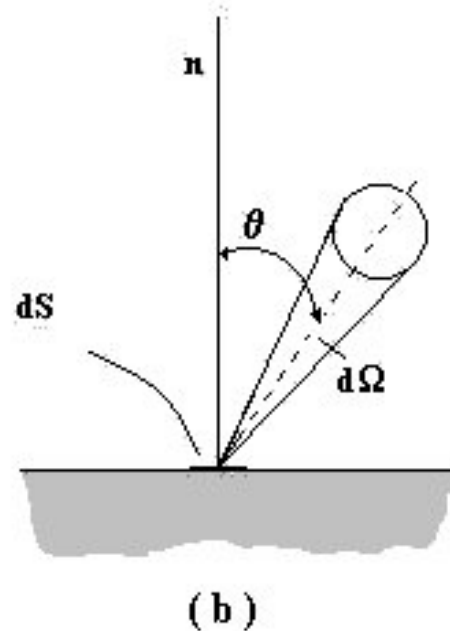
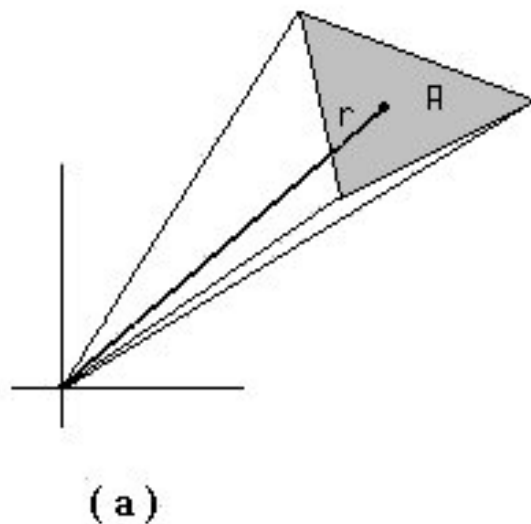
Assorbimento di energia



Potere emissivo specifico del corpo nero alle varie temperature

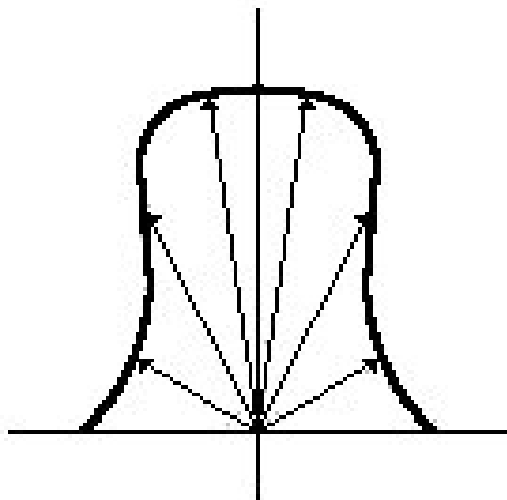


Esempio di corpo nero

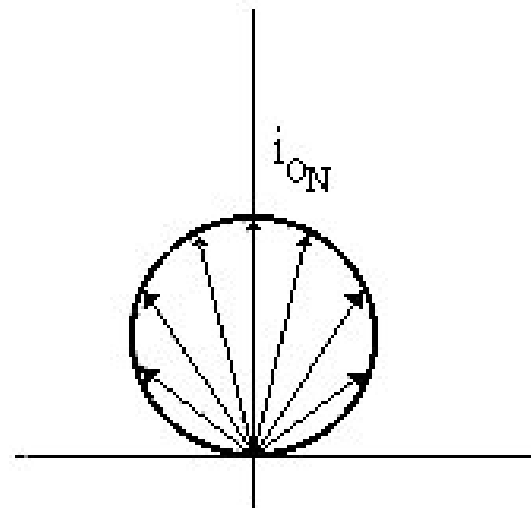


Angolo solido

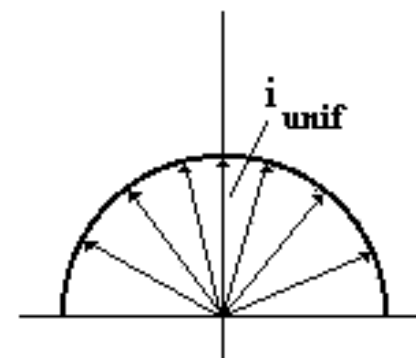
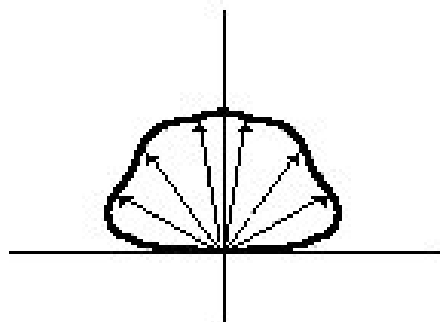
Gruppo Fisica Tecnica Facoltà di Architettura di Cagliari



Esempio di solido fotometrico



Solido fotometrico del corpo nero



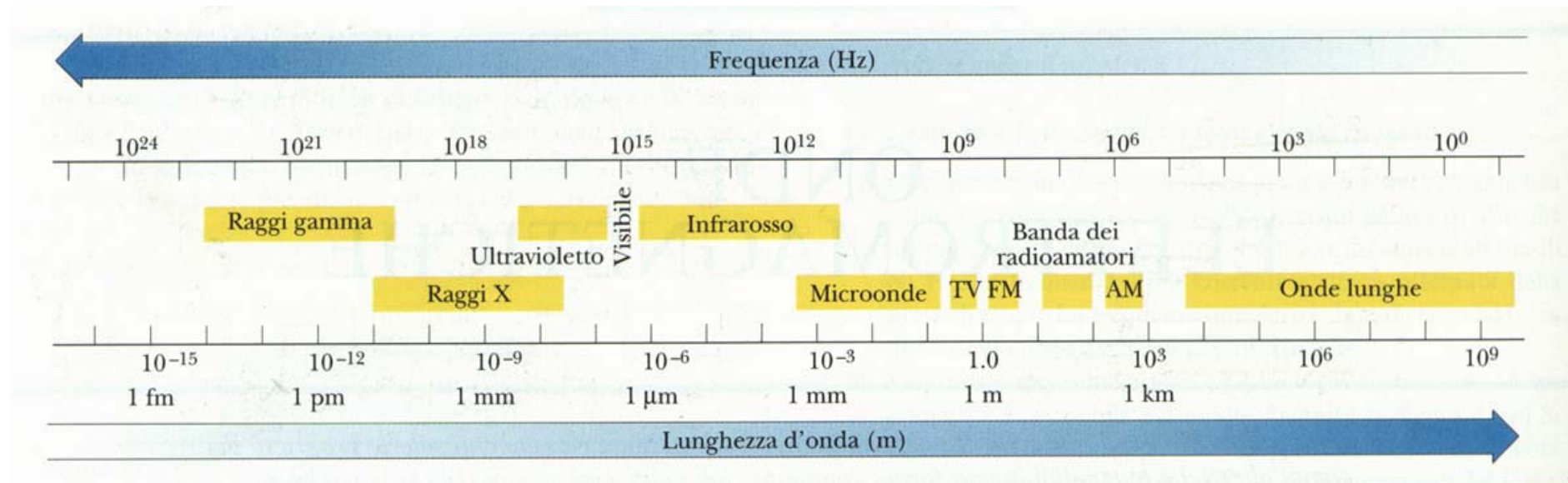
Solido fotometrico uniforme di un corpo non nero

Denominazione delle righe	H_α	H_β	H_γ	H_δ	H_ϵ
					
λ (nm)	656.3	486.1	434.1	410.2	397.0
Colore	Rosso	Blu	Violetto		

Spettro di emissione dell'idrogeno nelle LUNGHEZZE D'ONDA del visibile

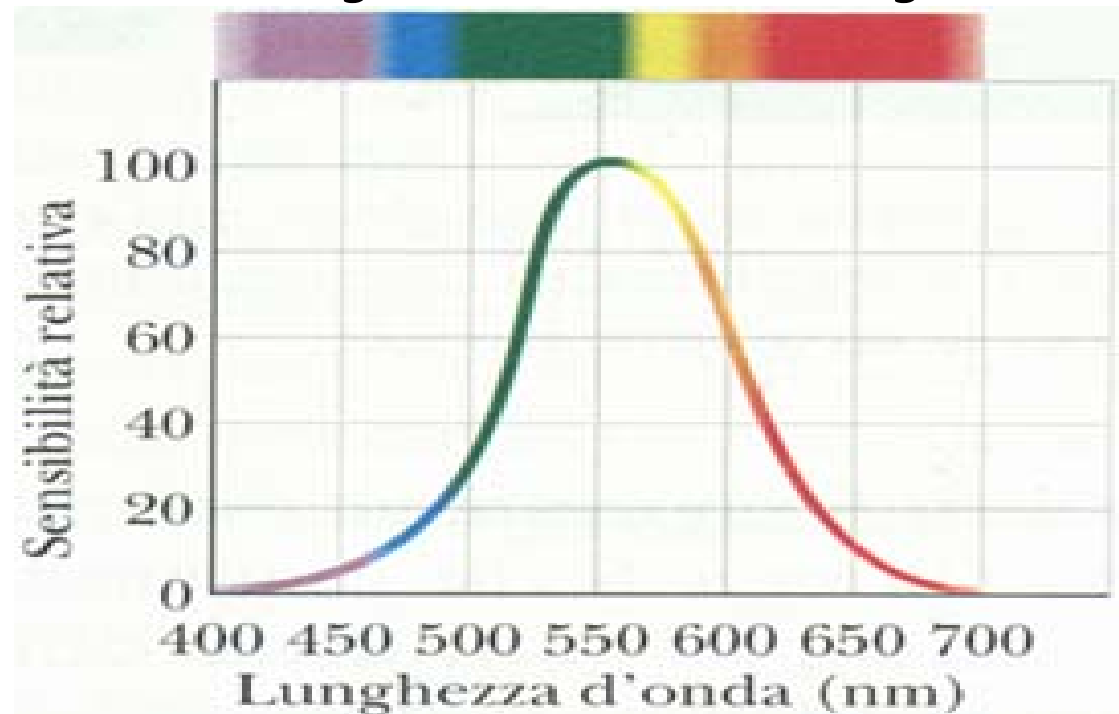
Per sostanze più complesse, che presentano più atomi e magari con un elevato numero di elettroni l'analisi spettrale dell'energia emessa ha un aspetto quasi continuo e non più Quello di un oscillatore che ha frequenze ben precise.

Il campo di frequenze delle onde elettromagnetiche occupa un ampio spettro che si estende dai raggi gamma alle onde lunghe, la cui suddivisione interna è rappresentata nello schema sotto.



Si noti che le scale utilizzate nella rappresentazione sono di tipo logaritmico

Si può definire operativamente la luce visibile come Quella radiazione elettromagnetica a cui l'occhio è sensibile. La sensibilità di osservatori individuali può variare, ma tipicamente l'uomo è in grado di vedere la radiazione nell'intervallo di frequenze d'onda che va da 400nm a 700nm (che corrisponde all'intervallo di frequenze che va da 7×10^{14} a 4×10^{14} Hz). All'interno di Questo intervallo la sensibilità a differenti lunghezze non è affatto costante. La figura riporta una rappresentazione della variazione della sensibilità di un osservatore standard a radiazioni di differente lunghezza d'onda ma di uguale intensità sulla regione visibile dello spettro



La massima sensibilità si ha nei dintorni di 555nm, che corrisponde ad una lunghezza di colore giallo-verde

$$J \text{ (W/m}^2 \text{)}$$

$$\varepsilon(\lambda, T) = dJ/d\lambda$$

emittanza monocromatica

$$J = \int_0^{\infty} \varepsilon (\lambda, T) d\lambda$$

Coefficienti di assorbimento (a) riflessione (r) trasmissione (t)

$$\alpha(\lambda, T) = r(\lambda)_{\text{assorbito}} / r(\lambda)$$

$$\rho(\lambda, T) = r(\lambda)_{\text{riflesso}} / r(\lambda)$$

$$\tau(\lambda, T) = r(\lambda)_{\text{trasmesso}} / r(\lambda)$$

dove

$r(\lambda)$ = radiazione incidente alla lunghezza d'onda λ

$r(\lambda)_{\text{assorbito}}$ = radiazione assorbita

$r(\lambda)_{\text{riflesso}}$ = radiazione riflessa

$r(\lambda)_{\text{trasmesso}}$ = radiazione trasmessa

con

$$r(\lambda) = r(\lambda)_{\text{ass}} + r(\lambda)_{\text{rif}} + r(\lambda)_{\text{tr}}$$

per cui per tutti i corpi:

$$\alpha(\lambda, T) + r(\lambda, T) + t(\lambda, T) = 1$$

Si definiscono Corpi neri i corpi per i quali per tutte le lunghezze d'onda incidente si verifica

$$r(\lambda, T) = 0, \quad t(\lambda, T) = 0, \quad a(\lambda, T) = 1$$

per cui

$$r(T) = 0, \quad t(T) = 0, \quad a(T) = 1$$

Si definiscono Corpi grigi i corpi per i quali per tutte le lunghezze d'onda incidente si verifica

$$a(\lambda, T) = \text{costante} < 1$$

Si definiscono Corpi opachi i corpi per i quali per tutte le lunghezze d'onda incidente si verifica

$$t(\lambda, T) = 0, \quad a(\lambda, T) + r(\lambda, T) = 1$$

Radiazione di corpo nero

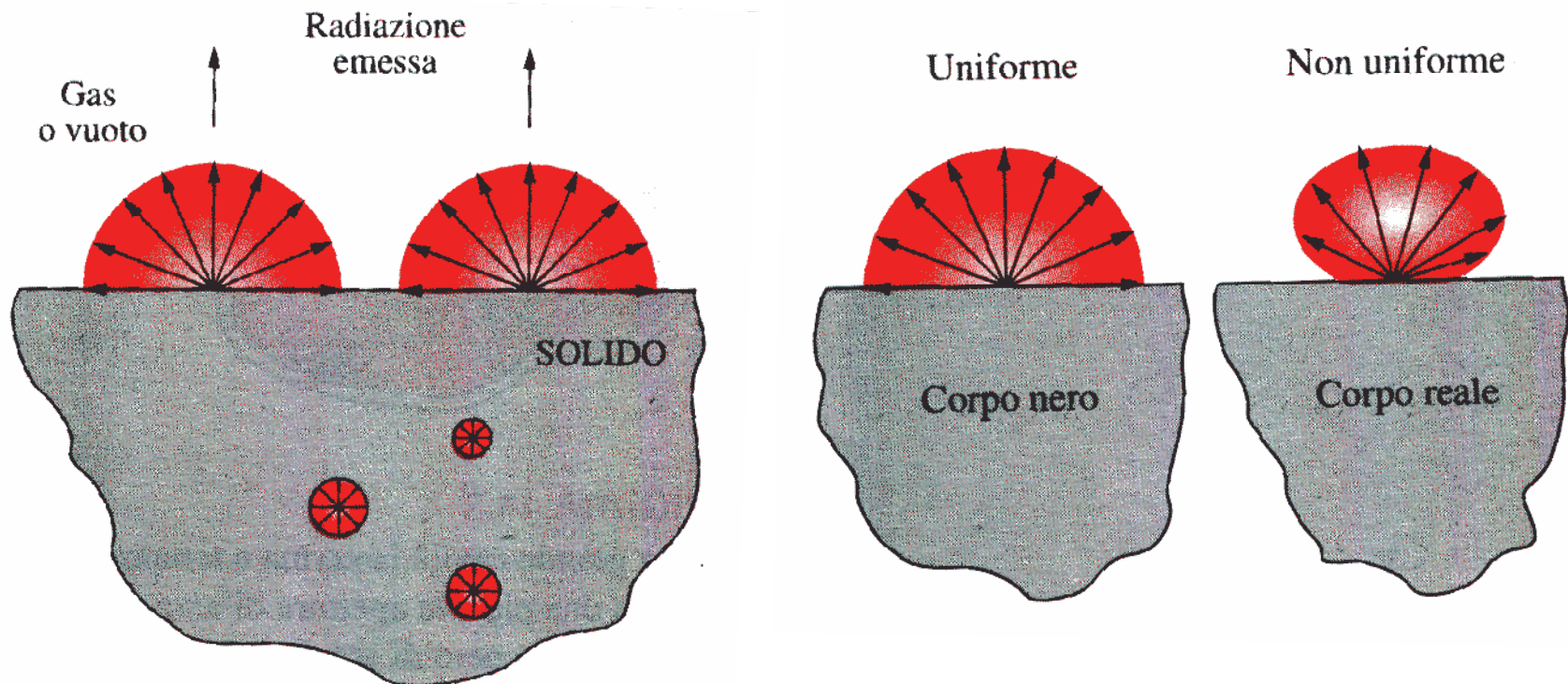
Legge di Stefan-Boltzmann

$$J_o = \sigma T^4$$

dove

J_o potere emissivo del corpo nero (W/m^2)

σ costante di Stefan-Boltzmann = $5.67 \times 10^{-8} \text{ W/(m}^2\text{K}^4)$



Legge della distribuzione di Planck

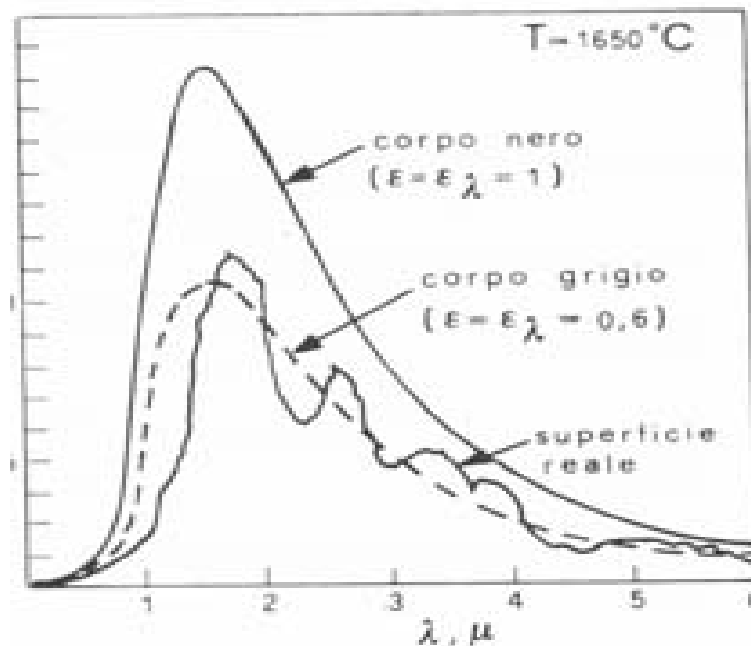
$$\varepsilon_o(\lambda, T) = C_1 \lambda^{-5} / \exp(C_2 / \lambda T) - 1$$

Dove:

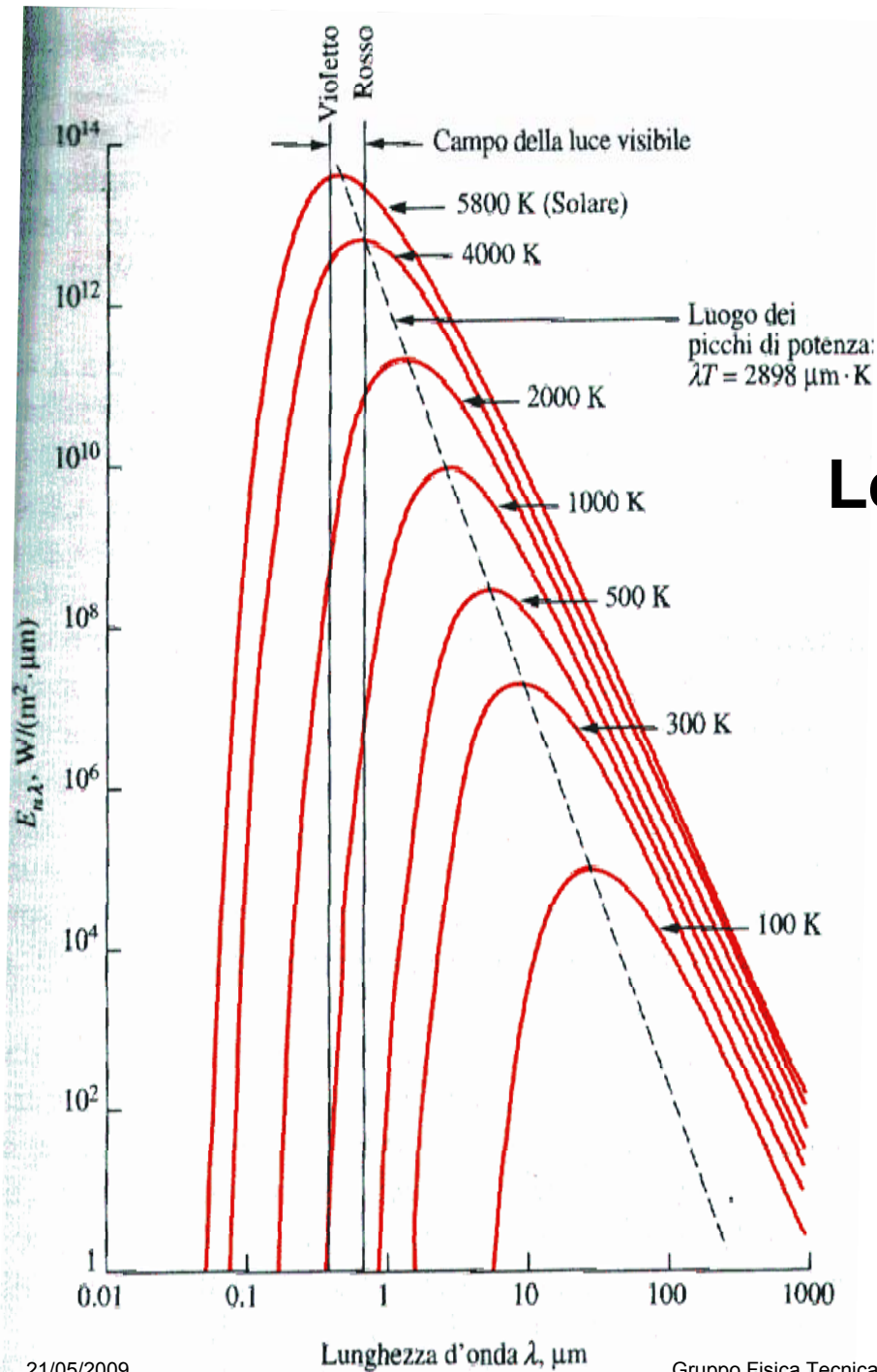
$\varepsilon_o(\lambda, T)$ = emittanza monocromatico del corpo nero [W/m².mm)]

$$C_1 = 3.741 \times 10^{-16} \text{ W/m}^2$$

$$C_2 = 0,01439 \text{ m K}$$



confronto del potere emissivo del corpo nero e di un corpo grigio con una superficie qualsiasi



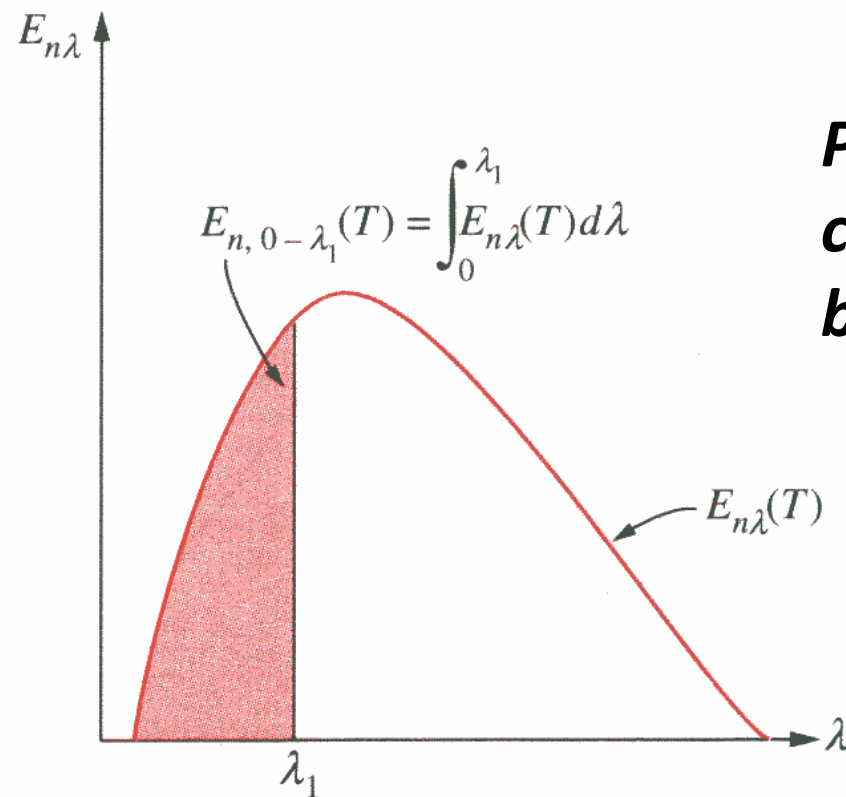
Legge dello spostamento di Wien

$$\lambda_{\text{massimo}} = A / T$$

$$\text{con } A = 2,9878 \times 10^{-3} \quad \text{K m}$$

Potere emissivo totale di corpo nero:

$$J_0 = \int_0^{\infty} \epsilon_0 \cdot (\lambda, T) \cdot d\lambda = \sigma \cdot T^4 \left[\frac{W}{m^2} \right]$$



Potenza radiante emessa da un corpo nero per unità di area nella banda di lunghezze d'onda fra 0 e λ_1 :

$$J_0 = \int_0^{\lambda} \epsilon_0 \cdot (\lambda, T) \cdot d\lambda \left[\frac{W}{m^2} \right]$$

Funzione di radiazione di corpo nero:

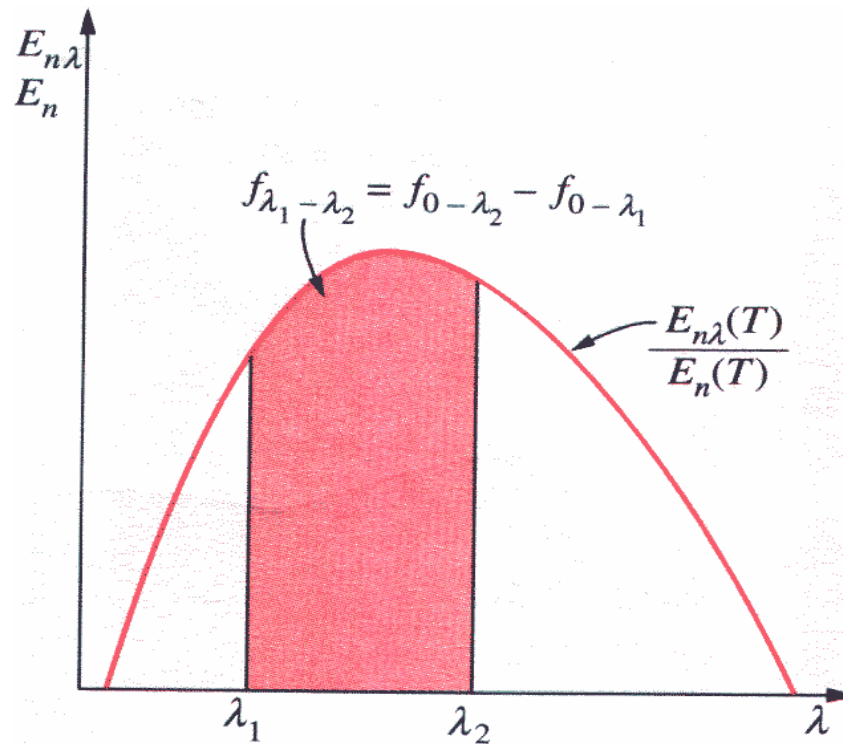
$$f_{\lambda} = \int_0^{\lambda} \epsilon_0 \cdot (\lambda, T) \cdot \frac{d\lambda}{\sigma \cdot T^4}$$

Funzioni f_{λ} di radiazione emessa da corpo nero

λT , $\mu\text{m} \cdot \text{K}$	f_{λ}	λT , $\mu\text{m} \cdot \text{K}$	f_{λ}
200	0.000000	6200	0.754140
400	0.000000	6400	0.769234
600	0.000000	6600	0.783199
800	0.000016	6800	0.796129
1000	0.000321	7000	0.808109
1200	0.002134	7200	0.819217
1400	0.007790	7400	0.829527
1600	0.019718	7600	0.839102
1800	0.039341	7800	0.848005
2000	0.066728	8000	0.856288
2200	0.100888	8500	0.874608
2400	0.140256	9000	0.890029
2600	0.183120	9500	0.903085
2800	0.227897	10 000	0.914199
3000	0.273232	10 500	0.923710
3200	0.318102	11 000	0.931890
3400	0.361735	11 500	0.939959
3600	0.403607	12 000	0.945098
3800	0.443382	13 000	0.955139
4000	0.480877	14 000	0.962898
4200	0.516014	15 000	0.969981
4400	0.548796	16 000	0.973814
4600	0.579280	18 000	0.980860
4800	0.607559	20 000	0.985602
5000	0.633747	25 000	0.992215
5200	0.658970	30 000	0.995340
5400	0.680360	40 000	0.997967
5600	0.701046	50 000	0.998953
5800	0.720158	75 000	0.999713
6000	0.737818	100 000	0.999905

Radiazione emessa da un corpo nero alla temperatura T in una banda finita di lunghezze d'onda da λ_1 a λ_2 :

$$f_{\lambda_1-\lambda_2}(T) = f_{\lambda_2}(T) - f_{\lambda_1}(T)$$



Legge di Kirchhoff

$$\varepsilon_1 (\lambda, T) / a_1(\lambda, T) = f (\lambda, T) \quad \text{per tutti i corpi}$$

$$\varepsilon_1 (\lambda, T) / a_1(\lambda, T) = \varepsilon_2 (\lambda, T) / a_2(\lambda, T) = \varepsilon_o (\lambda, T) / 1)$$

$$\varepsilon(\lambda, T) = a (\lambda, T) \times \varepsilon_o (\lambda, T)$$

$$\varepsilon (\lambda, T) / \varepsilon_o (\lambda, T) = a (\lambda, T)$$

$$\varepsilon(\lambda, T) / \varepsilon_o (\lambda, T) = \eta (\lambda, T) \quad \text{emissività specifica}$$

$$\eta(\lambda, T) = a (\lambda, T)$$

se $a (\lambda, T)$ è costante per tutte le lunghezze d'onda (corpi grigi) si avrà

$$\eta (T) = a (T)$$

PERTANTO PER I CORPI GRIGI SI AVRA':

$$J_g = \int_0^{\infty} \epsilon \cdot (\lambda, T) \cdot d\lambda$$

$$J_g = \int_0^{\infty} \alpha \cdot (\lambda, T) \cdot x \cdot \epsilon_0 \cdot (\lambda, T) \cdot d\lambda$$

$$J_g = \alpha(T) \int_0^{\infty} \epsilon_0 \cdot (\lambda, T) \cdot d\lambda = \alpha \cdot \sigma \cdot T^4 = \eta \cdot \sigma \cdot T^4$$

MENTRE PER I CORPI GENERICI SI AVRA':

$$I_g = \int_0^{\infty} \varepsilon \cdot (\lambda, T) \cdot d\lambda$$

$$I_g = \int_0^{\infty} \alpha \cdot (\lambda, T) \cdot x \cdot \varepsilon_0 \cdot (\lambda, T) \cdot d\lambda$$

Trasmissione del calore per adduzione.

Finora abbiamo ricavato 3 espressioni fondamentali:

$$\left[q_i = \frac{Q}{\tau} = A \cdot \frac{\lambda}{S} \cdot (T_1 - T_2) \right] \quad \text{CONDUZIONE}$$

$$\left[q_c = A \cdot h_c \cdot (T_a - T_b) \right] \quad \text{CONVEZIONE}$$

$$q_r = A \cdot h_r \cdot (T' - T'') \quad \text{IRRAGGIAMENTO}$$

Abbiamo anche detto che queste espressioni hanno delle limitazioni, ma essendo molto semplici, sono molto comode da utilizzare.

In molti problemi di trasmissione del calore, la trasmissione del calore per convezione e per irraggiamento coesistono. In questi casi si è soliti parlare di trasmissione del calore per **adduzione**.

In tal caso la quantità di calore trasmessa nel tempo unitario può essere espressa come:

$$q_A = \alpha \cdot A \cdot (T_1 - T_2) \quad \text{ESPRESSIONE SIMILE ALLE PRECEDENTI}$$

dove “ **α** ” è **chiamato fattore di adduzione**. Se supponiamo che i fenomeni della convezione e dell’irraggiamento siano regolati dalle stesse temperature si ottiene:

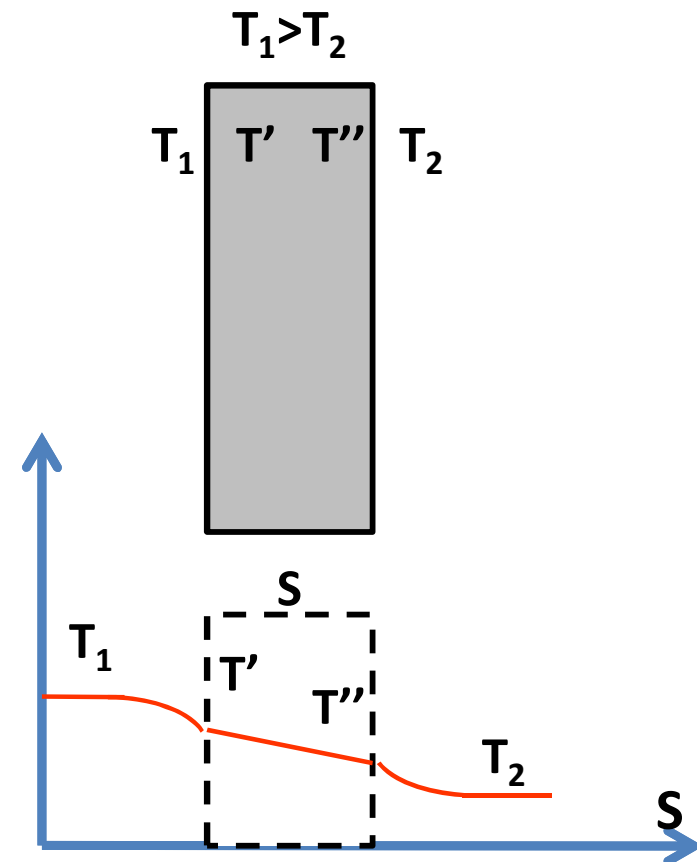
$$\alpha = h_c + h_r$$

ossia il fattore di adduzione è dato dalla somma del fattore di convezione h_c e di quello per irraggiamento h_r .

Parete piana omogenea posta tra due fluidi in regime stazionario

Immaginiamo di considerare due fluidi, tenuti a temperature diverse ma costanti nel tempo, separati da una parete piana di spessore “s” infinitamente estesa:

Le due superfici della parete (T' e T'') saranno delle superfici isoterme come pure tutti i piani ad essa parallela ed interni al divisorio.



Il flusso di calore compie il seguente percorso:

PASSAGGIO PER **ADDUZIONE** (α_i) dal fluido 1 (a temperatura T_1) alla prima faccia del divisorio (a temperatura T') avente area A :

$$q_i = \frac{Q}{\tau} = \alpha_i \cdot A \cdot (T_1 - T')$$

PASSAGGIO PER **CONDUTTIVITA' TERMICA INTERNA** attraverso il divisorio:

$$q_{\text{cond}} = \frac{Q}{\tau} = \lambda \cdot \frac{A}{s} \cdot (T' - T'')$$

PASSAGGIO PER **ADDUZIONE** (α_e) dalla seconda faccia del divisorio (a temperatura T'') al fluido 2 (a temperatura T_2):

$$q_e = \frac{Q}{\tau} = \alpha_e \cdot A \cdot (T'' - T_2)$$

I due fluidi potrebbero essere ad esempio l'aria esterna e l'aria interna di un certo ambiente, separati da una parete di tamponamento.

Il flusso di calore passa dal fluido 1 alla prima faccia della parete, e dalla seconda faccia della parete al fluido 2 per convezione e irraggiamento.

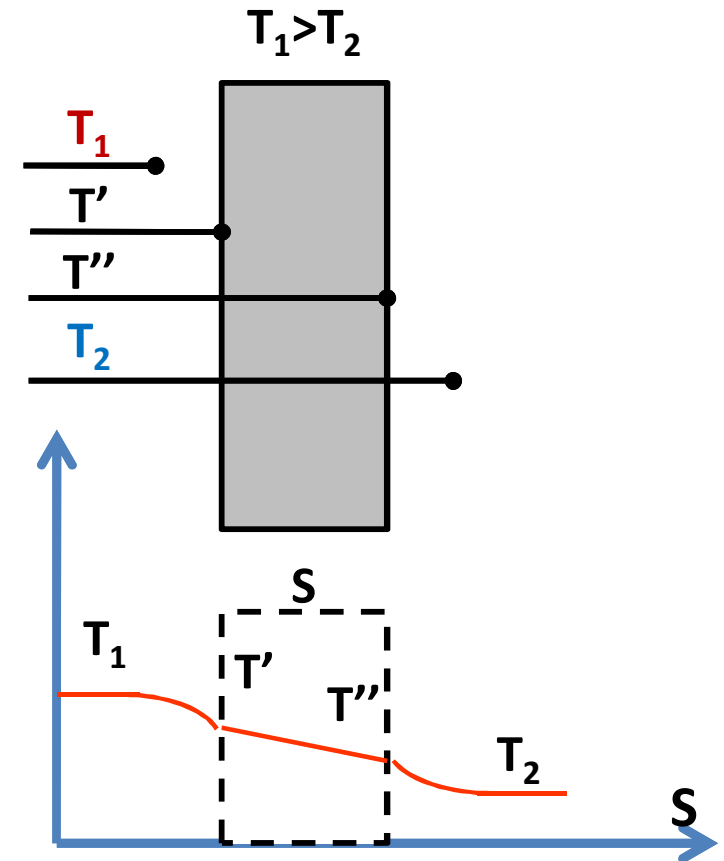
$$q_v = A \cdot h_c \cdot (T_1 - T')$$

CONVEZIONE

$$q_r = A \cdot h_r \cdot (T_1 - T')$$

IRRAGGIAMENTO

Il calore trasmesso tra il fluido 1 e la faccia a temperatura T' della parete è dato dalla somma di questi due contributi.



$$q_A = q_v + q_r = A \cdot (h_c + h_r) \cdot (T_1 - T')$$

Stiamo supponendo che la trasmissione di calore per convezione e irraggiamento avvenga tra uguali differenze di temperatura. Abbiamo già detto che $\alpha = h_v + h_r$ rappresenta il coefficiente di adduzione.

ADDUZIONE = convezione + irraggiamento se avvengono tra uguali ΔT .

Si noti che espressioni di questo tipo sono molto comode da utilizzare, infatti il valore di α si può calcolare secondo la norma UNI 6946-2008 o utilizzare le tabelle allegate alla stessa.

In regime stazionario, la quantità di calore che passa dal primo fluido al divisorio, deve essere uguale a quella che attraversa il divisorio e a quella che è ceduta al fluido 2. Pertanto

$$q_e = q_{\text{cond}} = q_i$$

sono uguali.

Per trovare il calore che ha attraversato la parete, basta esplicitare le espressioni trovate rispetto alle differenze di temperatura:

$$T_1 - T' = \frac{q}{A \cdot \alpha_i} \qquad T' - T'' = \frac{q}{A} \cdot \frac{s}{\lambda} \qquad T'' - T_2 = \frac{q}{A \cdot \alpha_e}$$

Sommando membro a membro otteniamo:

$$q = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_i} + \frac{s}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_e}} \cdot (T_1 - T_2) = A \cdot U \cdot (T_1 - T_2)$$

dove α_i è il coefficiente di adduzione interna e α_e il coefficiente di adduzione esterna.

La quantità:

$$U = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_i} + \frac{s}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_e}}$$

viene chiamata **trasmissione** della parete, e si misura in:

$$U = \frac{\text{Watt}}{\text{m}^2 \cdot \text{K}} \qquad U = \frac{\text{Kcal}}{\text{m}^2 \cdot \text{h} \cdot ^\circ\text{C}}$$

$$q = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_i} + \frac{s}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_e}} \cdot (T_1 - T_2) = A \cdot U \cdot (T_1 - T_2)$$

Ponendo $A = 1$ e $\Delta T = 1$ si ottiene $U = q$ ossia:

Si definisce trasmittanza

il calore che fluisce attraverso una superficie unitaria in un tempo unitario quando la differenza di temperatura tra esterno e interno è di un grado.

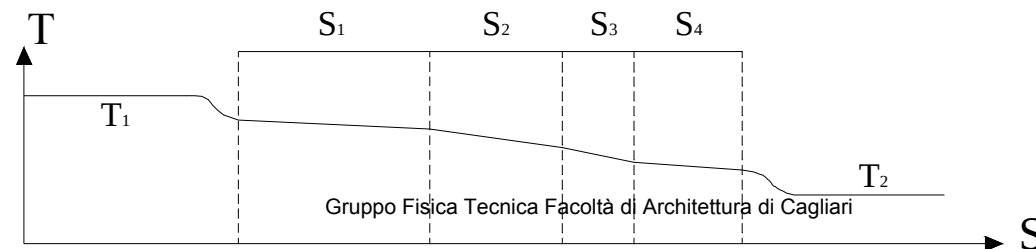
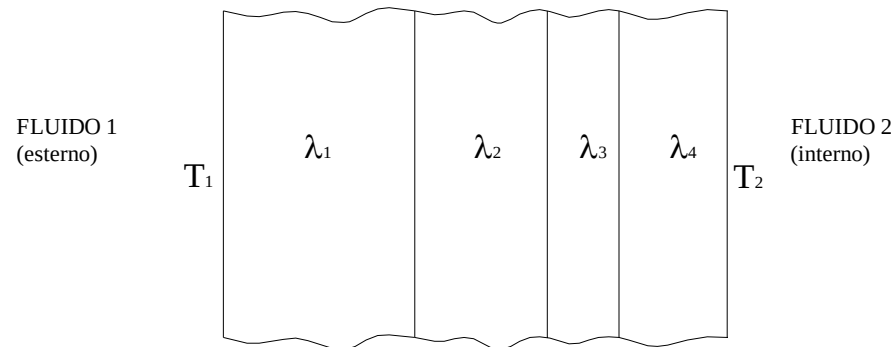
Parete piana non omogenea tra due fluidi in regime stazionario

parete piana non omogenea = composta da più strati di materiali diversi

Eseguendo i calcoli analogamente al caso precedente:

$$U = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_l} + \sum_n \frac{s_n}{\lambda_n} + \frac{1}{\alpha_e}}$$

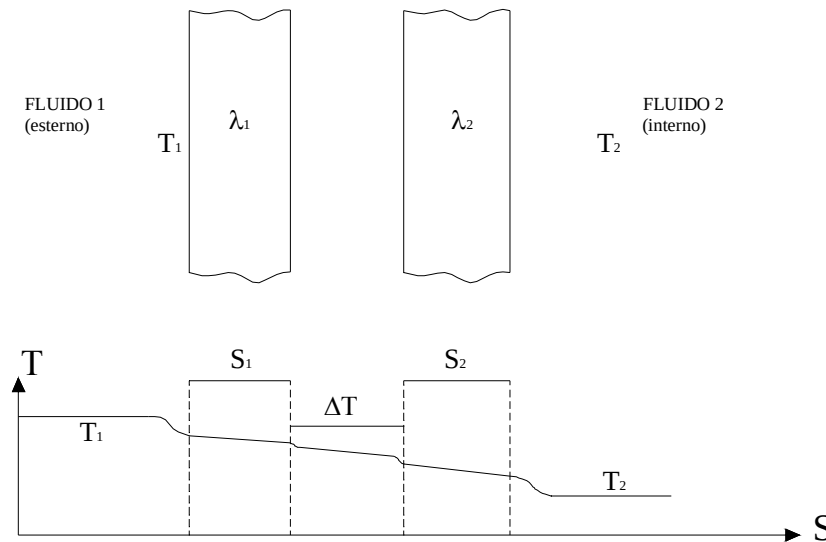
$$\frac{Q}{\tau} = q = A \cdot U \cdot (T_1 - T_2)$$



Parete con camera d'aria.

Parete molto diffusa in edilizia costituita da due strati di materiale separati da un'intercapedine d'aria.

È molto complicato stabilire che cosa avviene nella camera d'aria, infatti attraverso l'intercapedine il calore si trasmette sia per convezione che per conduttività termica interna attraverso il fluido che per irraggiamento fra le due facce limite interne.



Indichiamo con ΔT la differenza di temperatura tra le pareti dell'intercapedine.
Possiamo anche in tal caso scrivere:

$$q = A \cdot \frac{1}{R_d} \cdot \Delta T$$

FLUSSO ATTRAVERSO LA CAMERA D'ARIA

dove R_a è la resistenza termica dell'intercapedine.

Calcolare tale resistenza è molto complicato.

I valori delle resistenze termiche delle camere d'aria sono tabellati secondo le norme UNI.

Parete complessa.

Trasmissione del calore attraverso una parete contenente n strati ed m intercapedini:

$$U = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_l} + \sum_n \frac{s_n}{\lambda_n} + \sum_m r_{a,m} + \frac{1}{\alpha_e}}$$

$$q = A \cdot U \cdot (T_1 - T_2)$$

Flusso di calore:

$$\frac{Q}{\tau} = q = A \cdot U \cdot (T_1 - T_2)$$

Energia fluita attraverso la parete considerata nell'unità di tempo
Joule/tempo in altre parole potenza istantanea dispersa Watt.

Dove:

Q = energia dispersa o fluita attraverso la parete [J];

τ = tempo in secondi;

q = potenza istantanea dispersa attraverso la parete;

A = area della parete considerata [m²];

U = trasmittanza della parete considerata [W/m²K];

T₁ = Temperatura maggiore;

T₂ = Temperatura minore;

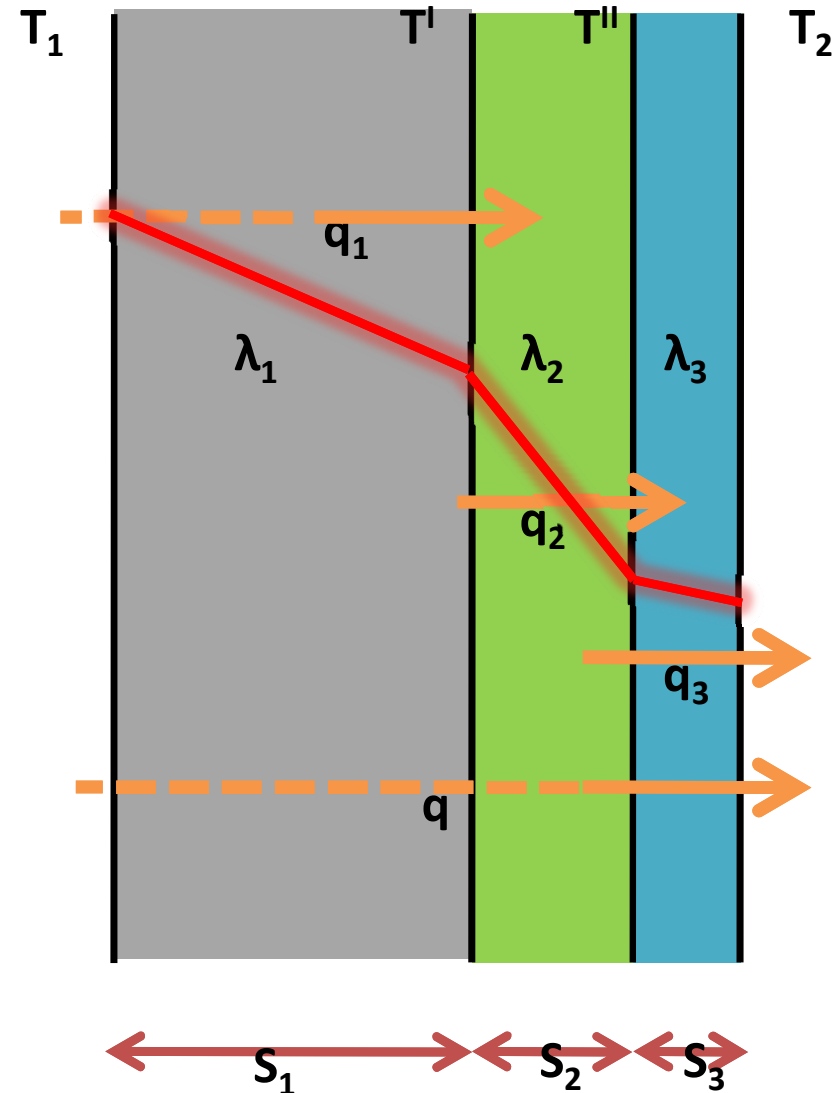
In regime stazionario il flusso che passa attraverso i vari strati è lo stesso:

$$q_1 = q_2 = q_3 = q$$

$$1) \quad q_1 = \frac{Q_1}{\tau} = \frac{(T_1 - T^I)}{S_1} \cdot \lambda_1$$

$$2) \quad q_2 = \frac{\lambda_2}{S_2} \cdot (T^I - T^{II})$$

$$3) \quad q_3 = \frac{\lambda_3}{S_3} \cdot (T^{II} - T_2)$$



PROFILO DELLE TEMPERATURE

Flusso totale disperso dalla parete

$$q = A \cdot U \cdot (T_i - T_e) = A \cdot \frac{1}{R_{tot}} \cdot (T_i - T_e)$$

Flusso disperso dai singoli strati

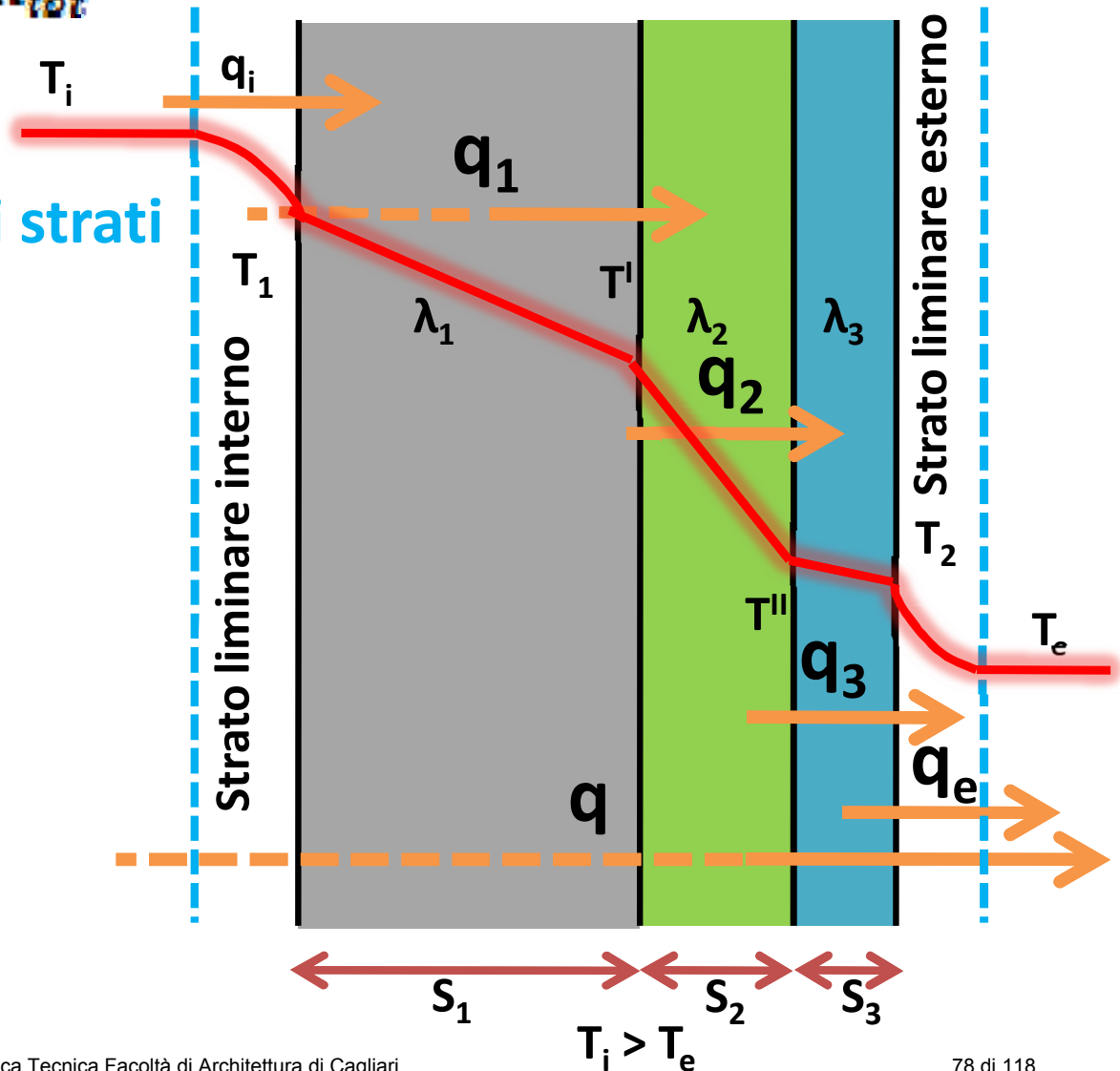
$$q_t = A \cdot \frac{1}{R_t} \cdot (T_i - T_e)$$

$$q_1 = A \cdot \frac{1}{R_1} \cdot (T_1 - T^I)$$

$$q_2 = A \cdot \frac{1}{R_2} \cdot (T^I - T^{II})$$

$$q_3 = A \cdot \frac{1}{R_3} \cdot (T^{II} - T_2)$$

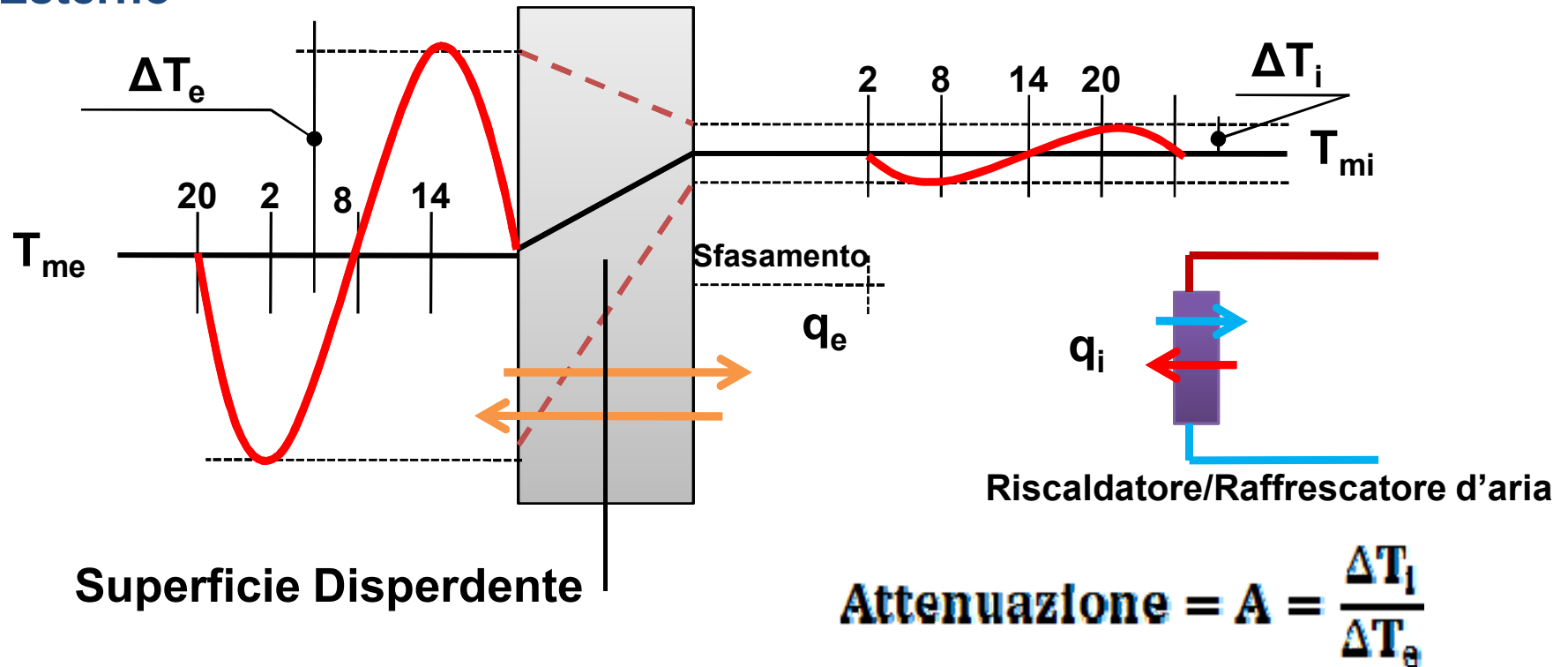
$$q_e = A \cdot \frac{1}{R_e} \cdot (T_2 - T_e)$$



INERZIA TERMICA

Esterno

Interno



L'inerzia termica agisce con un effetto di smorzamento dell'ampiezza dell'onda termica esterna che si ripercuote dalla parte opposta della parete attenuata e sfasata.

ARIA SECCA

- Componenti e percentuale in volume
- ossigeno(20,99%) azoto(78,03%)
- argon(0,94 %)
- anidride carbonica (0,03 %)
- idrogeno (0,01 %)
- $v_{as} = R_{as} T / p_{as}$
- $R_{as} = 29,27 \text{ m/K}$

VAPOR d'ACQUA

- $v_v = R_v T / p_v$
- $R_v = 47,1 \text{ m/K}$
- $p = p_{as} + p_v$
- $p_{as} = p - p_v$
- se riferiamo le formule seguenti ad 1 kg di aria secca
- $p_{as} v = R_{as} T$

ARIA UMIDA

ARIA UMIDA = ARIA SECCA + VAPOR D'ACQUA

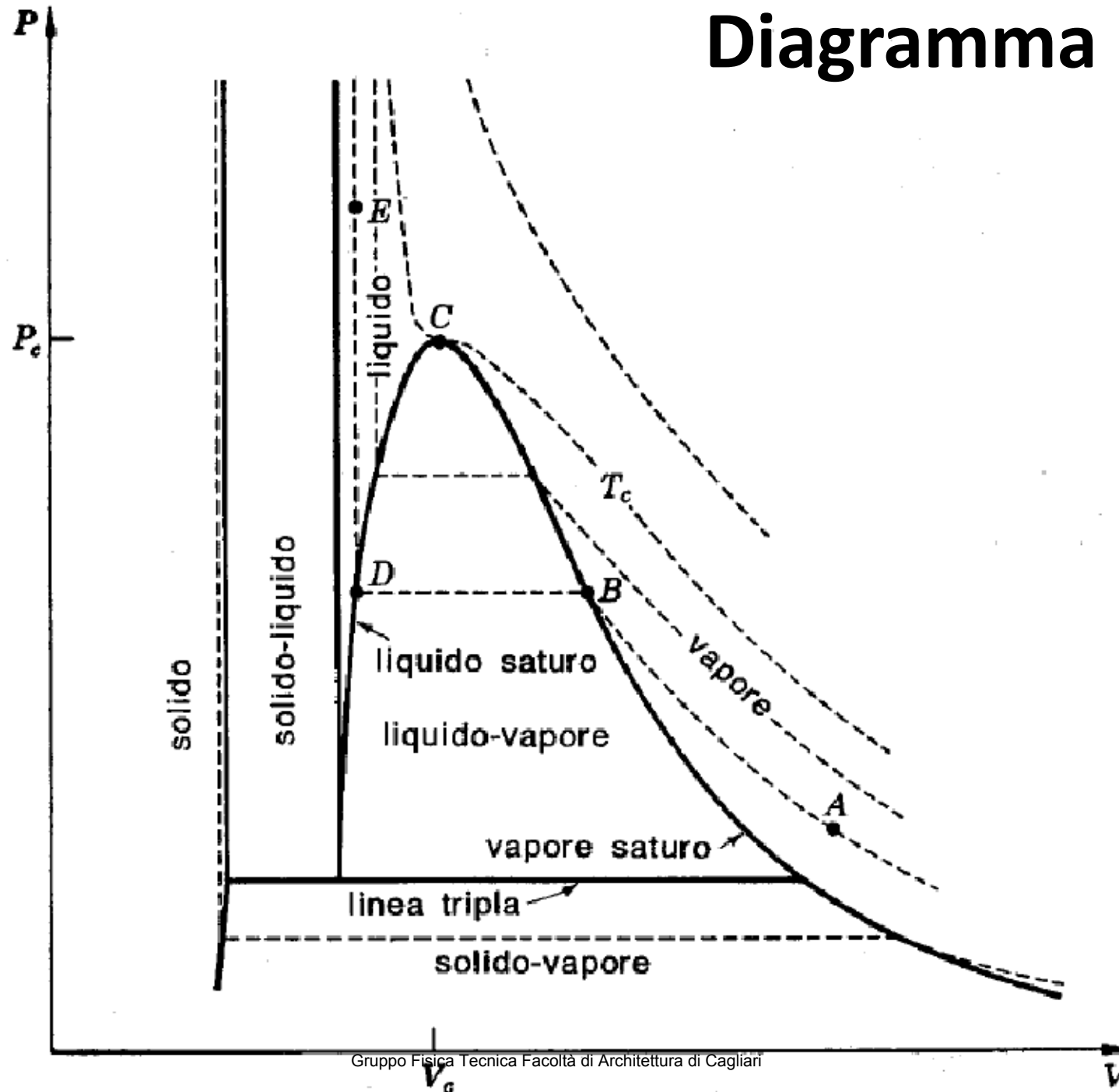
ϕ = umidità relativa

$$\phi = p_v / p_{vs}$$

x = umidità specifica

$$x = m_v / m_{as}$$

Diagramma PV



Coordinate termodinamiche

- H = entalpia
- p = pressione
- T = temperatura
- x = umidità specifica
- ϕ = umidità relativa

VARIANZA DI UN SISTEMA

- **Regola di Gibbs: $V = C - F + 2$**
- **V = varianza (COORDINATE INDIPENDENTI)**
- **C = componenti**
- **F = fasi.**
-
- **Pertanto la varianza del sistema termodinamico aria umida è 3 (quattro coordinate legate tra loro da una equazione di stato)**

COORDINATE TERMODINAMICHE

- Scegliamo queste quattro coordinate termodinamiche

T

p

x

H

TRASFORMAZIONI A PRESSIONE COSTANTE

- Se ipotizziamo che le trasformazioni dell'aria avvengano a pressione costante (pressione atmosferica)

- $H = U + pv$ $dH = dU + pdv + vdp$

- $dU = \delta Q + \Delta W$ $dW = -pdv$ $dU = \delta Q - pdv$

$$dH = \delta Q - pdv + pdv + vdp$$

$$dH = \delta Q + vdp$$

- se $p = \text{costante}$

$$dH = \delta Q$$

EQUAZIONE DI STATO

- supponiamo di avere una di massa unitaria di aria secca m_{as} alla temperatura di 0°C e una massa m_v di acqua alla stessa temperatura
- Il sistema costituito da questi due componenti avrà una entalpia H_0
- quando la massa m_v dell'acqua evapora e diventa vapore e si miscela alla massa dell'aria secca m_{as} si ha aria umida.

EQUAZIONE DI STATO

- Alla temperatura t l'aria umida ha una entalpia H_t

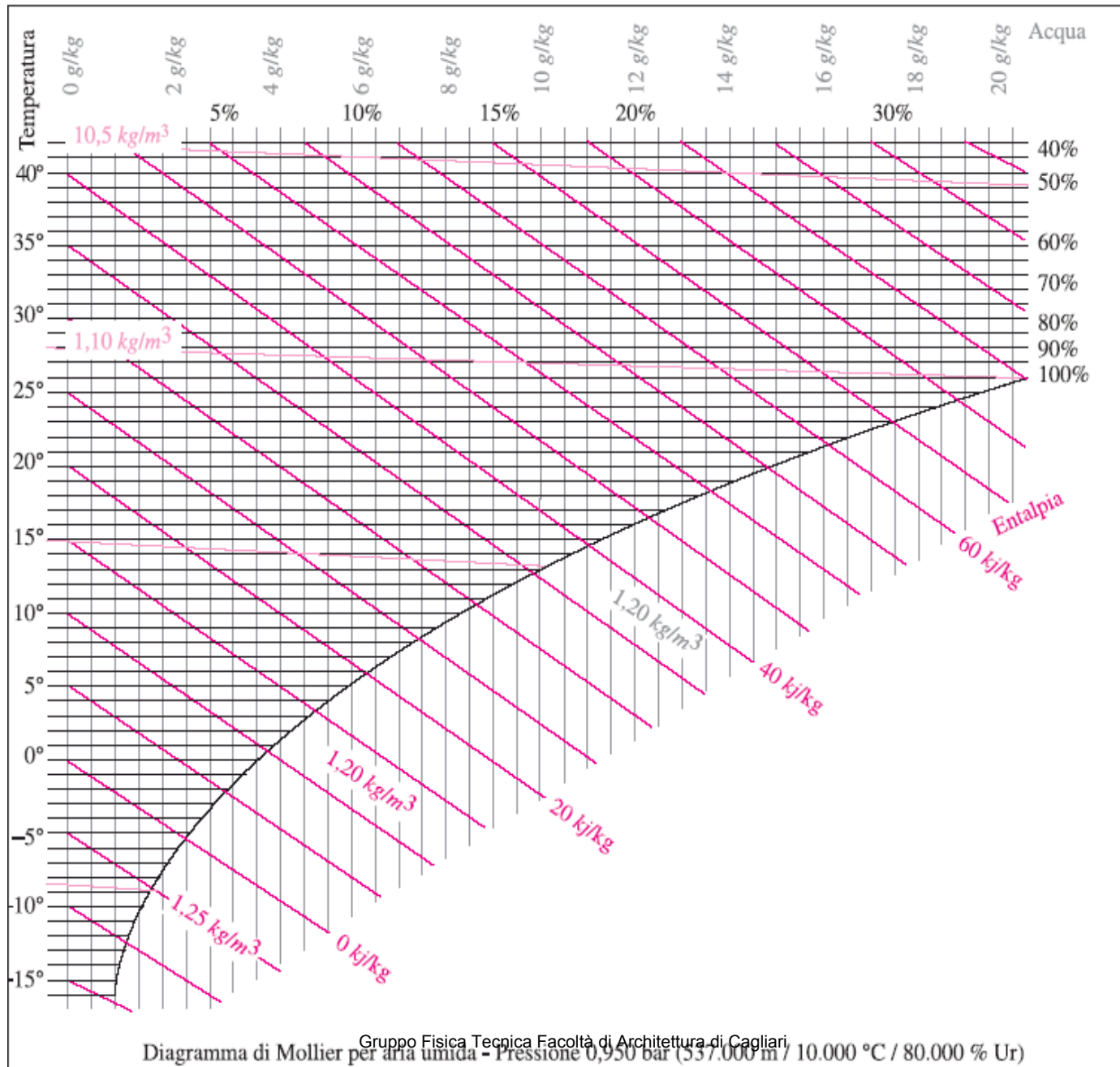
- La variazione di entalpia

$$\Delta H = H_t - H_0 = H = Q$$

- $H = Q = c_{pas} m_{as} (t - 0) + r m_v + c_{pv} m_v (t - 0)$
- se $m_{as} = 1$ $x = m_v$

$$H = Q = c_{pas} t + r x + c_{pv} x t$$

Abaco di Mollier



Abaco ASHRAE

DIAGRAMMA PSICROMETRICO

TEMPERATURE NORMALI

SI - METRICO
Pressione Barometrica 101.325 kPa
LIVELLO DEL MARE

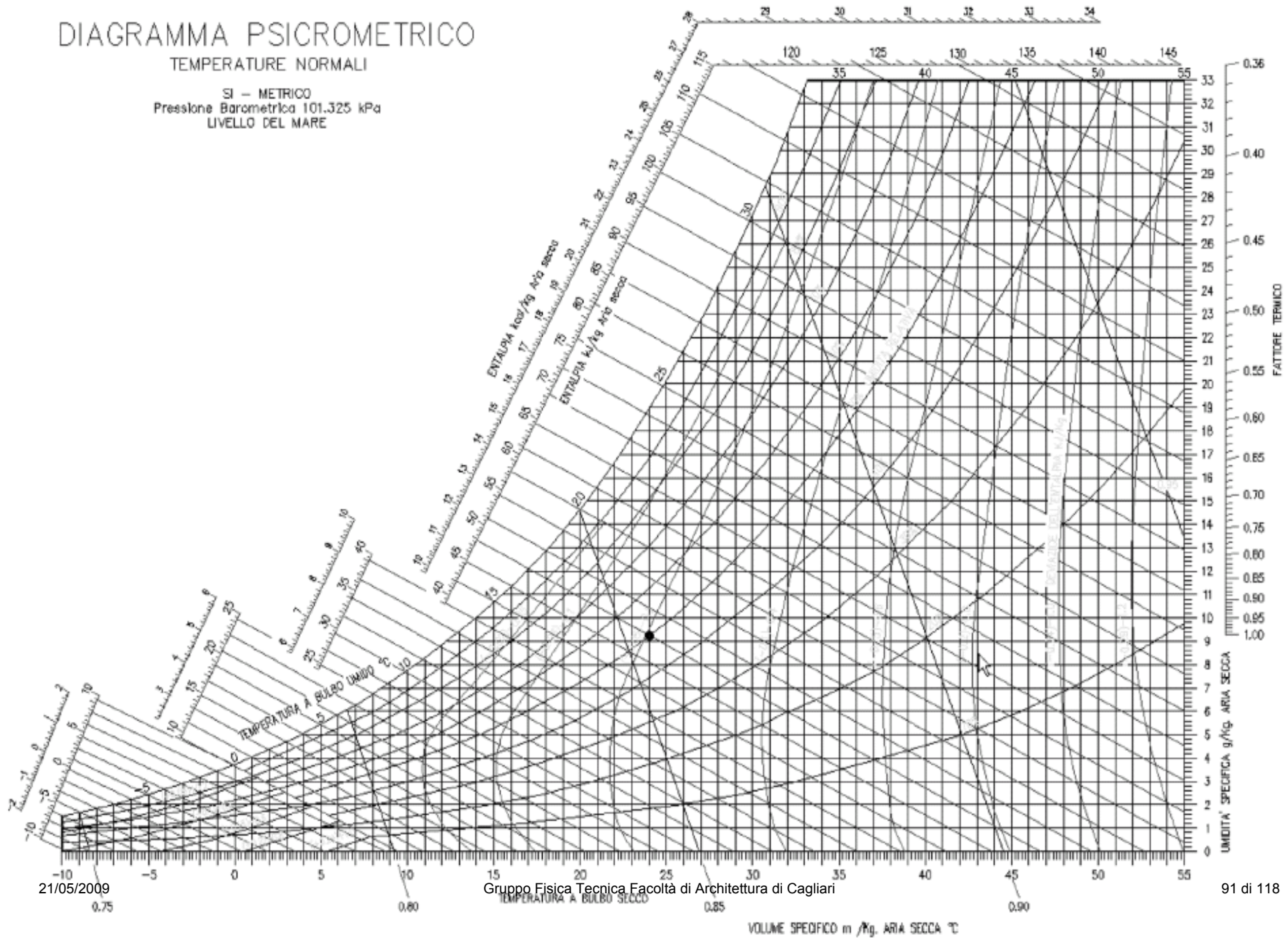


Diagramma Psicrometrico

Temperatura da 0°C a +50°C
Pressione 101,325 kPa

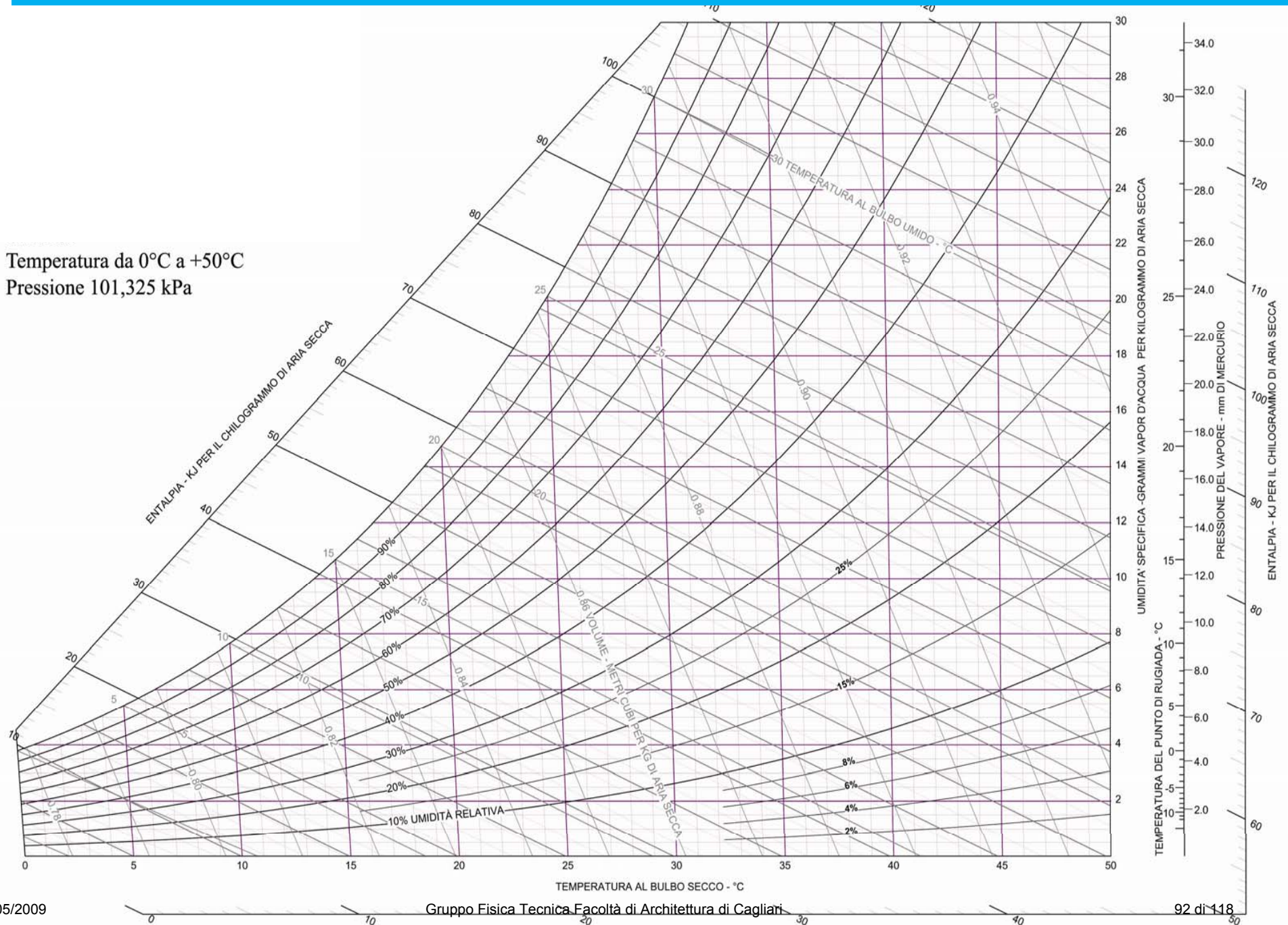
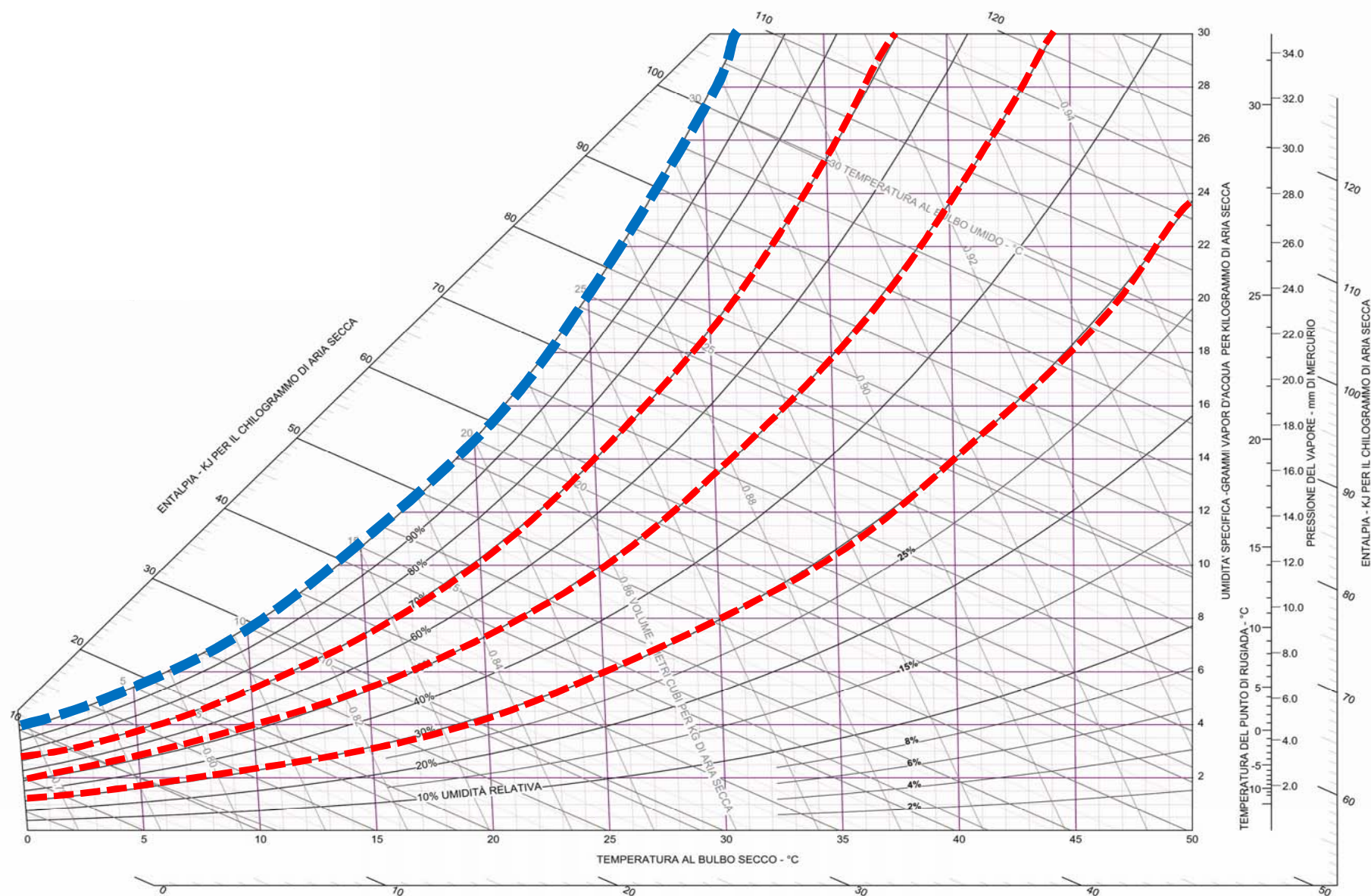
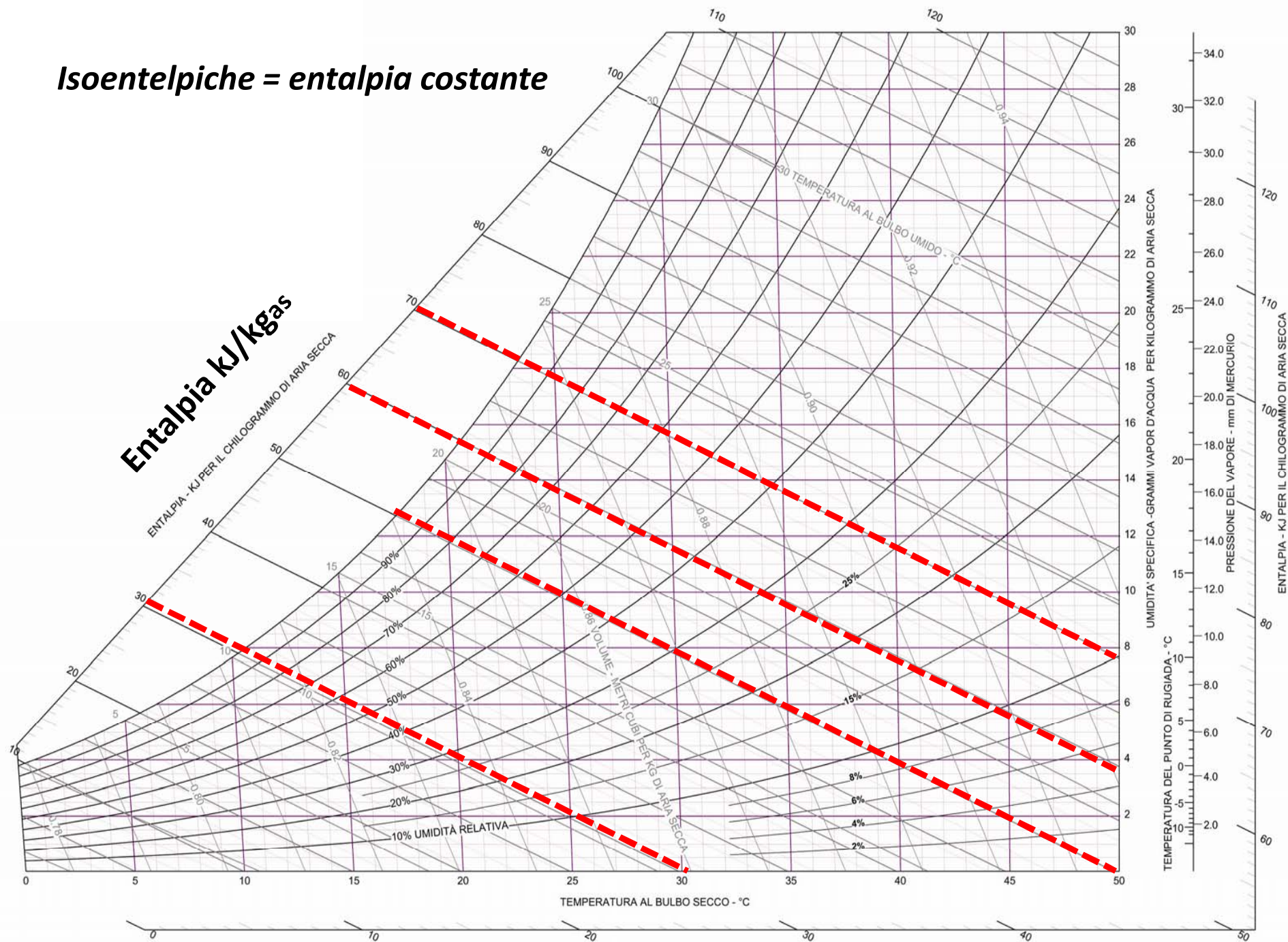


DIAGRAMMA PSICROMETRICO ASHRAE

Umidità relativa U.R. (%)

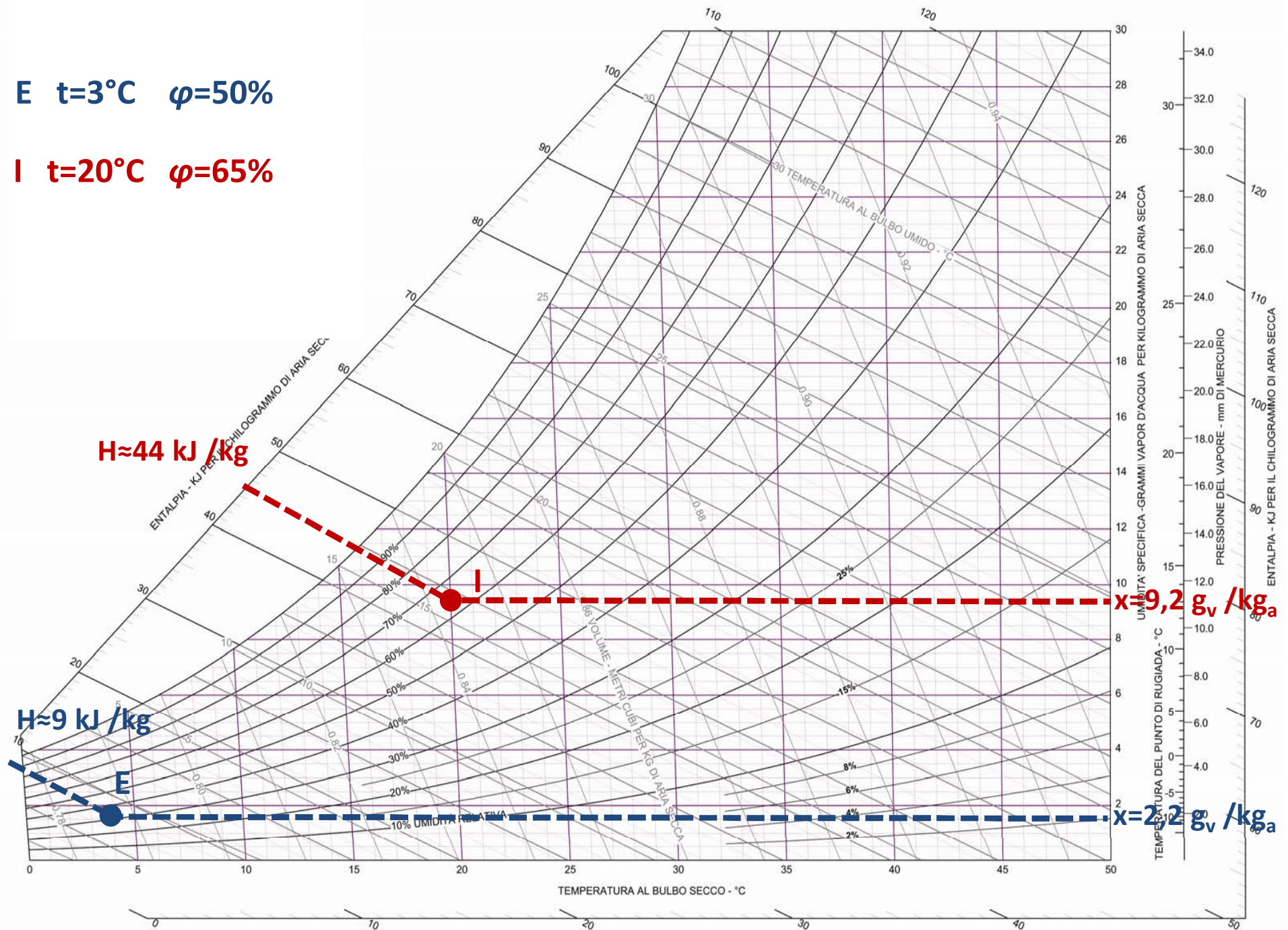


Isoentelpiche = entalpia costante



E $t=3^{\circ}\text{C}$ $\varphi=50\%$

I $t=20^{\circ}\text{C}$ $\varphi=65\%$



$a = (t_a 15^\circ\text{C}; \varphi_a 75\%)$

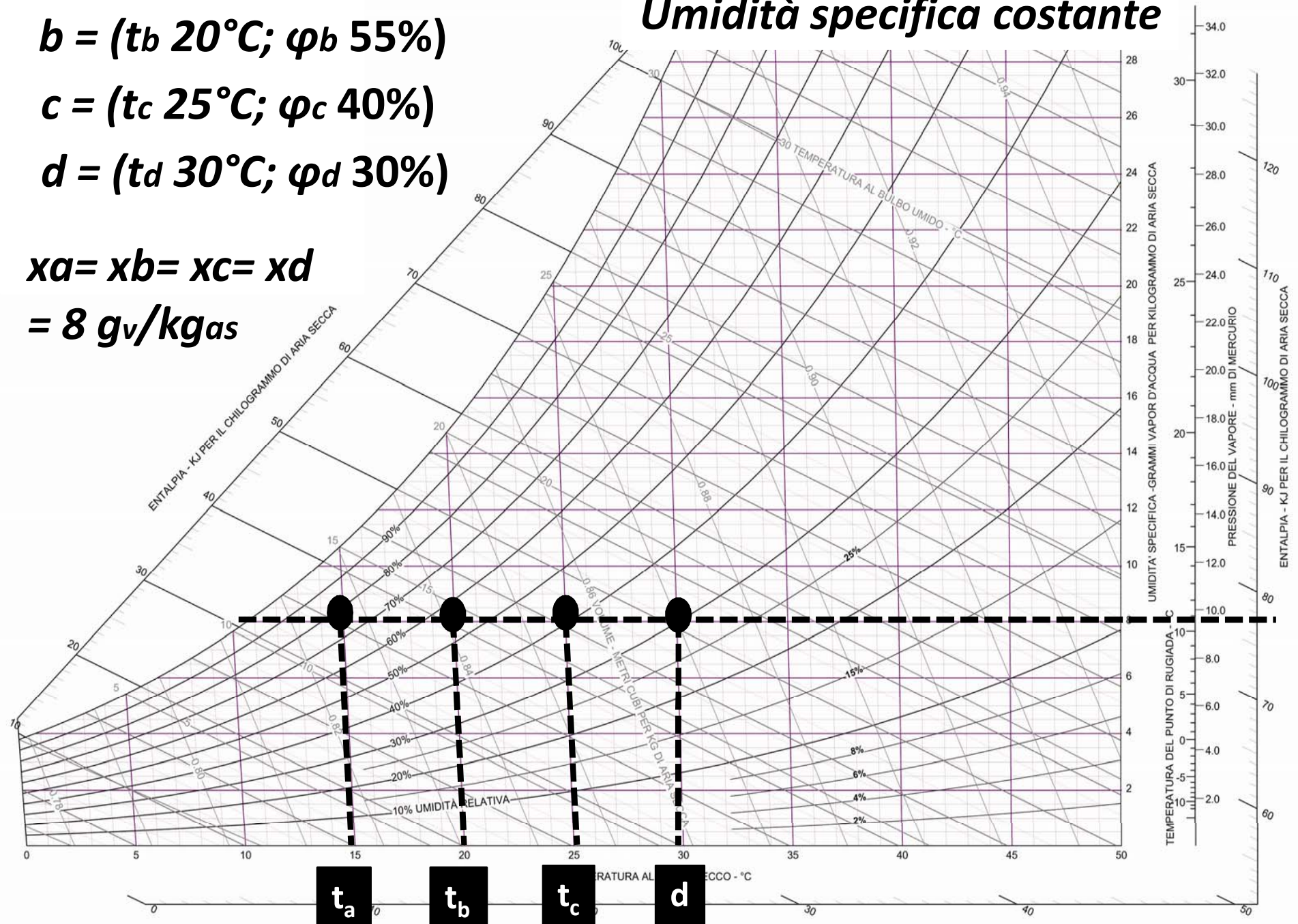
$b = (t_b 20^\circ\text{C}; \varphi_b 55\%)$

$c = (t_c 25^\circ\text{C}; \varphi_c 40\%)$

$d = (t_d 30^\circ\text{C}; \varphi_d 30\%)$

**$x_a = x_b = x_c = x_d$
 $= 8 \text{ g}_v/\text{kg}_{as}$**

Umidità specifica costante



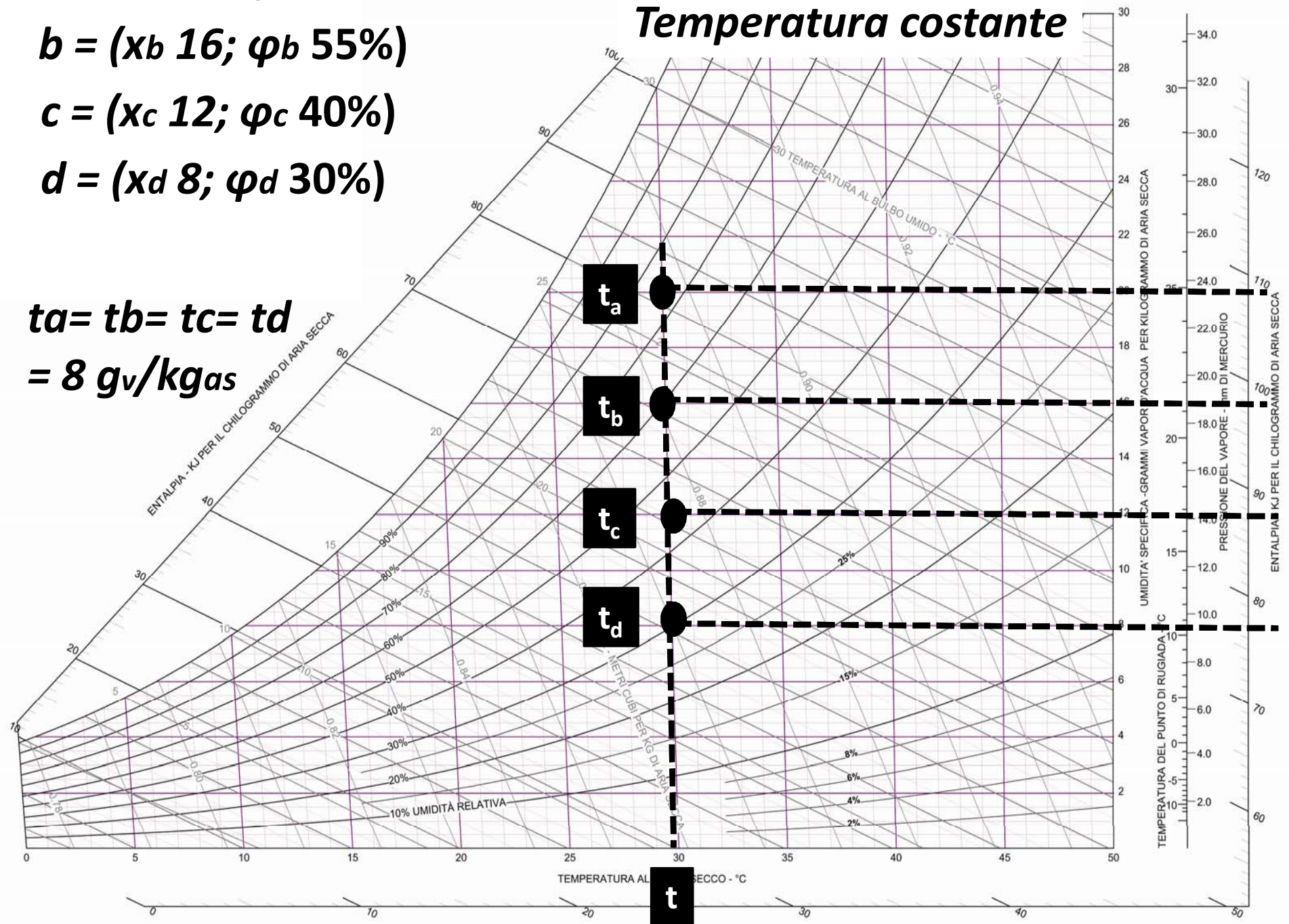
$a = (x_a 20; \varphi_a 75\%)$

$b = (x_b 16; \varphi_b 55\%)$

$c = (x_c 12; \varphi_c 40\%)$

$d = (x_d 8; \varphi_d 30\%)$

$t_a = t_b = t_c = t_d$
 $= 8 \text{ g}_v/\text{kg}_{as}$

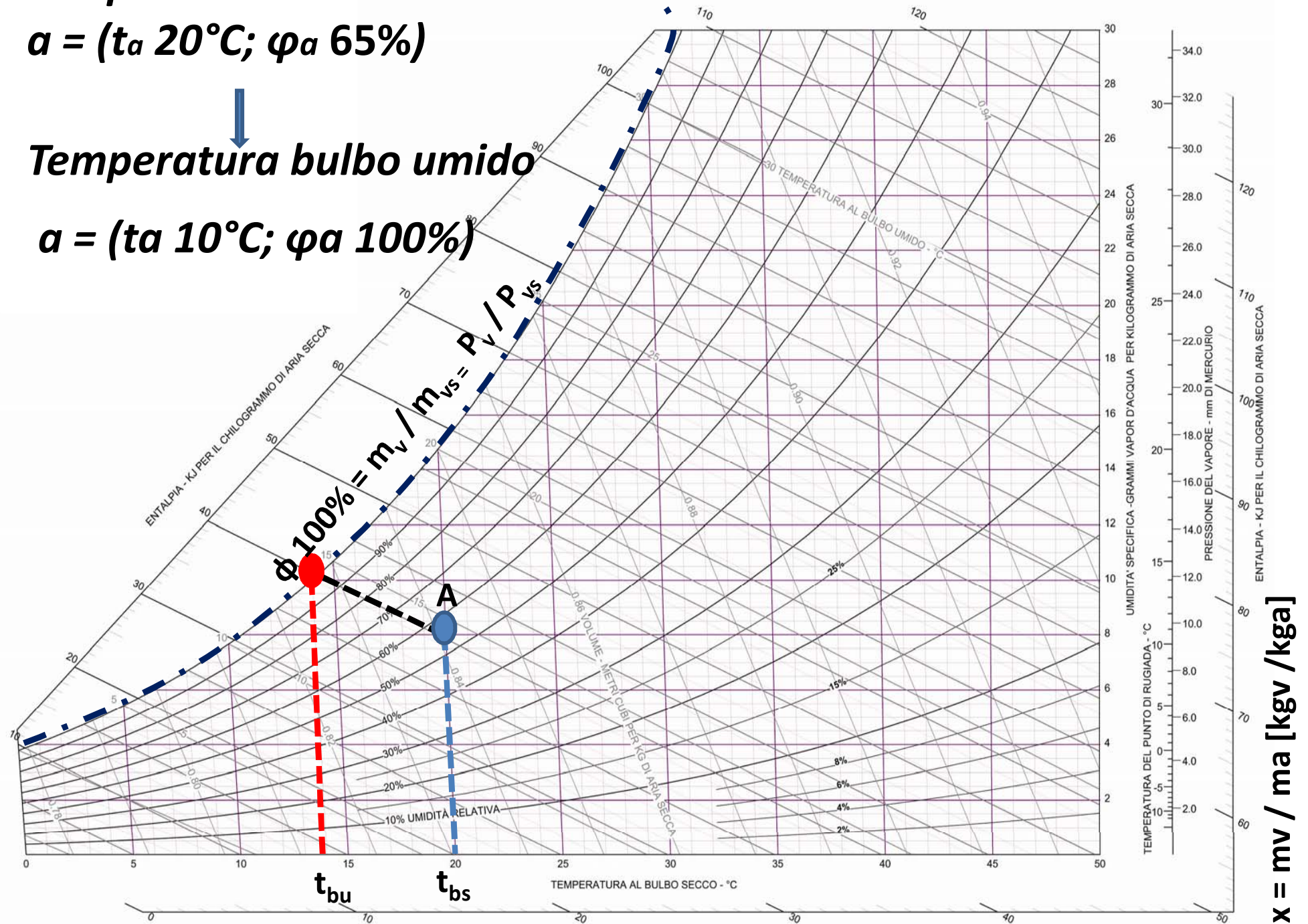


Temperatura bulbo secco

$a = (t_a 20^\circ\text{C}; \varphi_a 65\%)$

Temperatura bulbo umido

$a = (t_a 10^\circ\text{C}; \varphi_a 100\%)$



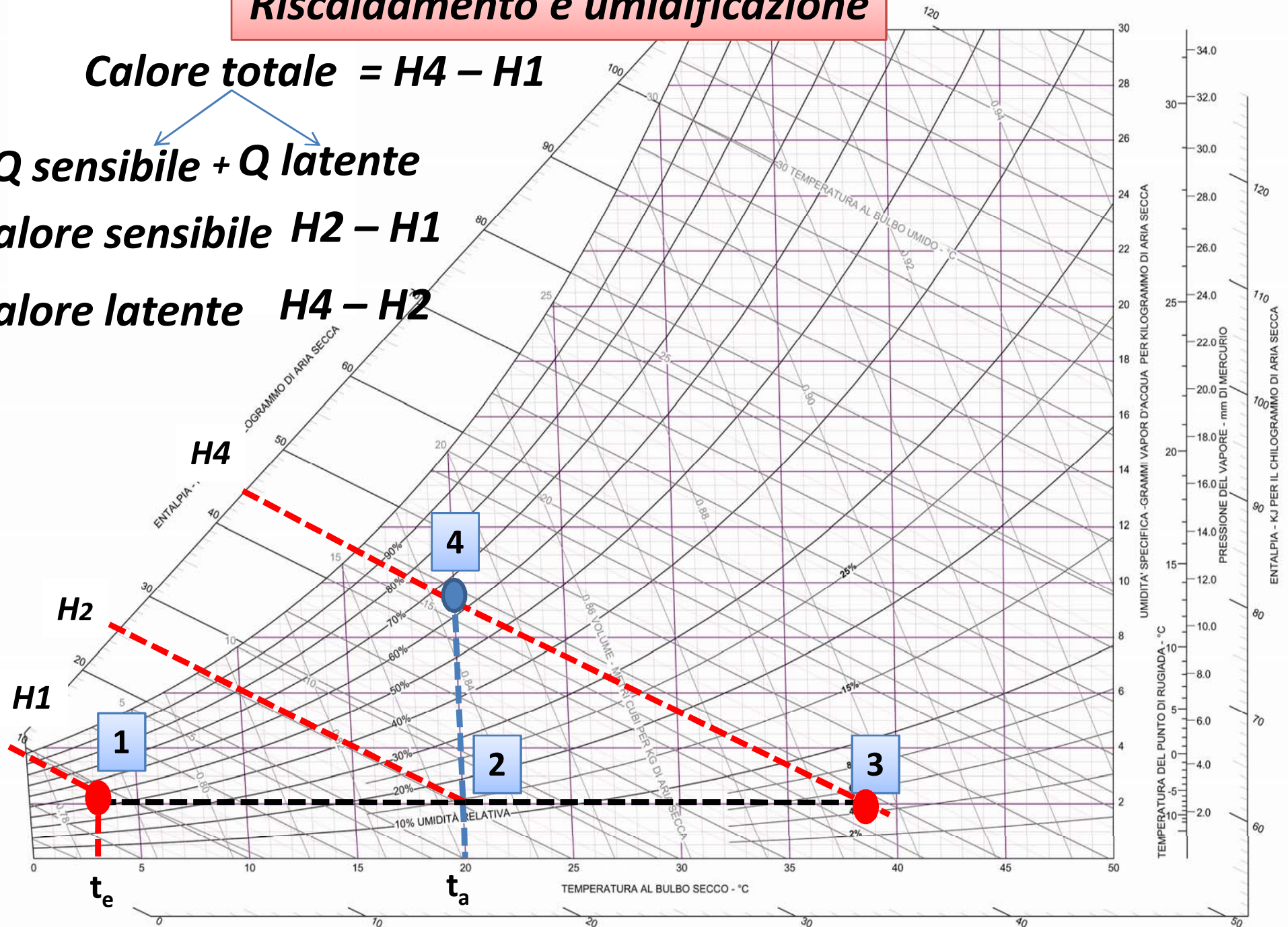
Riscaldamento e umidificazione

Calore totale = $H4 - H1$

Q sensibile + Q latente

Calore sensibile $H2 - H1$

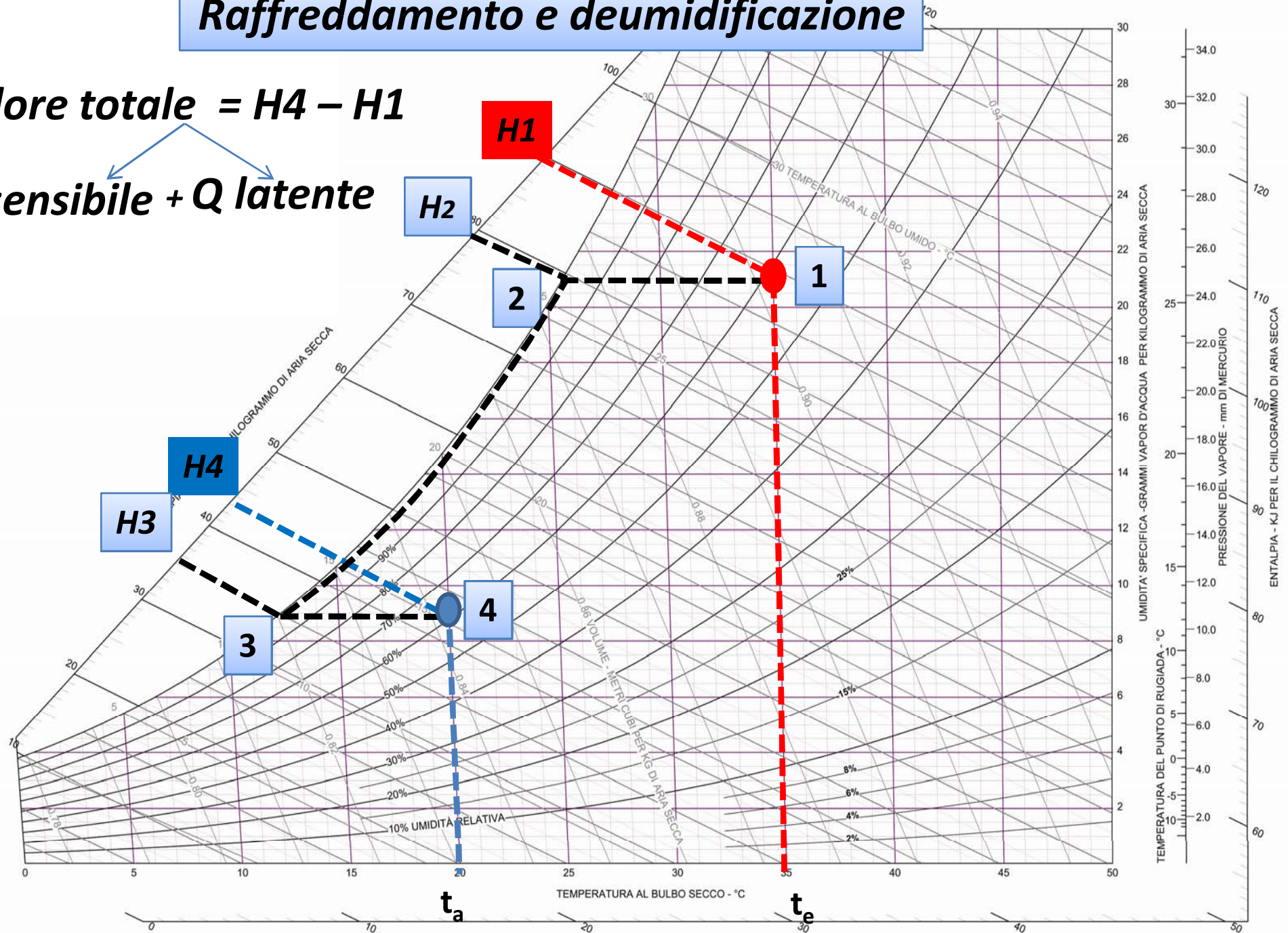
Calore latente $H4 - H2$



Raffreddamento e deumidificazione

Calore totale = $H4 - H1$

$Q_{\text{sensibile}} + Q_{\text{latente}}$



Miscela di due correnti di aria

- Se supponiamo di avere due canali coibentati che trasportano ciascuno due flussi d'aria avente condizioni termoigrometriche indicate dai punti 1 e 2, rispettivamente.

Corrente 1: (m_1, ϕ_1, t_1, x_1)

Corrente 2: (m_2, ϕ_2, t_2, x_2)

- Allora la miscelazione (supposta per semplicità adiabatica, cioè in assenza di scambio di calore con l'esterno) porta a scrivere tre equazioni di bilancio: una per la massa di aria secca, una per l'entalpia e una per la massa specifica di vapore acqueo.

- Si hanno, quindi, le equazioni:

$$m_1 + m_2 = m_0$$

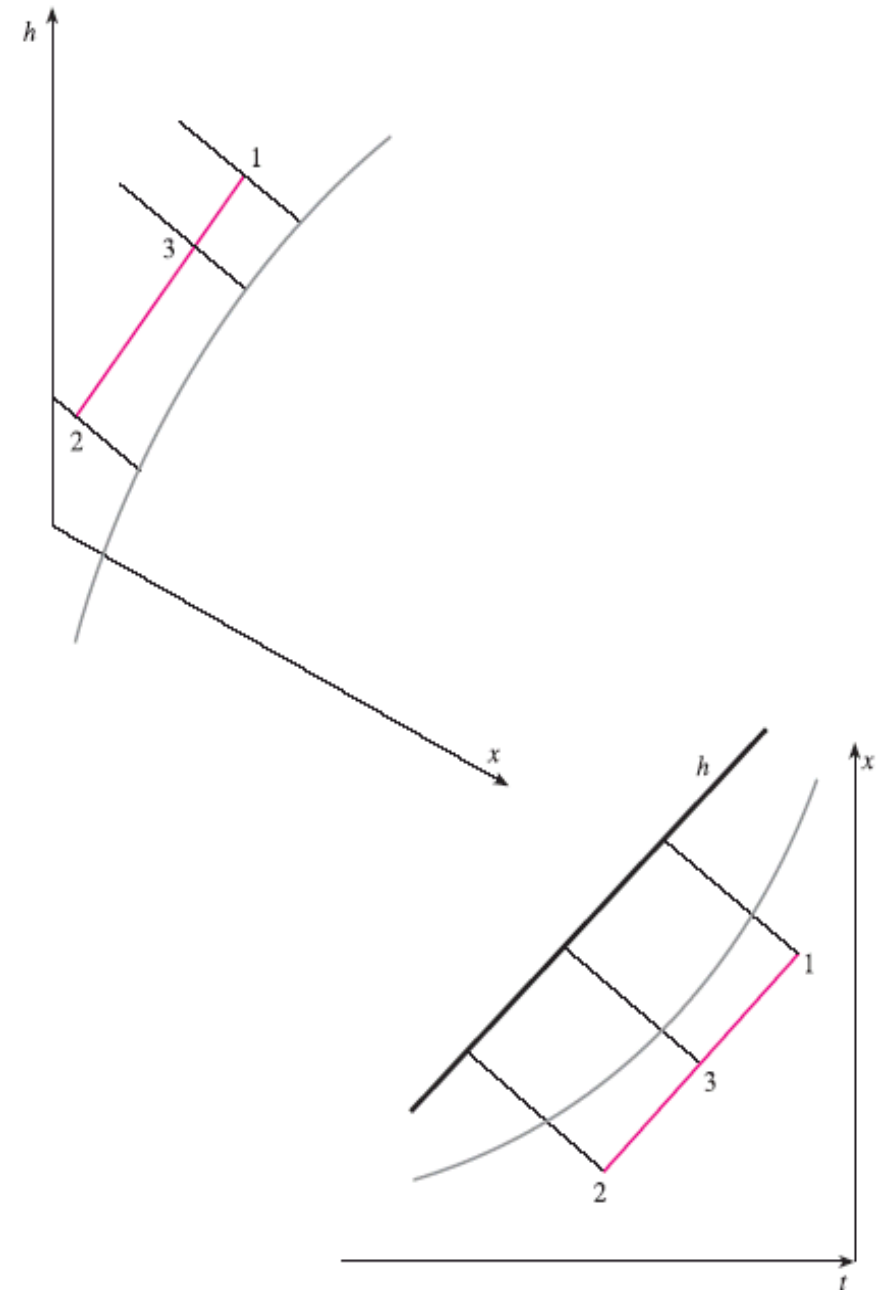
$$m_1 x_1 + m_2 x_2 = m_0 x_0$$

$$m_1 h_1 + m_2 h_2 = m_0 h_0$$

- Da queste è immediato ricavare:

$$x_0 = \frac{m_1 x_1 + m_2 x_2}{m_1 + m_2} \quad h_0 = \frac{m_1 h_1 + m_2 h_2}{m_1 + m_2} \quad t_0 = \frac{m_1 t_1 + m_2 t_2}{m_1 + m_2}$$

- Quindi le condizioni di miscelazione si calcolano facendo la media baricentrica delle grandezze desiderate pesate secondo le portate di aria secca



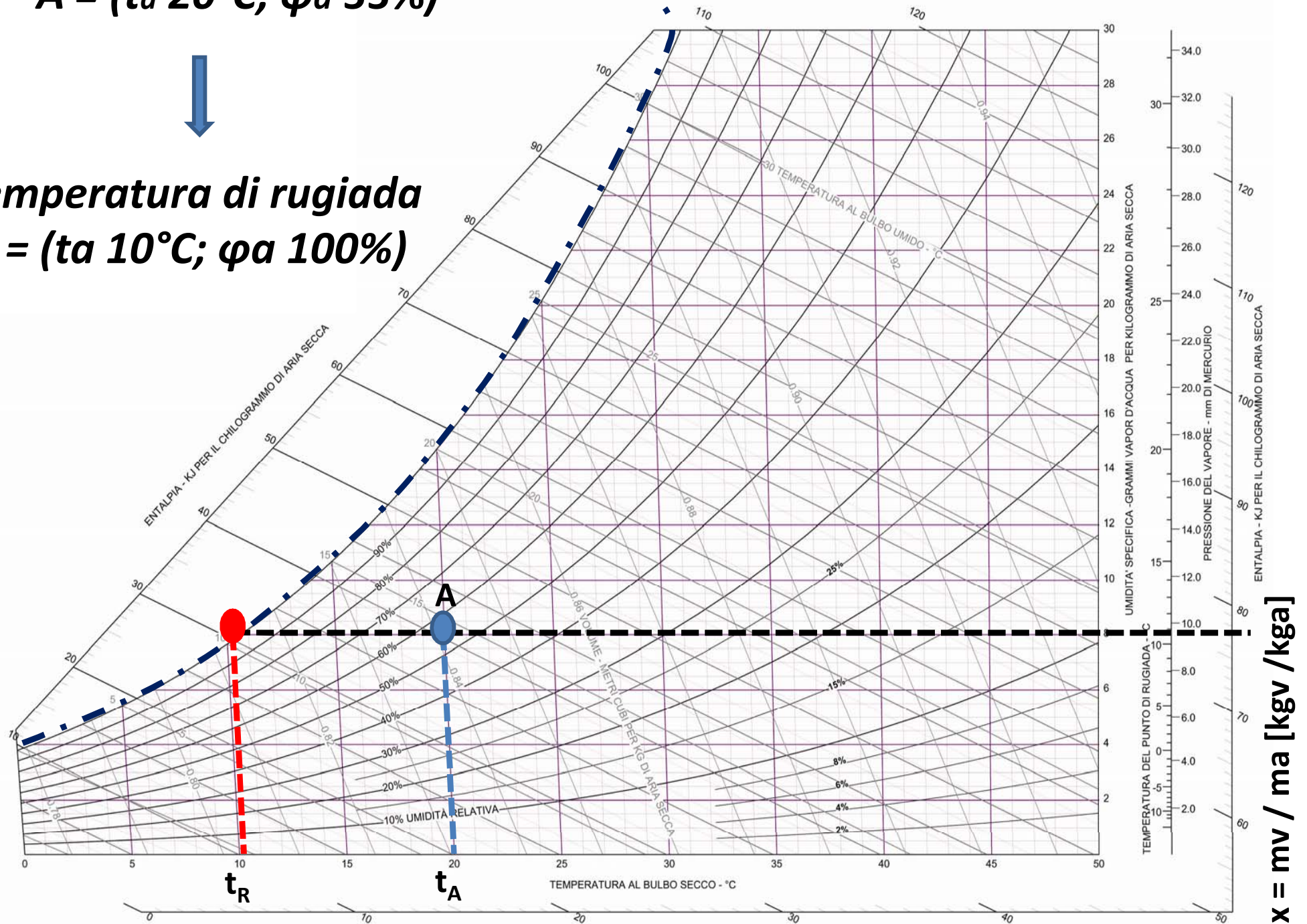
Temperatura di rugiada

- Si supponga di trovarsi in un ambiente chiuso avente una data temperatura, t_a , ed una umidità relativa, j_a , e di individuare questo punto, A, nel diagramma di Mollier (o, in modo equivalente, dell'ASHRAE).
- Se si opera un raffreddamento a umidità specifica costante (o anche un raffreddamento senza deumidificazione) si perviene all'intersezione della curva $j=100\%$ che è la curva limite inferiore raggiungibili in condizioni normali di raffreddamento.
- La temperatura corrispondente a questo punto è detta ***temperatura di rugiada*** ed è intuibile, in base a quanto precedentemente detto, che al di sotto di questo valore un ulteriore raffreddamento produce una condensazione dell'umidità assoluta in eccesso rispetto alle condizioni di saturazione.

$A = (t_a 20^\circ\text{C}; \varphi_a 55\%)$

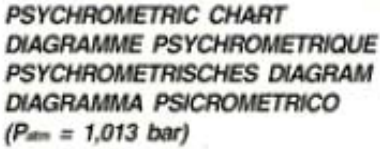


Temperatura di rugiada
 $a = (t_a 10^\circ\text{C}; \varphi_a 100\%)$

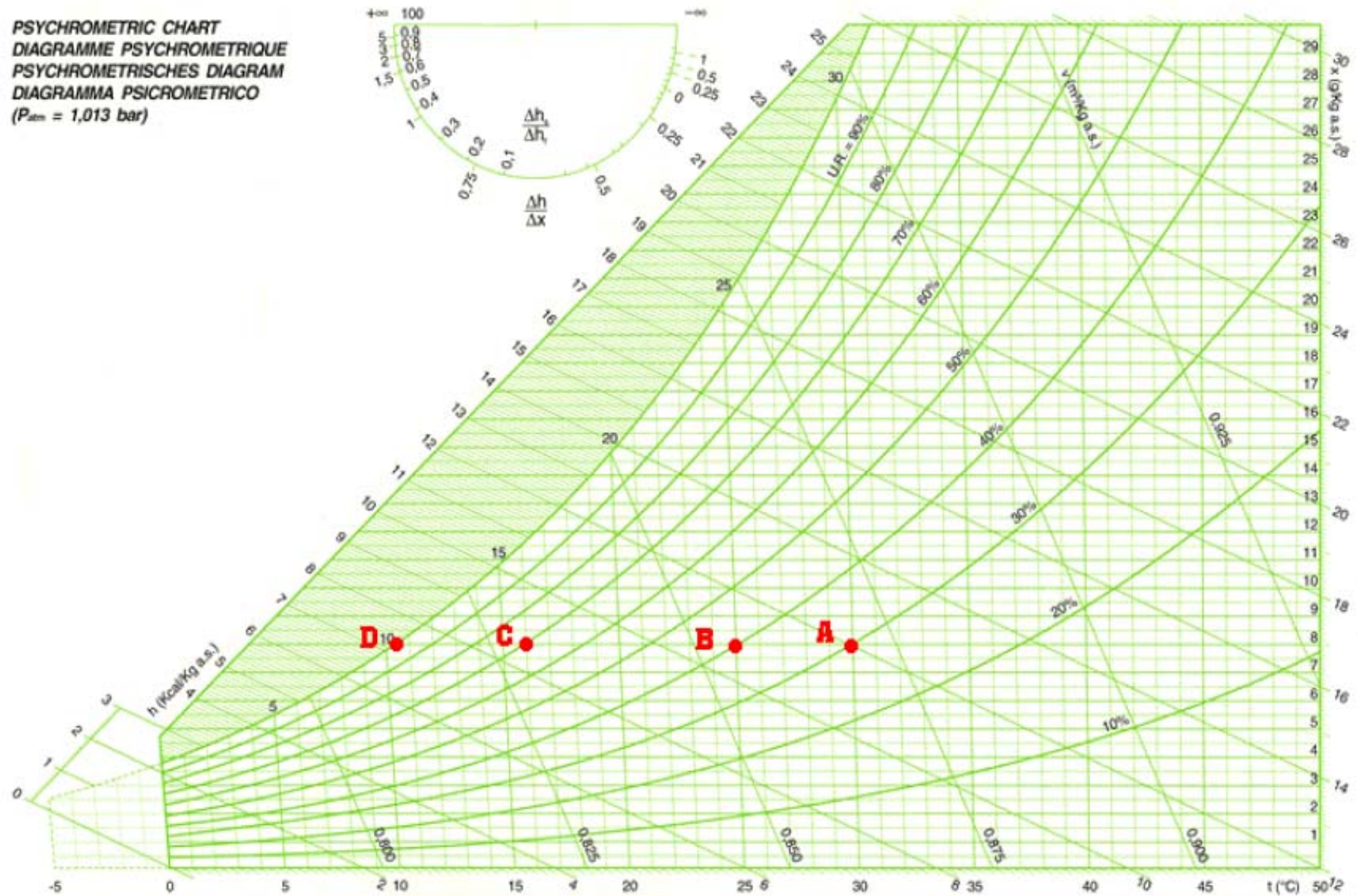


$x = mv / ma \text{ [kgv / kga]}$

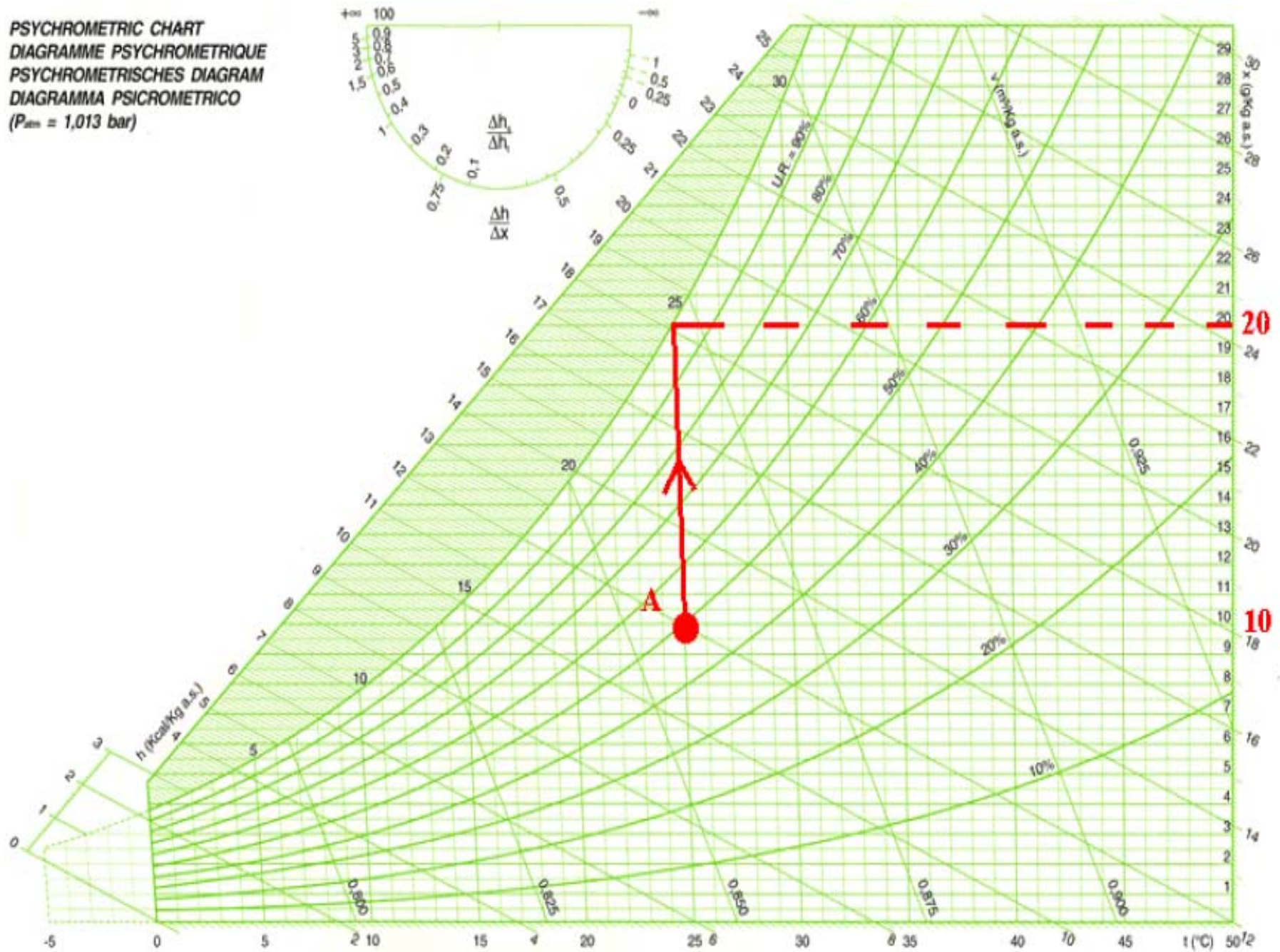
Esempio



PSYCHROMETRIC CHART
 DIAGRAMME PSYCHROMETRIQUE
 PSYCHROMETRISCHES DIAGRAM
 DIAGRAMMA PSICROMETRICO
 ($P_{atm} = 1,013 \text{ bar}$)

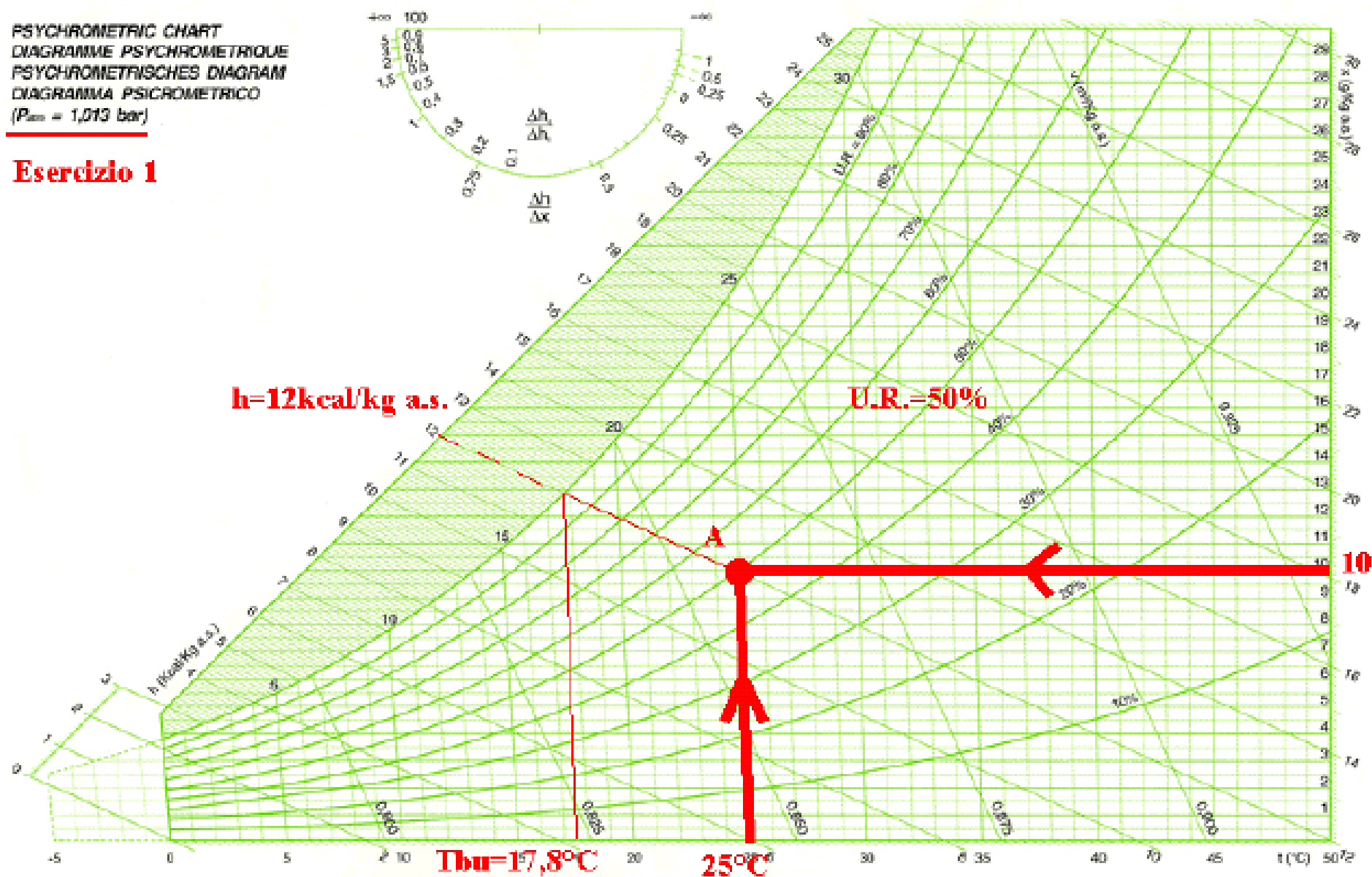


PSYCHROMETRIC CHART
 DIAGRAMME PSYCHROMETRIQUE
 PSYCHROMETRISCHES DIAGRAM
 DIAGRAMMA PSICROMETRICO
 ($P_{atm} = 1,013 \text{ bar}$)

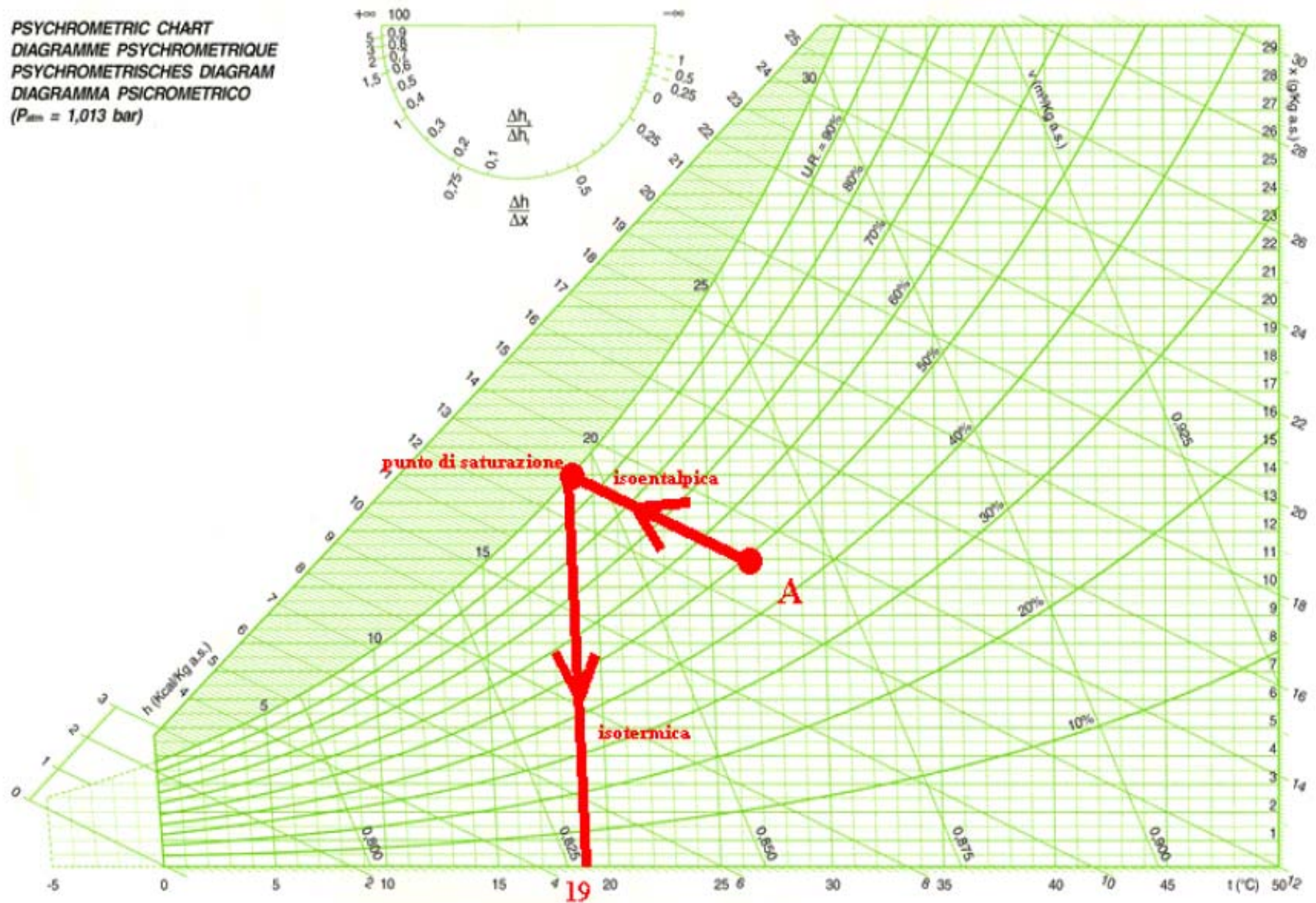


PSYCHROMETRIC CHART
 DIAGRAMME PSYCHROMETRIQUE
 PSYCHROMETRISCHES DIAGRAM
 DIAGRAMMA PSICROMETRICO
 ($P_{atm} = 1,013 \text{ bar}$)

Esercizio 1



PSYCHROMETRIC CHART
 DIAGRAMME PSYCHROMETRIQUE
 PSYCHROMETRISCHES DIAGRAM
 DIAGRAMMA PSICROMETRICO
 ($P_{atm} = 1,013 \text{ bar}$)

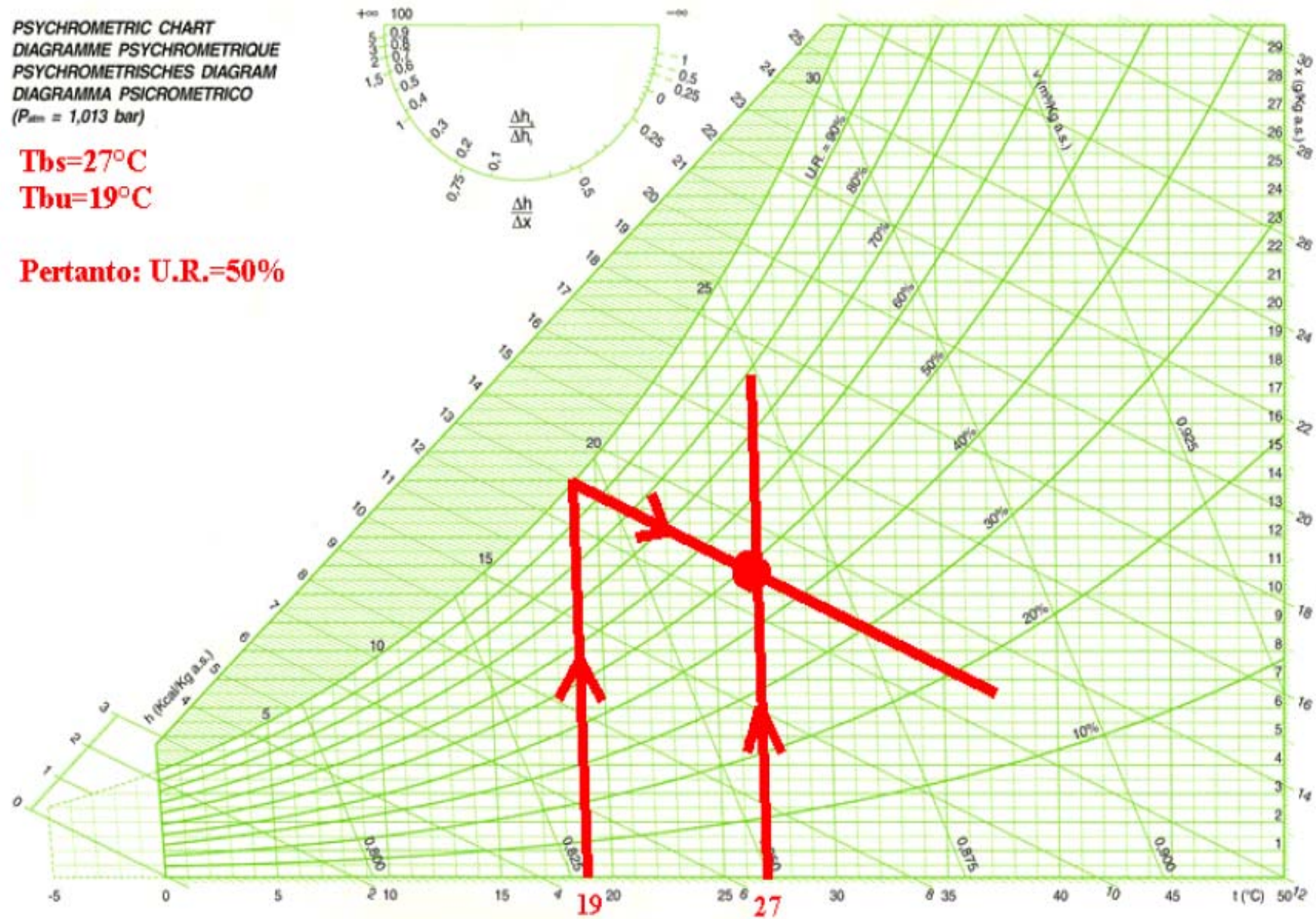


PSYCHROMETRIC CHART
 DIAGRAMME PSYCHROMETRIQUE
 PSYCHROMETRISCHES DIAGRAM
 DIAGRAMMA PSICROMETRICO
 ($P_{atm} = 1,013 \text{ bar}$)

$T_{bs}=27^{\circ}\text{C}$

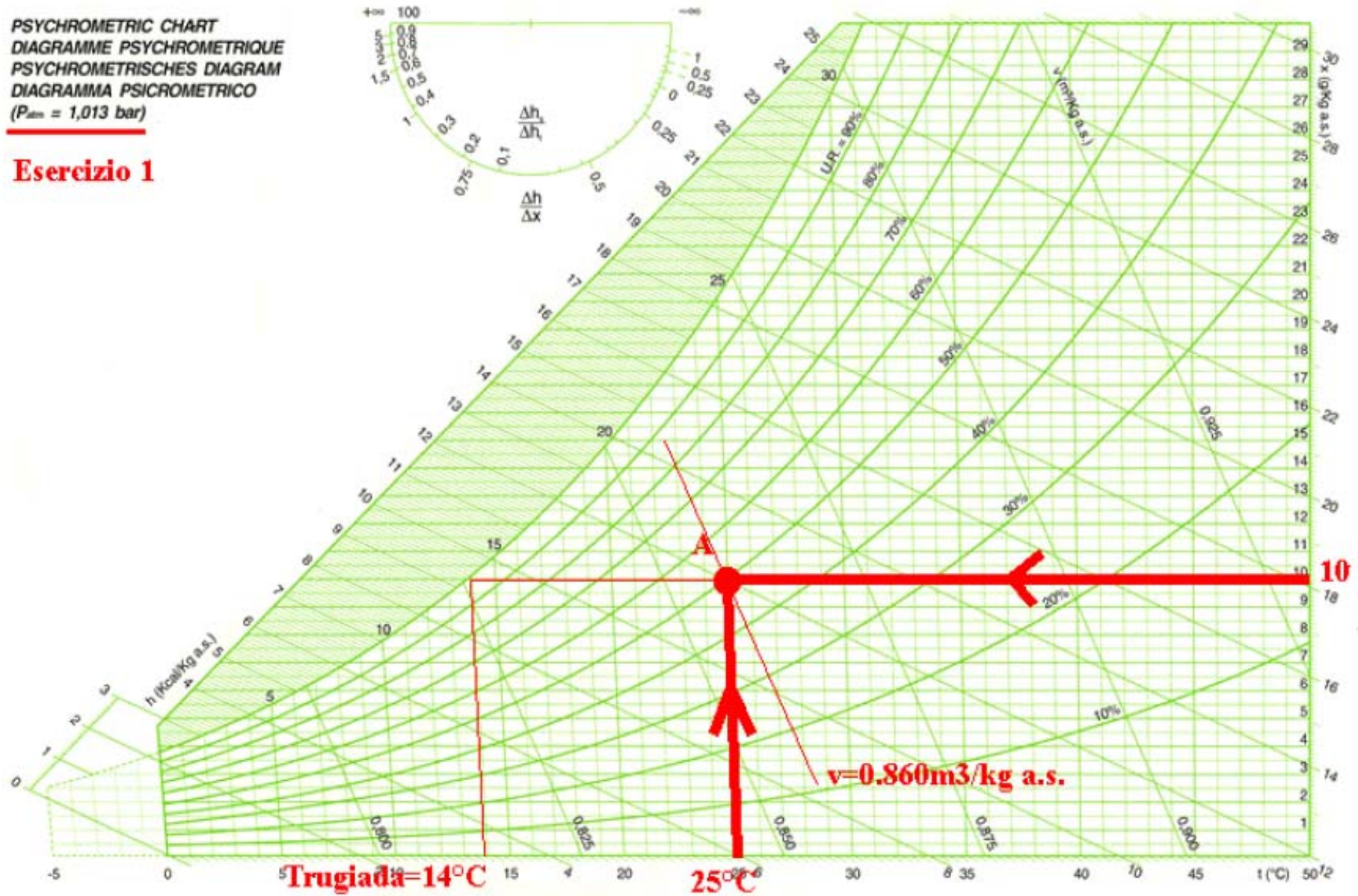
$T_{bu}=19^{\circ}\text{C}$

Pertanto: U.R.=50%



PSYCHROMETRIC CHART
 DIAGRAMME PSYCHROMETRIQUE
 PSYCHROMETRISCHES DIAGRAM
 DIAGRAMMA PSICROMETRICO
 ($P_{atm} = 1,013 \text{ bar}$)

Esercizio 1

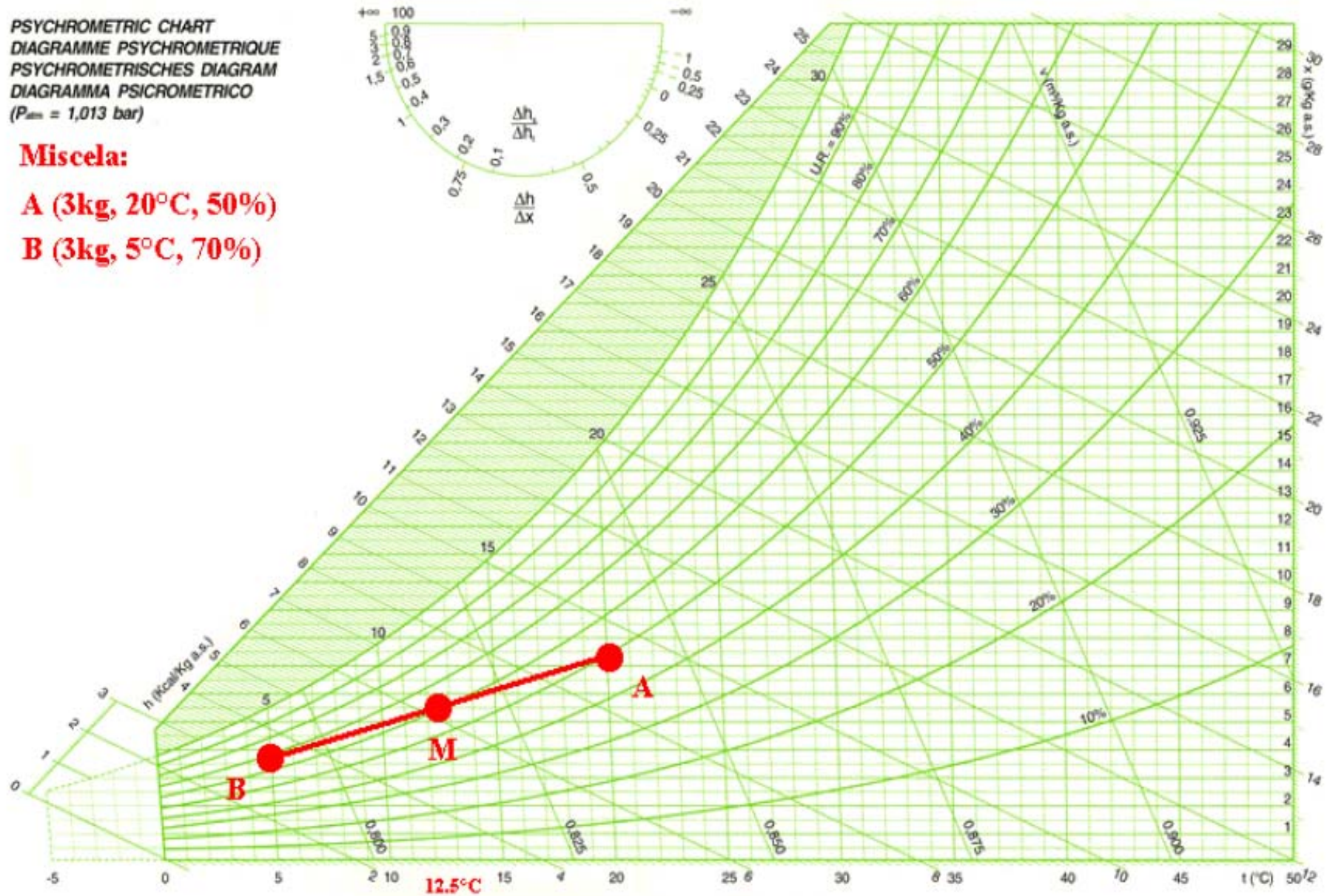


PSYCHROMETRIC CHART
 DIAGRAMME PSYCHROMETRIQUE
 PSYCHROMETRISCHES DIAGRAM
 DIAGRAMMA PSICROMETRICO
 ($P_{atm} = 1,013 \text{ bar}$)

Miscela:

A (3kg, 20°C, 50%)

B (3kg, 5°C, 70%)

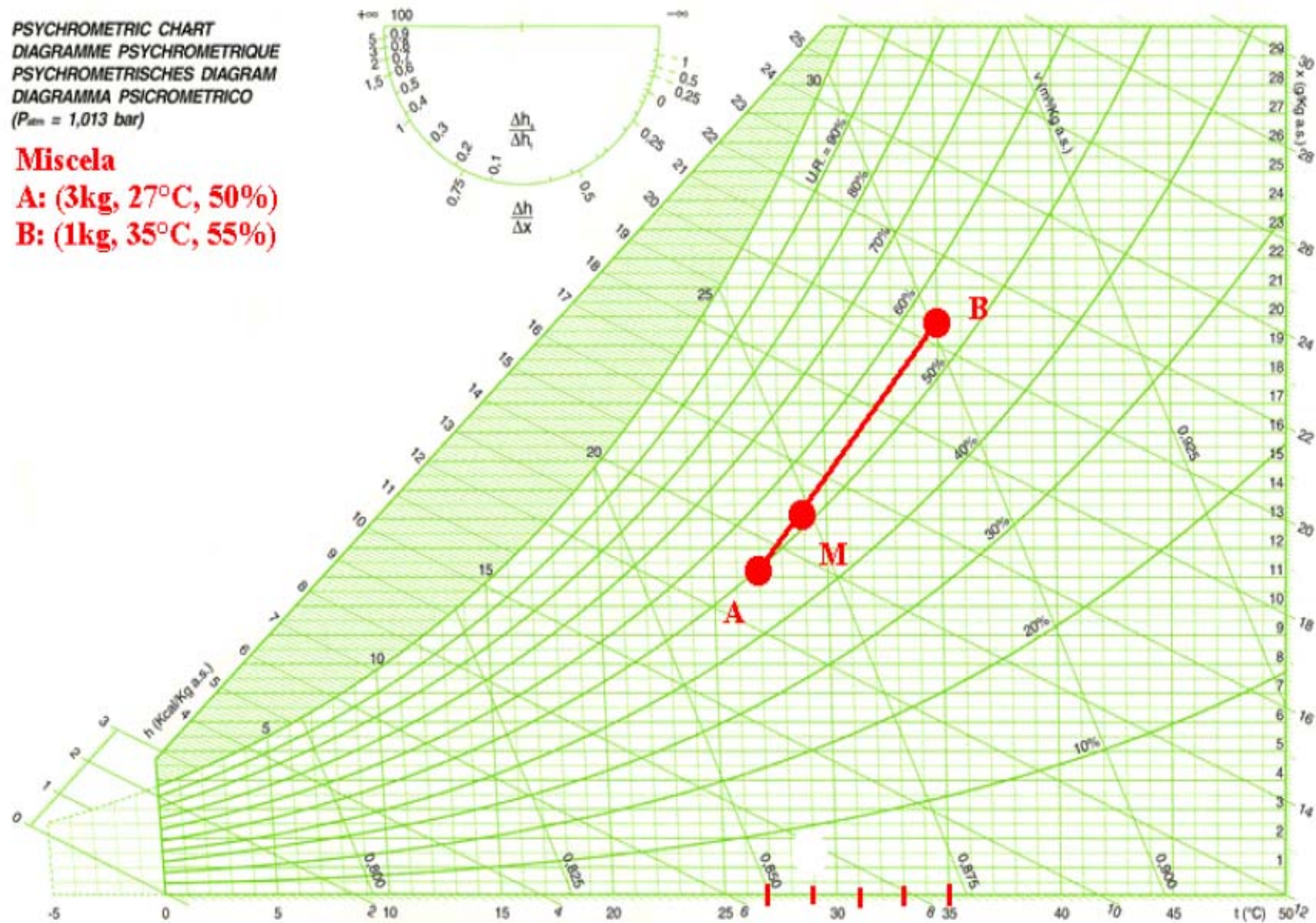


PSYCHROMETRIC CHART
 DIAGRAMME PSYCHROMETRIQUE
 PSYCHROMETRISCHES DIAGRAM
 DIAGRAMMA PSICROMETRICO
 ($P_{atm} = 1,013 \text{ bar}$)

Miscela

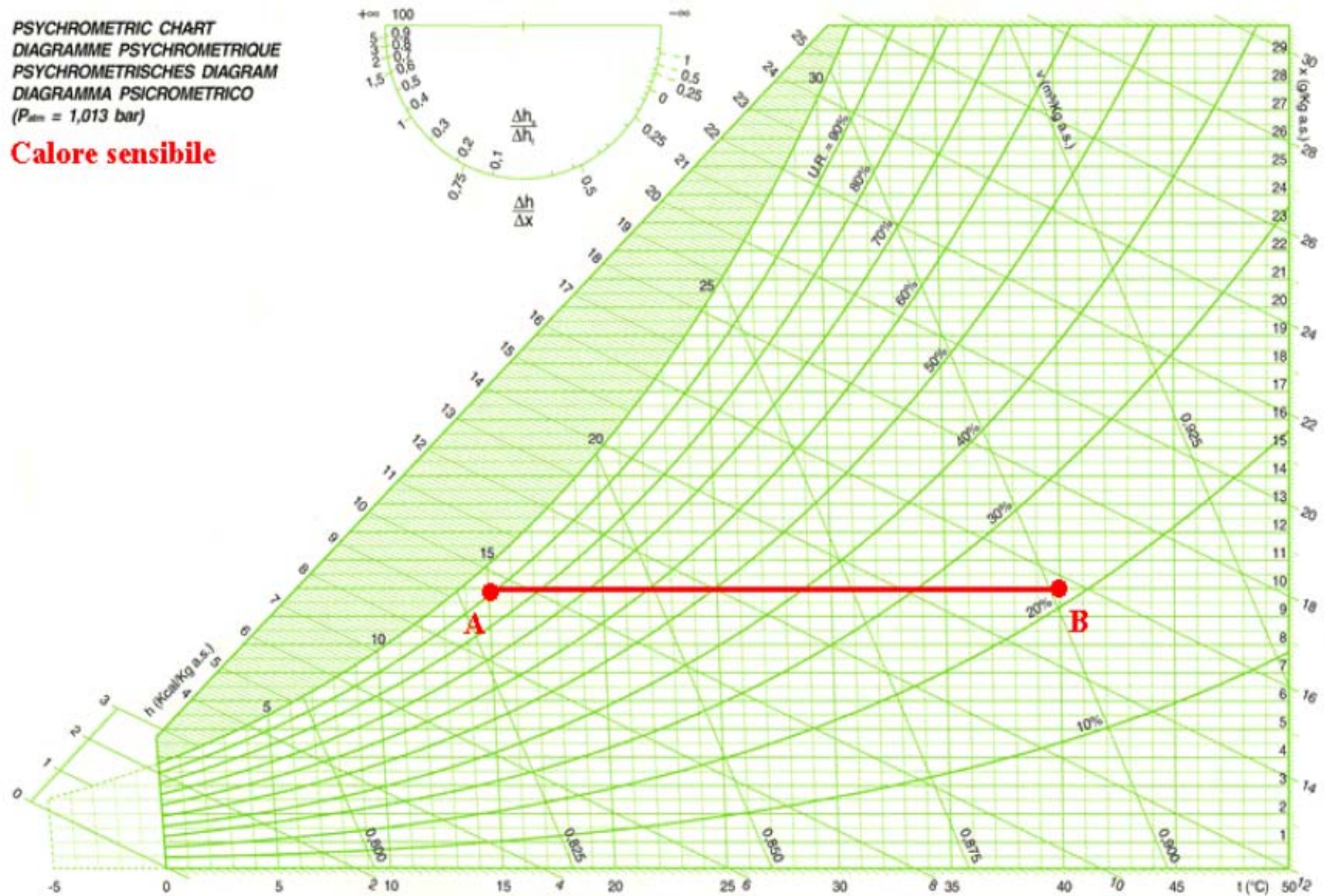
A: (3kg, 27°C, 50%)

B: (1kg, 35°C, 55%)



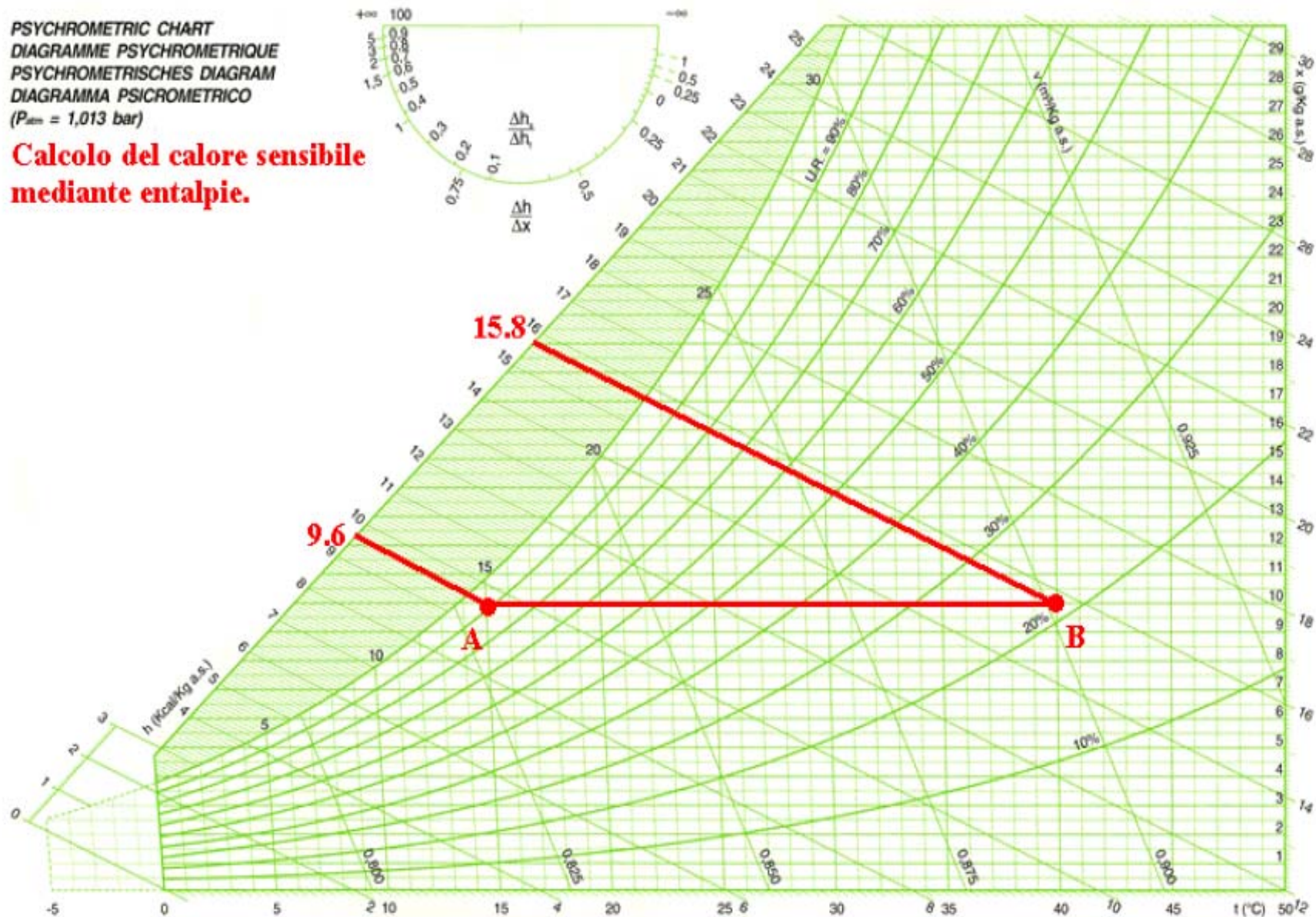
PSYCHROMETRIC CHART
 DIAGRAMME PSYCHROMETRIQUE
 PSYCHROMETRISCHES DIAGRAM
 DIAGRAMMA PSICROMETRICO
 ($P_{atm} = 1,013 \text{ bar}$)

Calore sensibile



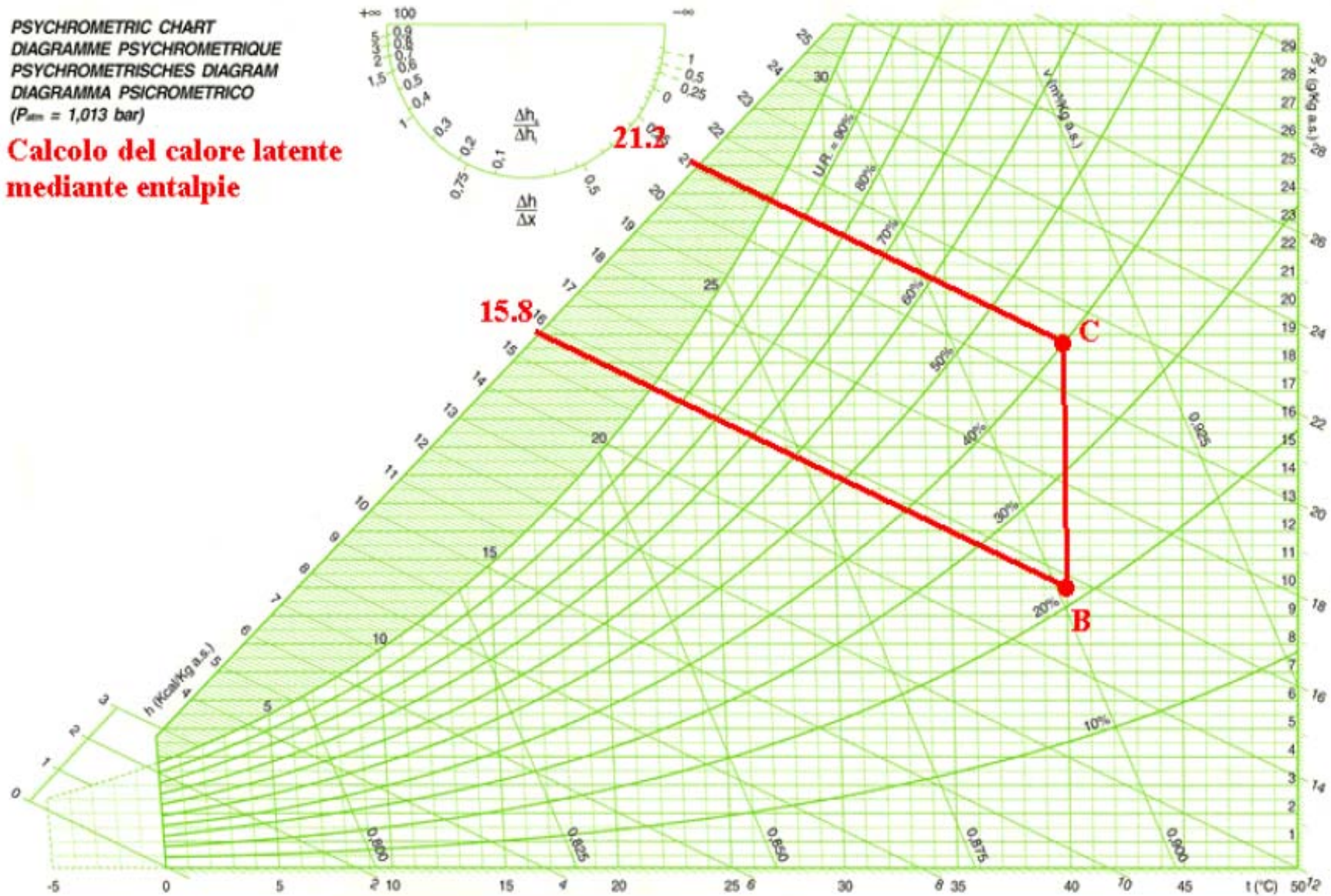
PSYCHROMETRIC CHART
 DIAGRAMME PSYCHROMETRIQUE
 PSYCHROMETRISCHES DIAGRAM
 DIAGRAMMA PSICROMETRICO
 ($P_{atm} = 1,013 \text{ bar}$)

**Calcolo del calore sensibile
 mediante entalpie.**



$$Q_s = 10 \text{ kg a.s.} \times (15,8 - 9,6) \text{ kcal/kg a.s.} = 62 \text{ kcal}$$

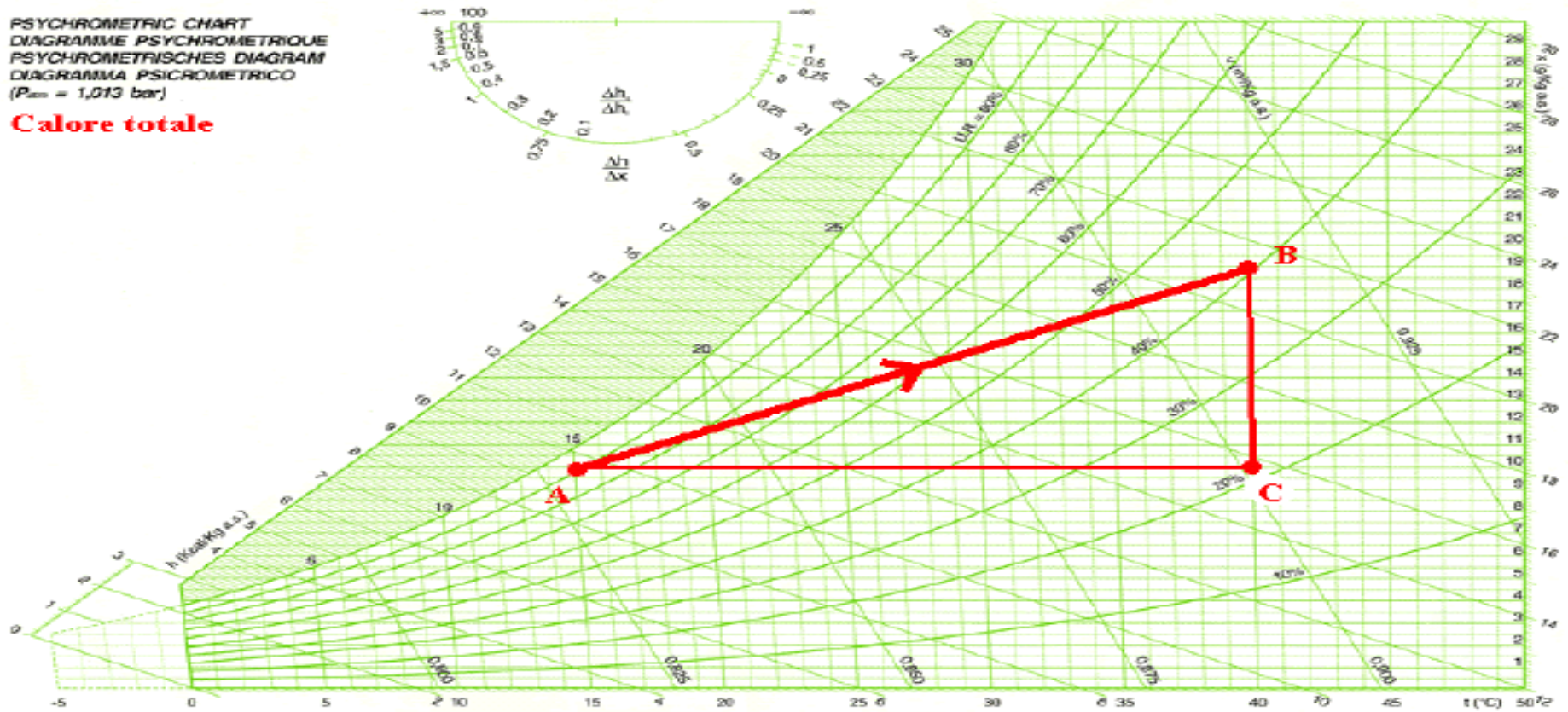
Calcolo del calore latente mediante entalpie



$$Q1 = 10 \text{ kg a.s.} \times (21,2 - 15,8) \text{ kcal/kg a.s.} = 54 \text{ kcal}^4$$

PSYCHROMETRIC CHART
 DIAGRAMME PSYCHROMETRIQUE
 PSYCHROMETRISCHES DIAGRAMM
 DIAGRAMMA PSICROMETRICO
 ($P_{tot} = 1,013 \text{ bar}$)

Calore totale



La trasformazione AB la si può pensare come somma della trasformazione AC e della trasformazione CB (la trasformazione AC è la “componente sensibile” della trasformazione totale, mentre la trasformazione CB è la “componente latente”).

Il calore totale è dato da:

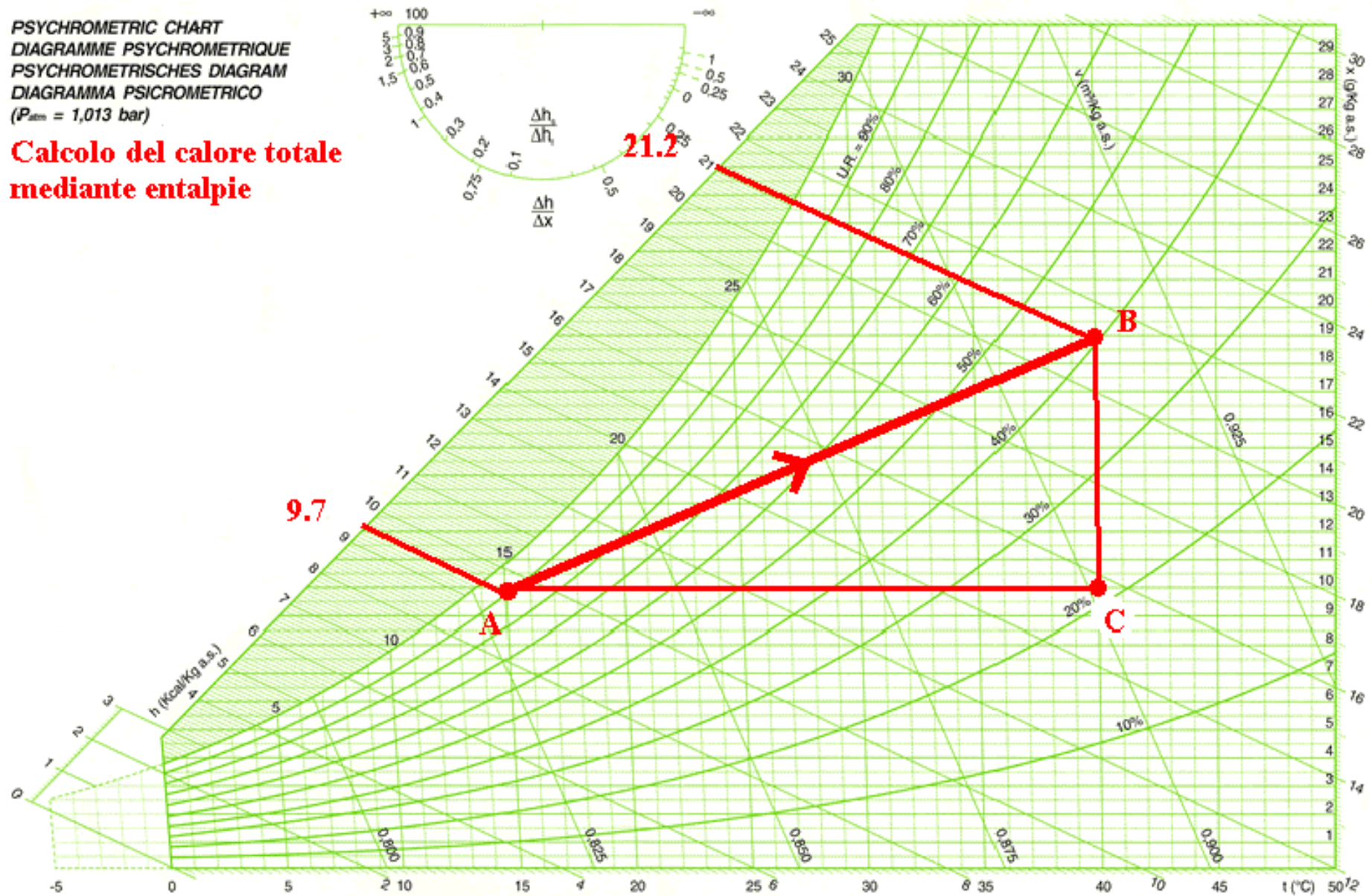
$$Q_{tot} = Q_s + Q_l = Q_{ac} + Q_{cb} = m c \Delta T + m C_v \Delta X =$$

$$=[10 \text{ kg a.s.} \times 0.245 \text{ kcal/kg a.s. K} \times (40-15) \text{ K}] + [10 \text{ kg a.s.} \times 0.596 \text{ kcal/g acqua} \times (19-10) \text{ g/kg a.s.}] =$$

$$= (61.25 + 53.64) \text{ kcal} = \mathbf{114.89 \text{ kcal}}$$

PSYCHROMETRIC CHART
 DIAGRAMME PSYCHROMETRIQUE
 PSYCHROMETRISCHES DIAGRAM
 DIAGRAMMA PSICROMETRICO
 ($P_{atm} = 1,013 \text{ bar}$)

**Calcolo del calore totale
 mediante entalpie**



$$Q_{tot} = 10 \text{ kg a.s.} \times (21,2 - 9,7) \text{ kcal/kg a.s.} = 115 \text{ kcal}$$