
FISICA I – MODULO 2

Strumenti di Termodinamica per l'Ingegneria

u

Parte 1: concetti di base di Termodinamica

INTRODUZIONE

La TERMODINAMICA è la disciplina che definisce leggi fondamentali che regolano lo sviluppo della vita dell'uomo, degli esseri viventi e degli esseri vegetali.

La conoscenza e la interpretazione dei fenomeni termodinamici e la capacità di impiego delle sue Leggi, permette di studiare:

- | | |
|-------------------------|---|
| Fenomeni Naturali | - moti di massa fluide (gassose e liquide) in ambienti aperti e confinati, fenomeni di evapotraspirazione e precipitazione atmosferica, termoregolazione degli esseri viventi |
| Fenomeni Antropici | - raffreddamento e riscaldamento, umidificazione ed essiccamento, condizionamento |
| Sfruttamento Energetico | - sistemi termici o macchine termiche, ovvero in genere meccanismi per la trasformazione di forme di energia utili a fini antropici: calore o potenza |

Concetti Base di introduzione alla Termodinamica:

- definizione di Sistema Termodinamico
- definizione e classificazione delle Proprietà (o grandezze) Termodinamiche
- definizione delle Unità di Misura delle grandezza termodinamiche

SISTEMA TERMODINAMICO

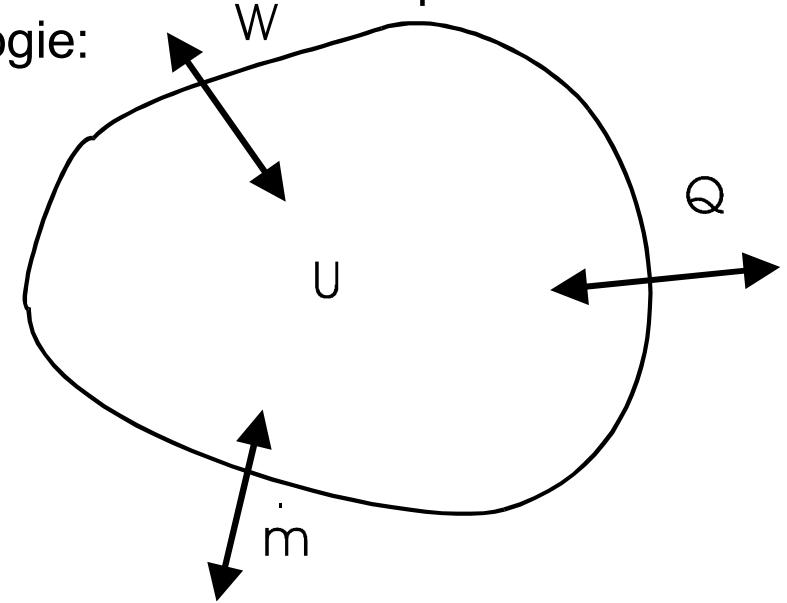
Il primo passo per condurre una analisi termodinamica per applicazioni di tipo ingegneristico è la descrizione del SISTEMA sul quale l'analisi deve essere condotta. Il Sistema è tutto ciò che si intende studiare, e può presentarsi come corpo libero (sistema semplice) o può essere un sistema più articolato come ad esempio un intero impianto di raffinazione chimica (sistema complesso). Il sistema potrà essere rappresentato dalla materia contenuta in un contenitore chiuso, oppure una tubazione attraversata da un fluido. Il sistema potrà essere costituito da materia di composizione costante nel tempo oppure variabile sulla base di reazioni chimiche o nucleari. Anche forma e volume di un sistema potranno essere costanti nel tempo, oppure variabili.

Il **SISTEMA** sarà quindi definito come la materia (quantità e caratteristiche) o la regione di spazio presa in considerazione. Mentre con il termine di **AMBIENTE** si definisce tutta la regione di spazio (ovvero la materia) esterna al sistema. Elemento fondamentale da definire e caratterizzare è il **CONTORNO**, ovvero la superficie (fissa o mobile) che separa il sistema dall'ambiente, ovvero la superficie arbitraria che definisce una porzione di spazio. La caratterizzazione del contorno è fondamentale per lo studio dei fenomeni termodinamici, influenzandone in modo determinante la natura delle relazioni tra il Sistema e l'Ambiente.

SISTEMA TERMODINAMICO

Un sistema può avere con l'ambiente diverse forme di interazione di tipo termodinamica, attraverso i propri contorni, classificabili in tre diverse tipologie:

- a) scambio di materia
- b) scambio di calore
- c) scambio di lavoro



Un sistema che può avere scambi di materia con l'esterno si dice aperto (ed in questo caso si introdurrà il concetto di *volume di controllo*); se invece il Sistema non può avere scambio di materia allora si dice chiuso. In un sistema aperto si parla della porzione di spazio costituente il sistema in termini di **volume di controllo**, o di massa di controllo, mentre si parla di contorno univocamente definito in un sistema chiuso.

Quando un sistema non può scambiare calore con l'esterno attraverso la superficie di contorno, viene detto adiabatico o termicamente isolato, al contrario, quando può avere interazioni di questo tipo viene detto non adiabatico (o con contorno diatermico)

Infine, il sistema può scambiare energia con l'esterno sotto forma di lavoro meccanico (se ci sono degli organi preposti a fornire o raccogliere tale lavoro)

SISTEMA TERMODINAMICO

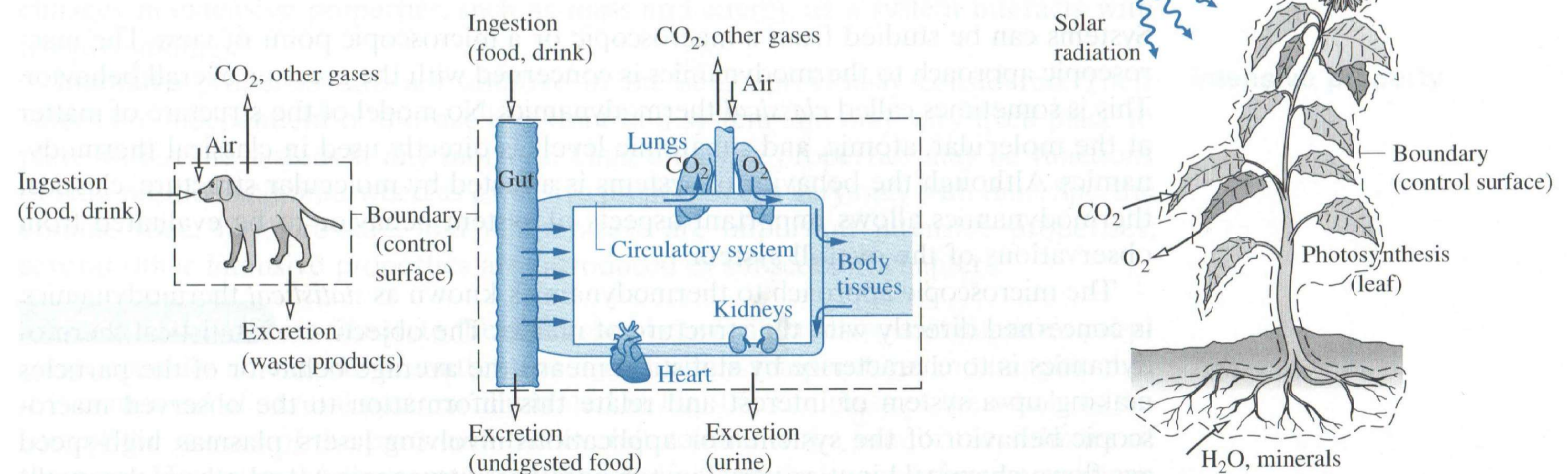
Un sistema che non ha nessuna interazione con l'ambiente circostante si dice sistema ISOLATO termodinamicamente.

In linea generale possiamo dire che lo studio dei fenomeni fisici si basa:

- in **Meccanica**: sull'analisi del corpo libero (o vincolato) e la identificazione delle forze che vi agiscono
- in **Termodinamica**: attraverso la definizione del sistema e delle interazioni rilevanti che il sistema ha con sistemi contigui (o più in generale con l'AMBIENTE)

Nei concreti casi di studio ci si potrà trovare ad aver a che fare o rappresentare i fenomeni facendo riferimento ad un sistema CHIUSO a pareti rigide (contenitore) oppure ad un sistema APERTO come una conduttura percorsa da un flusso di gas.

Alcuni esempi rappresentativi di sistemi e contorni complessi



SISTEMA TERMODINAMICO

Modalità di studio. Lo studio termodinamico di fenomeni o sistemi può avvenire secondo due distinti approcci:

- approccio MACROSCOPICO: studiando il comportamento macro ovvero complessivo della materia senza modelli di rappresentazione della natura della materia del sistema a livello molecolare, atomico o subatomico (Termodinamica Classica), tenendo presente che comunque il comportamento del sistema è determinato anche dalla struttura molecolare della materia
- approccio MICROSCOPICO: studiando il comportamento micro ovvero della struttura della materia, caratterizzando dal punto di vista statistico il comportamento medio delle particelle (Termodinamica Statistica)

Un approccio di studio termodinamico di tipo macroscopico comporta il vantaggio di utilizzare una modellazione matematica più semplice e strumenti diretti di analisi del sistema.

PROPRIETA' TERMODINAMICHE

Per descrivere un sistema è necessario conoscere le sue proprietà e le relazioni che intercorrono tra le diverse proprietà del sistema.

Con il termine di PROPRIETA' TERMODINAMICA (o Funzione di STATO) si definisce una caratteristica macroscopica del sistema, in grado di concorrere a definire il sistema stesso e che può essere definita numericamente in un dato istante di tempo a prescindere dal comportamento precedente del sistema, ovvero indipendentemente dalla trasformazione che il sistema ha subito. In questo caso si dice quindi che una proprietà è in grado di definire, ovvero di concorrere insieme ad altre grandezze a definire, lo STATO del sistema (ovvero le condizioni specifiche in cui il sistema si trova in un dato istante di tempo), di qui la definizione utilizzata anche di Funzione di Stato.

La definizione di STATO di un sistema termodinamico può quindi essere data come la condizione di un sistema descritto sulla base dei valori numerici delle sue proprietà.

Le PROPRIETA' termodinamiche di un sistema sono solitamente legate da relazioni (leggi), per cui lo stato di un sistema può essere definito sulla base della quantificazione non di tutte le proprietà, ma sulla base di un sottoinsieme a partire dalle quali tutte le altre siano determinabili.

Variando una proprietà di un sistema, cambia anche lo stato del sistema ed in questo caso si può dire che il sistema ha subito una trasformazione ovvero un processo (trasformazione di un sistema da uno stato ad un altro).

PROPRIETA' TERMODINAMICHE

Un sistema che in un istante t_1 ed in un istante successivo t_2 ha le stesse proprietà (ovvero le grandezze termodinamiche hanno lo stesso valore numerico) si dice che ha lo stesso stato. Se nel tempo un sistema non subisce variazioni delle proprietà si definisce un sistema in STATO STAZIONARIO.

Ciclo Termodinamico. Si definisce un CICLO TERMODINAMICO una sequenza di processi di trasformazione che portano lo stato finale di un sistema a coincidere con lo stato iniziale. I cicli termodinamici trovano larghi impieghi in applicazioni di tipo energetico per impianti di potenza o per impianti di trasferimento di energia termica (calore).

Per descrivere un sistema è necessario conoscere le sue proprietà e le relazioni che intercorrono tra le diverse proprietà del sistema.

Concetto Fondamentale: *Lo stato di un sistema non dipende dal percorso compiuto. Un caso semplice: pensiamo ad una quantità di acqua che deve raggiungere un determinato stato (misurabile in termini di temperatura o di energia): lo stato del sistema a regime non dipende né dal tempo impiegato né dal tipo di processo subito dal sistema (irraggiamento solare, riscaldamento a microonde, riscaldamento mediante processo di combustione). Se ne conclude che se lo stato del sistema sarà lo stesso a prescindere dal processo, quello che potrà essere cambiato è l'ambiente.*

PROPRIETA' TERMODINAMICHE

Le proprietà termodinamiche si distinguono in:

- grandezze **EXTENSIVE**: il cui valore è riferito al sistema nel suo complesso come somma dei valori delle singole parti che compongono il sistema stesso. Il valore delle grandezze estensive dipende quindi dalle dimensioni o estensioni del sistema e può variare nel tempo. Sono grandezze estensive: massa (m), volume (V), energia (E)
- grandezze **INTENSIVE**: i cui valori sono indipendenti dalle dimensioni o estensioni del sistema e possono variare sia nel tempo che nello spazio. Sono grandezze intensive: volume specifico (v), densità (ρ), temperatura (T) e pressione (p)

Altra definizione fondamentale è quella di FASE.

Si definisce FASE una sostanza omogenea dal punto vista chimico e di struttura fisica (solido, liquido, gassoso). Una sostanza si dice PURA se è uniforme ed invariabile nella sua composizione chimica, salvo potersi trovare sotto forma di diverse fasi (struttura fisica di solido, liquido o gas). In linea generale la materia può trovarsi quindi all'interno di un sistema sotto forma di diverse componenti (chimiche omogenee) e struttura fisica (fasi fisiche). Ad esempio: (i) un sistema composto da olio e acqua entrambi allo stato liquido, si definisce un sistema bicomponente bifasico (ii) un sistema composto da olio allo stato liquido e acqua in parte allo stato liquido ed in parte allo stato gassoso, si definisce un sistema bicomponente trifasico

PROPRIETA' TERMODINAMICHE

Nello studio termodinamico dei sistemi assume notevole importanza la determinazione di condizioni particolari del sistema che sono definite di EQUILIBRIO.

Nella meccanica si assume come definizione delle condizioni di equilibrio come la condizione di bilanciamento delle forze. In termodinamica tale concetto viene ulteriormente ampliato e si dà la definizione di condizione di EQUILIBRIO TERMODINAMICO, quando si verificano tutte le seguenti condizioni

EQ. TERMICO = stessa temperatura (T) in ogni punto del sistema

EQ. MECCANICO = equilibrio delle pressioni (p) in ogni punto del sistema ad ogni istante

EQ. CHIMICO = stessa composizione chimica nel tempo (assenza di reazioni)

EQ. di FASE = la sostanza (massa) di ciascuna fase raggiunge lo stato di equilibrio e vi rimane (per sistemi a più fasi), oppure invarianza di fase

EQUILIBRIO TERMODINAMICO = EQ. TERMICO + EQ. MECCANICO + EQ. CHIMICO + EQ. DI FASE

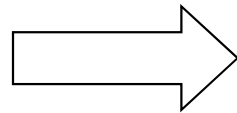
Un sistema si può definire quindi in EQUILIBRIO se una volta isolato (nessuna interazione con l'ambiente esterno) si mantiene nello stato originario misurato attraverso le proprietà estensive ed intensive. Un sistema isolato può vedere modificarsi le sue proprietà intensive nel tempo per la tendenza nel tempo a raggiungere valori uniformi (T, p), ovvero l'equilibrio.

PROPRIETA' TERMODINAMICHE

Un sistema sottoposto ad un PROCESSO REALE non si trova in equilibrio durante le trasformazioni che si susseguono dall'istante iniziale a quello finale del processo, ma se ne può misurare, alle condizioni di equilibrio, lo stato iniziale e lo stato finale.

Talvolta i fenomeni fisici di trasformazione vengono «modellati» secondo una rappresentazione idealizzati di “PROCESSO QUASI STATICO” o secondo un susseguirsi di stati di “QUASI EQUILIBRIO”. In questo modo si tende a rappresentare gli istanti di sistema non in equilibrio con istanti di processo di trasformazione per i quali gli scostamenti di uno stato rispetto all'altro sono infinitesimi, potendo quindi introdurre una condizione di semplificazione dello studio secondo il susseguirsi di stati di equilibrio.

TRASFORMAZIONI QUASI STATICHE



In ogni istante lo stato del sistema si mantiene **infinitamente vicino** al precedente. Trasformazioni **sufficientemente lente**. Quindi variazioni OMOGENEE del sistema

IDEALI, ma **MOLTI PROCESSI** si avvicinano $\Rightarrow$ di corrente uso ingegneristico e di riferimento (condizioni di massimo lavoro)

Questo metodo permette di:

- rappresentare i fenomeni con modellazioni di tipo più semplice (come in meccanica si rappresenta il caso di carrucola senza attrito oppure di massa puntiforme)
- dedurre relazioni tra le proprietà caratteristiche dei sistemi alle condizioni di equilibrio

UNITA' DI MISURA

Fondamentale nella fisica e nelle sue applicazioni di tipo ingegneristiche la massima attenzione alle UNITA' DI MISURA delle grandezze fisiche coinvolte!

Le unità di misura (UdM) in linea di principio generale si distinguono in:

- FONDAMENTALI: riferite a grandezze fisiche da cui si possano, mediante specifiche leggi fisiche, derivare le altre grandezze del sistema
- DERIVATE: riferite a grandezze fisiche derivate dalle fondamentali mediante specifiche leggi fisiche

Nell'ambito delle discipline della Termodinamica, della meccanica dei fluidi e della trasmissione del calore sono sufficienti 4 grandezze fondamentali alle quali sono associate le relative UdM:

- massa (M)
- lunghezza (L)
- tempo (t)
- temperatura (T)

In alternativa si usa la forza (F) al posto della massa (M).

Si parlerà quindi convenzionalmente di sistema "MLtT" o di sistema "FLtT" (ovvero "MLT" o in alternativa "FLT")

UNITA' DI MISURA

Per derivare le unità di misura delle grandezze fisiche non fondamentali si parte dalla assunzione, per le grandezze fisiche fondamentali, delle unità di misura del SI (Sistema Internazionale).

Tenere presente che in taluni ambiti statali (ma anche in applicazioni che coinvolgano strumentazioni o meccanismi derivati dal sistema americano) si impiegano, quali convenzioni, le unità di misura fondamentali del sistema americano.

In linea di principio il SI delle unità di misura è alla base delle classificazioni prese a riferimento a livello nazionale come standard di riferimento:

- massa (M)	$\Rightarrow$ chilogrammo [kg]	$\Rightarrow$ libbra [lb] nel sistema Americano
- lunghezza (L)	$\Rightarrow$ metro [m]	$\Rightarrow$ piede [ft] nel sistema Americano
		$\Rightarrow$ pollice [in] nel sistema Americano
- tempo (t)	$\Rightarrow$ secondo [s]	$\Rightarrow$ secondo [s] nel sistema Americano
- temperatura (T)	$\Rightarrow$ gradi Kelvin [K]	$\Rightarrow$ gradi Fahrenheit [$^{\circ}$ F] nel sistema Americano
- forza (F)	$\Rightarrow$ Newton [N]	$\Rightarrow$ libbra forza [lbs] nel sistema Americano

Di seguito i fattori di conversione:

$$1 \text{ [lb]} = 0,45359 \text{ [kg]}$$

$$1 \text{ [ft]} = 0,3048 \text{ [m]}$$

$$12 \text{ [in]} = 1 \text{ [ft]}$$

$$1 \text{ [}^{\circ}\text{F]} = 1,8 \text{ [K]} - 459.67$$

PROPRIETA' TERMODINAMICHE

Proprietà termodinamiche intensive di notevole interesse per le applicazioni in campo ingegneristico sono la pressione ed il volume specifico (ovvero la densità).

Il VOLUME SPECIFICO è definito come proprietà intensiva sulla scorta della proprietà dei mezzi continui (materia distribuita in modo continuo nello spazio o nel volume considerati), analogamente alla densità $\Rightarrow v=V/m$

Sotto questa condizione la densità di un punto (ρ) si definisce come segue:

$$\rho = \lim_{V \rightarrow V'} \frac{m}{V}$$

dove con V' si deve intendere il volume più piccolo per cui siano definibili i rapporti di m e V .
Da qui discende che la massa (m) associata ad un volume (V) è espressa come:

$$m = \int_V \rho \cdot dV$$

Alla densità (ρ) si può associare la grandezza (o proprietà) volume specifico quale reciproco:

$$\rho = 1/v$$

Densità e volume specifico, essendo entrambi grandezze intensive, possono variare nello spazio, oltre che nel tempo.

Le unità di misura corrispondenti alle due proprietà sono :

- | | | |
|----------------------------|--------------------------------------|---|
| - densità (ρ) | $\Rightarrow [\text{kg/m}^3]$ | $\Rightarrow [\text{lb/ft}^3]$ nel sistema Americano |
| - volume specifico (v) | $\Rightarrow [\text{m}^3/\text{kg}]$ | $\Rightarrow [\text{ft}^3/\text{lb}]$ nel sistema Americano |

PROPRIETA' TERMODINAMICHE (PRESSIONE)

La **PRESSIONE** esercitata da un fluido in quiete su una superficie di area unitaria è pari al rapporto tra la forza normale alla superficie (F_n) e la superficie ed è espressa come:

$$p = \lim_{A \rightarrow A'} \frac{F_n}{A}$$

Dove con A' si indica la superficie minima per la quale ha senso definire la materia.

La pressione in un punto non varia al variare del piano che contiene A' .

La pressione viene misurata (secondo il SI) in Pascal essendo $1 [\text{Pa}] = 1 [\text{N/m}^2]$

La pressione viene misurata nel corrente uso anche utilizzando quale unità di misura il [bar]

Non dimenticare che l'unità di misura della pressione nel SI è il Pascal....!

$1 [\text{bar}] = 10^5 [\text{Pa}]$.

Nel sistema Americano la pressione è misurata in libbre su pollici al quadrato $[\text{psi}] = 1 [\text{lbf/in}^2]$

Nel caso dei fluidi incompressibili ideali (liquidi) si deve tenere in conto della **ISOTROPIA** della pressione che si trasmette inalterata in tutte le superfici (Principio di Pascal).

In campo atmosferico (fluido comprimibile) la pressione variando al variare della posizione (quota), si usa definire un valore convenzionale di riferimento rispetto ad una quota, il livello del mare:

$1 \text{ atmosfera standard } [\text{atm}] \quad \Rightarrow 101.325 [\text{Pa}] \text{ o } [\text{N/m}^2] \quad \Rightarrow 14.696 [\text{lbf/in}^2]$

PROPRIETA' TERMODINAMICHE (PRESSIONE)

La **PRESSIONE** è una grandezza che viene misurata sempre rispetto ad un riferimento. Nel caso di avere quale riferimento il valore zero (riferito alla pressione nel vuoto) si parla di **PRESSIONE ASSOLUTA** (P_{ass}).

Si parla invece di **PRESSIONE RELATIVA** quando la pressione viene misurata rispetto ad una pressione di riferimento (solitamente la misura atmosferica locale).

La pressione assoluta è una grandezza sempre positiva che ha il valore minimo uguale a zero in corrispondenza del vuoto.

Strumenti di misura di uso comune sono:

- **BAROMETRO** per la misura barometrica (ovvero misura della pressione atmosferica rispetto al vuoto) che permette di definire la pressione assoluta locale
- **MANOMETRO** per la misura manometrica ovvero per la misura della pressione relativa rispetto alla pressione locale

Mediante un **MANOMETRO** si misurerà quindi la pressione riferita alla pressione atmosferica

$$P_{\text{man}} = P_{\text{ass}} - P_{\text{atm}}$$

Mediante invece un **VACUOMETRO** si misurerà la depressione relativa rispetto alla pressione atmosferica

$$P_{\text{vac}} = P_{\text{atm}} - P_{\text{ass}}$$

PROPRIETA' TERMODINAMICHE (PRESSIONE)

Quale premessa propedeutica alla analisi degli strumenti di misura della pressione, vediamo alcuni elementi relativi ai fluidi. Con il termine fisico di FLUIDO si definiscono sia lo stato fisico liquido (fluido incompressibile) che gassoso (fluido comprimibile).

Si consideri un volume elementare dV avente densità $\rho(z)$ caratteristica del fluido variabile in z . Si consideri inoltre il fluido in stato di quiete (**equilibrio delle forze esterne**). Sul volume insistono due forze di superficie F_t aventi stesso modulo e contrapposte (sulle superfici laterali) e due forze di superficie F_2 e F_1 sulla superficie superiore (ad una quota $z+dz$) e inferiore (ad una quota z). Si suppone che dette superfici in esame abbiano ampiezza dA . Si ipotizzi il campo di forze:

$$F_2 = p(z + dz) \cdot dA = \left(p(z) + \frac{dp(z)}{dz} \cdot dz \right) \cdot dA = p(z) \cdot dA + \frac{dp(z)}{dz} \cdot dz \cdot dA$$

$$F_1 = p(z) \cdot dA$$

$$F_p = dm \cdot g = \rho(z) \cdot dV \cdot g = \rho(z) \cdot dA \cdot dz \cdot g$$

Da cui si rappresenta lo stato di equilibrio come:

$$F_1 - F_2 - F_p = 0 \qquad p(z) \cdot dA - \left(p(z) \cdot dA + \frac{dp(z)}{dz} \cdot dz \cdot dA \right) - \rho(z) \cdot dA \cdot dz \cdot g = 0$$

che semplificando porta alla:

$$\frac{dp(z)}{dz} = -\rho(z) \cdot g \qquad \text{(Legge di Stevino in forma differenziale)}$$

PROPRIETA' TERMODINAMICHE (PRESSIONE)

Consideriamo adesso la condizione del fluido: nel caso particolare di avere a che fare con un fluido incompressibile (liquido ideale) si deve tenere conto della condizione particolare per cui la densità (ρ) del fluido non varia nello spazio ed in particolare lungo l'asse z

$$\int_1^2 dp = (p_2 - p_1) = -g \cdot \int_{z_1}^{z_2} \rho(z) \cdot dz \quad (\text{se } \rho = \text{cost}) = -\rho \cdot g \cdot (z_2 - z_1)$$

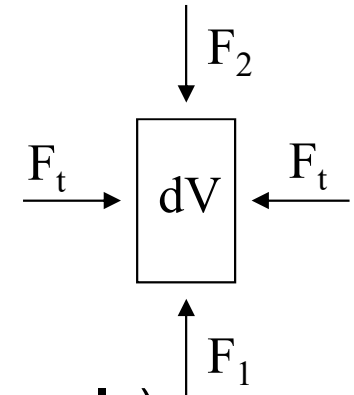
Se ne deduce quindi, facendo riferimento ad un fluido incompressibile e allo schema di volume di controllo di figura con $h=z_2-z_1$ che:

$$p_1 = p_2 + \rho \cdot g \cdot h \quad (\text{Legge di Stevino in forma integrale})$$

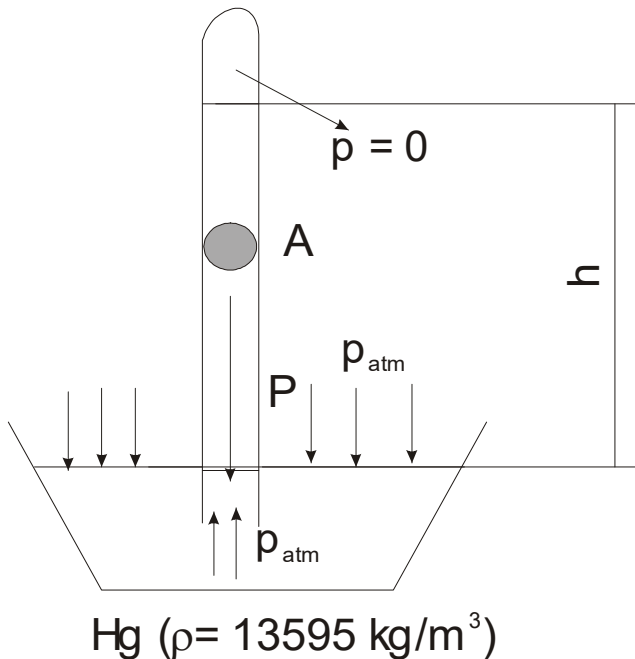
La **Legge di Stevino** (in forma integrale) *“la pressione in un liquido a densità costante cresce linearmente con la profondità”* esprime l'andamento della pressione con la quota in un mezzo fluido, trovando applicazione solo nel caso dei liquidi. Nelle applicazioni ingegneristiche con gas spesso, date le condizioni dimensionali del sistema, si sceglie una soluzione semplificata considerando il contributo dovuto alla densità del mezzo trascurabile $\Rightarrow p=\text{cost}$

Corollario: la pressione di un punto del fluido all'equilibrio dipende solo dalla profondità del punto e la pressione lungo superfici orizzontali è costante (superfici isobare)

Ricordiamo quindi che nel caso di fluidi comprimibili quindi con densità non costante per definire la variazione di pressione è necessario conoscere la legge $\rho = \rho(z)$ da considerare nella forma di legge di Stevino differenziale.



PROPRIETA' TERMODINAMICHE (PRESSIONE)



Barometro a mercurio

Consiste in un tubo di vetro chiuso da un lato, avente l'altro lato aperto immerso in un contenitore liquido (mercurio nel caso appunto di barometro a mercurio).

Il tubo riempito completamente di mercurio (parte aperta verso l'alto) viene ribaltato (parte aperta verso il basso) immergendo la parte aperta. Una volta raggiunto l'equilibrio (trascurando la tensione di vapore del mercurio) si avrà il bilanciamento tra il peso della colonna di mercurio di altezza h e sezione A e la forza esercitata dalla pressione atmosferica che si vuole misurare. La misura barometrica (pressione atmosferica locale) dipende dalla densità del mezzo e quindi varia con la quota al variare della densità dell'aria.

Si tenga presente che il peso specifico di una sostanza è esprimibile come segue:

$$F_p = mg = \rho Vg = \gamma V \Rightarrow \gamma = \rho g$$

$$F_p = F_{atm} \Rightarrow \gamma V = p_{atm} A \Rightarrow \gamma h A = p_{atm} A \text{ da cui ne consegue:}$$

$$p_{atm} = \rho g h \Rightarrow h_{Hg} = 0.760 \text{ m e } h_{H_2O} = 10.3 \text{ m}$$

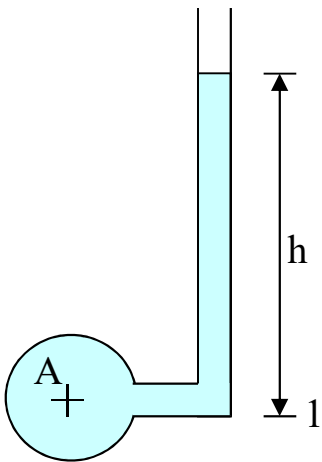
In condizioni di atmosfera standard 0°C $z=0$ s.l.m.: $760 \text{ mmHg} = 1 \text{ atm}$

Al variare della densità quindi $\Rightarrow p_{atm(slm)} = 101.325 \text{ [Pa]} \Rightarrow p_{atm(10000m)} = 26.500 \text{ [Pa]}$

PROPRIETA' TERMODINAMICHE (PRESSIONE)

Manometro semplice (Piezometro)

Consiste nella forma più semplice di manometro costituito da un tubo semplice aperto alla sua sommità (quindi alle condizioni di pressione atmosferica locale) e collegato al contenitore del fluido del quale si vuole conoscere la pressione. Il funzionamento del manometro prevede lo stato di quiete del fluido, motivo per cui si può applicare la Legge di Stevino:



$$p_A = p_1 \Rightarrow p_A = p_{atm} + \rho g^* h = p_{atm} + \gamma^* h$$

Da cui se ne deduce che

$$p_A - p_{atm} = p_{rel} = \gamma^* h$$

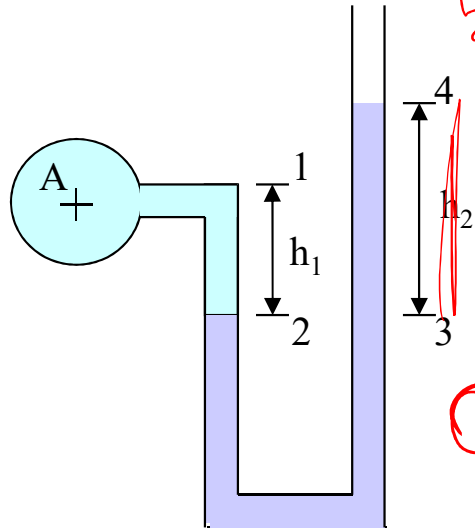
Quindi l'altezza della colonna fluida di altezza h che si crea all'equilibrio in un manometro semplice o piezometro (altezza piezometrica) definisce la misura della pressione del fluido. La difficoltà della misura è data dalle elevate altezze e quindi dimensioni strumentali nel caso di pressioni elevate, ovvero alla difficoltà di impiego nel caso di misura di pressione di fluidi a bassa densità. Impossibilità di misura di pressioni inferiori a quella atmosferica.

PROPRIETA' TERMODINAMICHE (PRESSIONE)

Manometro ad U

Consiste in un manometro avente la forma del tubo graduato di misura ad U e nell'impiego di un fluido di misura che abbia caratteristiche di adeguata densità (ρ_F) al campo di misura e di immiscibilità con il fluido da misurare (avente densità ρ_A).

Anche in questo caso allo stato di quiete del fluido, applicandosi la Legge di Stevino:



$$p_A = p_1 \Rightarrow p_1 = p_2 - \rho_A g h_1$$

essendo $p_2 = p_3$ e

$$p_3 = p_{\text{atm}} + \rho_F g h_2$$

se ne deduce che:

$$p_A = p_{\text{atm}} + \rho_F g h_2 - \rho_A g h_1$$

ovvero

$$p_A - p_{\text{atm}} = p_{\text{rel}} = \gamma_F h_2 - \gamma_A h_1$$

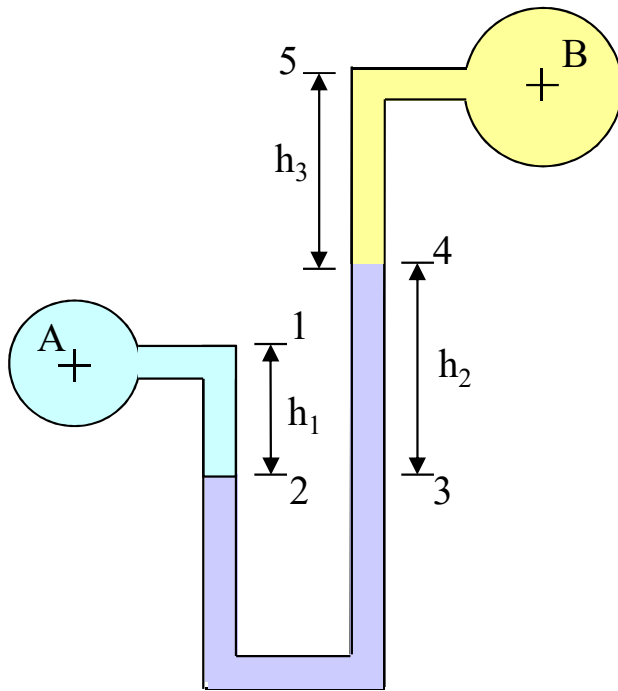
Caso particolare è quello di impiego del manometro ad U per la misura della pressione di un gas, ovvero nel caso di avere p_A costante in tutto il dominio occupato dal gas (trascurabilità della peso specifico del gas).

In questo caso infatti:

$$p_A - p_{\text{atm}} = p_{\text{rel}} = \gamma_F h_2$$

$$= \rho_F g h_2$$

PROPRIETA' TERMODINAMICHE (PRESSIONE)



Manometro differenziale

Una ulteriore modalità di misura della pressione è quella che si effettua con il MANOMETRO DIFFERENZIALE quando si deve misurare la differenza di pressione tra due fluidi distinti: uno indicato con A avente densità ρ_A e uno indicato con B avente densità ρ_B

In questo caso applicando la Legge di Stevino e quindi tenendo conto della condizione di pressione uguale a quote uguali si ottiene la pressione differenziale tra i fluidi A e B:

$$p_A = p_1 = p_2 - \rho_A g \cdot h_1 = p_3 - \rho_A g \cdot h_1$$

Essendo:

$$p_3 = p_B + \rho_B g \cdot h_3 + \rho_F g \cdot h_2$$

se ne deduce che:

$$p_A = p_B + \rho_B g \cdot h_3 + \rho_F g \cdot h_2 - \rho_A g \cdot h_1$$

ovvero

$$p_A - p_B = p_{\text{diff}} = \gamma_B \cdot h_3 + \gamma_F \cdot h_2 - \gamma_A \cdot h_1$$

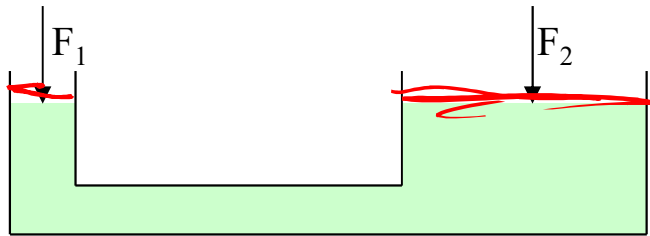
Nel caso particolare di impiego di un manometro differenziale per la misura della pressione differenziale, ovvero della differenza di pressione, tra due fluidi gassosi:

In questo caso infatti:

$$p_A - p_B = p_{\text{diff}} = \gamma_F \cdot h_2$$

$$= \rho \cdot g \cdot h_2$$

PROPRIETA' TERMODINAMICHE (PRESSIONE)



Sfruttamento delle proprietà della pressione di un fluido incompressibile a fini ingegneristici. Le proprietà che abbiamo visto della fluidostatica (fluido in quiete) definite dalla Legge di Stevino (unitamente al principio di Pascal) danno spunto ad una interessante applicazione nel campo del sollevamento o del

sostentamento di un peso utilizzate in molte applicazioni della meccanica.

La Legge di Stevino ci dice che prendendo a riferimento due cilindri posti in comunicazione idraulica tra di loro e definite la sezione 1 (avente ampiezza A_1) e la sezione 2 (avente ampiezza A_2) corrispondenti alle superfici libere di un liquido di densità ρ_F una volta che il sistema si trova all'equilibrio ovvero il fluido in condizioni di quiete, si può affermare se le due sezioni si trovano alla stessa quota sono in grado di garantire il seguente equilibrio:

$$p_1 = p_2$$

e quindi

$$F_1/A_1 = F_2/A_2$$

da cui se ne deduce che:

$$F_2 = F_1 \cdot A_2/A_1$$

Ovvero che il rapporto tra la forza F_2 (forza che tramite questo meccanismo si è in grado di sostenere a fronte dell'applicazione di una forza F_1) ed F_1 è pari al rapporto inverso delle aree.

In questo modo si è quindi in grado di creare un effetto moltiplicativo della forza trasmessa ovvero di un peso sostenuto con meccanismi classificati con il nome di martinetto idraulico.

PROPRIETA' TERMODINAMICHE (TEMPERATURA)

La TEMPERATURA è una proprietà intensiva introdotta per caratterizzare lo stato termico di un corpo, che permette di definire quando due sistemi messi in comunicazione attraverso i contorni, si trovano o meno in equilibrio termico. Nel caso in cui due sistemi in contatto termico non siano in equilibrio termico, si sviluppa una trasformazione che porta in un tempo finito alla convergenza dei due corpi ad una stessa temperatura, ovvero allo stato di equilibrio termico. Si può quindi dire che due corpi che hanno la stessa misura della grandezza termodinamica temperatura si trovano in uno stato di equilibrio termico.

La percezione di temperatura è spesso confusa con il concetto di calore, ovvero di intensità di trasferimento (trasmissione) di energia termica (calore). Si percepisce spesso una temperatura (maggiore o minore) erroneamente essendo prevalente il fenomeno della intensità del calore trasmesso, basti pensare alla temperatura atmosferica percepita in condizioni di esposizione o meno alla luce solare.

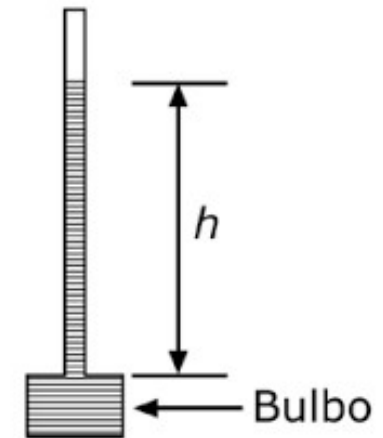
La misura della temperatura viene effettuata attraverso una strumentazione (termometro) che attesta la temperatura di un corpo (o di un sistema) sulla base del PRINCIPIO ZERO DELLA TERMODINAMICA “*se due corpi A e B sono separatamente in equilibrio termico con un terzo corpo C (Termometro), allora A e B sono in equilibrio termico tra di loro*”, ovvero hanno la stessa dimensione della grandezza temperatura.

PROPRIETA' TERMODINAMICHE (TEMPERATURA)

Per la misura della temperatura per specifiche sostanze si utilizzano proprietà che hanno la caratteristica di variare al variare della temperatura. In questo caso si parla quindi di proprietà termometrica X (quella attraverso la quale viene dedotta la misura della temperatura) e sostanza termometrica (sostanza impiegata dallo strumento di misura).

Lo strumento più semplice per la misura della temperatura è il TERMOMETRO A LIQUIDO A BULBO, costituito da un capillare di vetro connesso ad un bulbo che contiene la sostanza termometrica allo stato liquido e chiuso alla estremità opposta.

Al variare della temperatura il fluido varia il suo volume specifico, (concetto di dilatazione termica) creando un aumento o una diminuzione del livello di riempimento del capillare, ovvero della lunghezza di capillare occupato dal liquido apprezzabile idoneamente su una apposita scala graduata.



Misure più precise sono realizzate mediante l'impiego di termocoppie che si basano sulle proprietà di due metalli distinti che una volta uniti hanno la capacità di generare una forza elettromotrice la cui intensità è funzione della temperatura.

PROPRIETA' TERMODINAMICHE (TEMPERATURA)

La misura della temperatura con mezzi empirici pone il problema della variazione di stato fisico della sostanza termometrica oltre campi finiti di temperatura (condensazione, evaporazione, congelamento etc.).

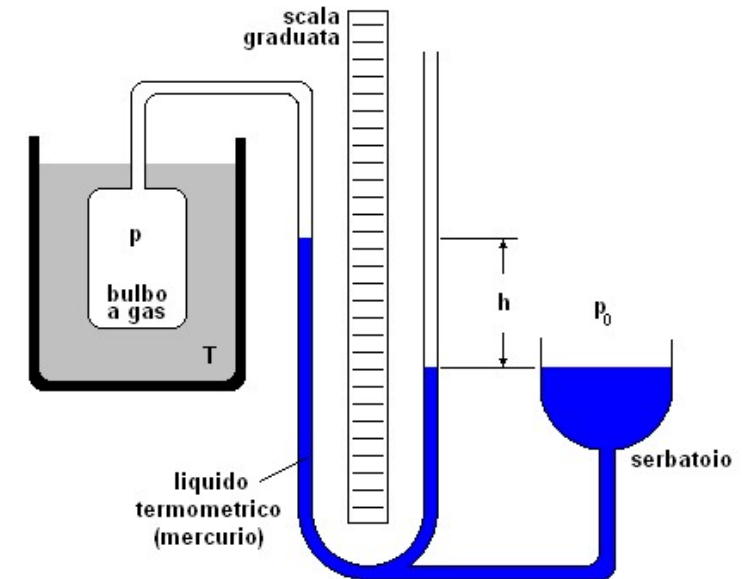
Una scala termodinamica assoluta è la scala Kelvin che risulta valida per ogni intervallo di temperatura e che è costituita da soli valori positivi, essendo il valore 0(K) della scala Kelvin lo zero assoluto.

Il TERMOMETRO A GAS A VOLUME COSTANTE misura la temperatura utilizzando quale proprietà termometrica la pressione di un gas rarefatto mantenuto a volume costante attraverso lo spostamento del serbatoio.

Prendendo a riferimento due punti caratteristici ovvero il punto di congelamento e di ebollizione dell'acqua posti a 0°C e 100°C per convenzione si può definire un andamento della curva pressione/temperatura di tipo Lineare ovvero del tipo

$$T = a \cdot p$$

Essendo la pressione del gas misurabile, secondo la Legge di Stevino, dall'altezza h . Tale andamento lineare ha buona approssimazione se pressione (p) e temperatura (T) si mantengono distanti dalle condizioni di liquefazione del gas.



PROPRIETA' TERMODINAMICHE (TEMPERATURA)

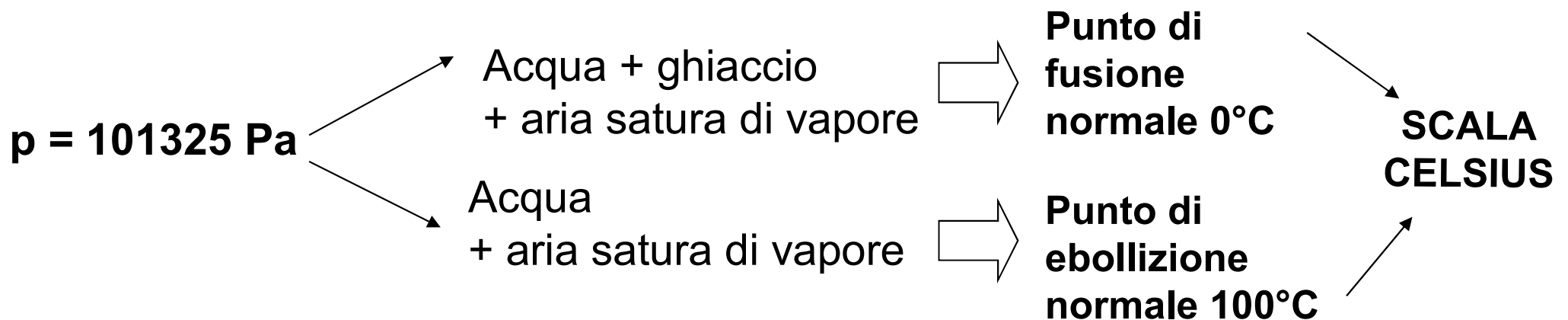
Ponendo il punto triplo dell'acqua (equilibrio tra ghiaccio, vapore e liquido) pari per convenzione a 273,16 K (0,01°C) e 611,7 Pa è possibile costruire una scala Kelvin mediante la misura con un termometro a gas a volume costante secondo la relazione

$$T = T_{PT} * p / p_{PT}$$

essendo T_{PT} e p_{PT} temperatura e pressione al punto triplo.

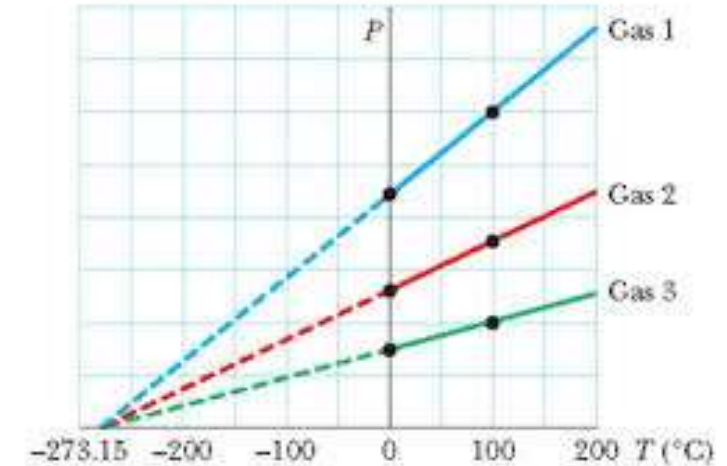
La scala termometrica Kelvin è assunta come unità di misura della temperatura nel SI, ma diverse sono le scale termometriche di comune impiego, che si riferiscono ai punti caratteristici di ebollizione e di congelamento dell'acqua alle condizioni standard di 1atm.

Una scala di corrente impiego in applicazioni non termodinamiche è la scala Celsius

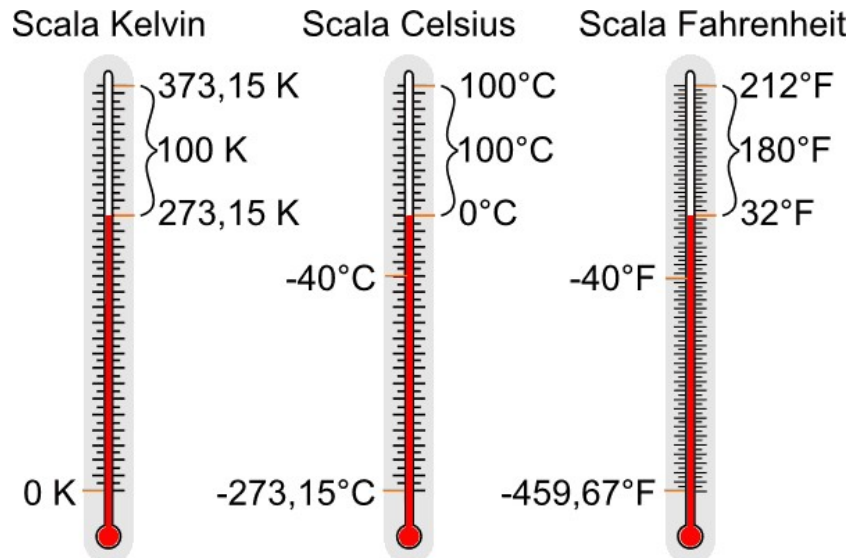


PROPRIETA' TERMODINAMICHE (TEMPERATURA)

Operando la misura della temperatura con il termometro a gas a volume costante con diversi gas utilizzando la scala Celsius si ottiene un andamento caratteristico del gas nelle curve lineari p/T che tendono ad un punto di pressione nulla in $T = -273,15^\circ\text{C}$. Rispetto a tale punto caratteristico è possibile definire il rapporto tra le scale Celsius e Kelvin.



$$T(^{\circ}\text{C}) = T(\text{K}) - 273,15$$



Altre scale di misura sono quella di Rankine e quella Fahrenheit

$$T(^{\circ}\text{R}) = 1,8 \cdot T(\text{K})$$

$$T(^{\circ}\text{F}) = T(^{\circ}\text{R}) - 459,67$$

$$T(^{\circ}\text{F}) = 1,8 \cdot T(^{\circ}\text{C}) + 32$$

GAS PERFETTI E TRASFORMAZIONI

Nel caso delle sostanze solide e delle sostanze liquide (fluidi incompressibili) al variare della temperatura il sistema subisce un effetto di variazione del volume ovvero delle sue dimensioni lineari (per configurazioni geometriche particolari come un capillare) che viene classificato come DILATAZIONE TERMICA.

Il fenomeno della dilatazione termica è quello grazie al quale si può sfruttare il principio di variazione della proprietà termometrica del volume (riferendosi ad una sostanza liquida contenuta in un bulbo di un termometro) che produce un effetto di dilatazione lineare all'interno del capillare dello stesso termometro grazie al quale viene definita una taratura di una scala termometrica per la misura della temperatura dei sistemi.

In generale per un solido è possibile esprimere un coefficiente di dilatazione termica lineare α pari a

$$\alpha \equiv \frac{\Delta L}{L_i \cdot \Delta T}$$

Essendo L_i la lunghezza iniziale, ΔL la dilatazione misurata all'equilibrio dopo un incremento di temperatura ΔT . Per piccoli intervalli di temperatura si può evidenziare come il coefficiente α si mantenga costante.

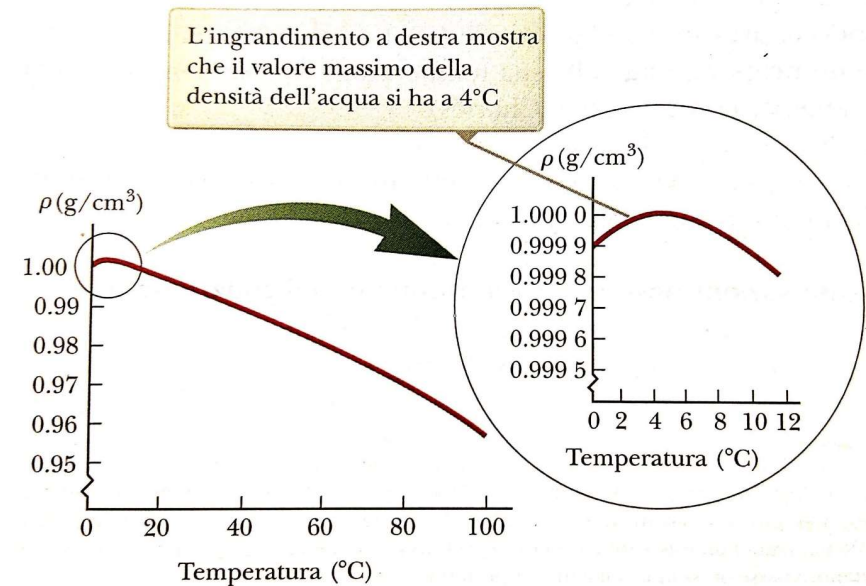
Analogamente al sistema solido, anche nel caso di un volume di sostanza liquida è possibile definire un coefficiente di dilatazione volumico β tale che sia definita per ogni sostanza la seguente relazione di dilatazione (rispetto ad un volume iniziale di V_i) al variare della temperatura

$$\Delta V = \beta \cdot V_i \cdot \Delta T$$

GAS PERFETTI E TRASFORMAZIONI

Le sostanze liquide, aventi comportamento rispetto alla temperatura rappresentabile dalla equazione della dilatazione volumica, sono caratterizzati in genere da coefficienti di dilatazione di intensità di un ordine di grandezza superiore rispetto al caso dei sistemi solidi.

L'acqua in particolare (una sostanza di largo impiego in termodinamica e nei sistemi Termodinamici), ha un comportamento caratteristico indicato nella figura, presentando un andamento di contrazione al crescere della temperatura tra gli 0°C ed i 4°C a cui segue (al crescere della temperatura oltre i 4°C) un fenomeno ordinario di dilatazione termica.



Questo fenomeno da cui consegue (come riportato in figura) un andamento caratteristico della densità rispetto alla temperatura porta ad avere che il ghiaccio abbia una densità inferiore rispetto all'acqua liquida in prossimità degli 0°C con il caratteristico fenomeno di notevole importanza biologica del galleggiamento dei ghiacci e di pericolo per sistemi chiusi contenuti acqua in transizione.

GAS PERFETTI E TRASFORMAZIONI

Rispetto ai solidi ed ai liquidi, nei gas non esiste un rapporto che lega il volume (V) e la temperatura (T) ma è necessario introdurre anche la variabile pressione (p) per trovare una relazione che leghi le tre grandezze principali termodinamiche.

L'equazione che lega le tre grandezze è la equazione di stato del gas, una funzione che all'avvicinarsi alle condizioni di basse pressioni (ovvero bassa densità) assume una formulazione semplificata assimilabile all'EQUAZIONE DEI GAS PERFETTI del tipo

$$p \cdot V = f(T)$$

A tale formulazione semplificata si fa ricorso in termodinamica per descrivere e modellizzare le trasformazioni dei sistemi gassosi

Una quantità di gas può essere espressa e misurata come massa (m) o come numero di moli (n), grandezze che sono legate dalla seguente

$$n = m/MM \quad \text{essendo } MM \text{ la massa molare della specifica sostanza gassosa}$$

La legge di Boyle afferma che per qualsiasi gas al tendere all'infinito del volume (e quindi al tendere a zero della pressione) il prodotto della pressione (p) e del volume molare (v_m) essendo $v_m = V/n$ [m^3/mol] tende ad un valore che è unicamente funzione della temperatura.

$$p \cdot v_m = R_u \cdot T$$

Essendo la costante R_u costante universale dei gas che è pari a

$$R_u = 8,3143 \text{ [J/(mol K)]}$$

calcolabile considerando che una kmole di gas ideale occupa a 0°C un volume standard pari a 22,414 m^3 , per cui $\Rightarrow R_u = 101325 \cdot 22,414 / 273,15 = 8314,3 \text{ [J/(kmol K)]}$

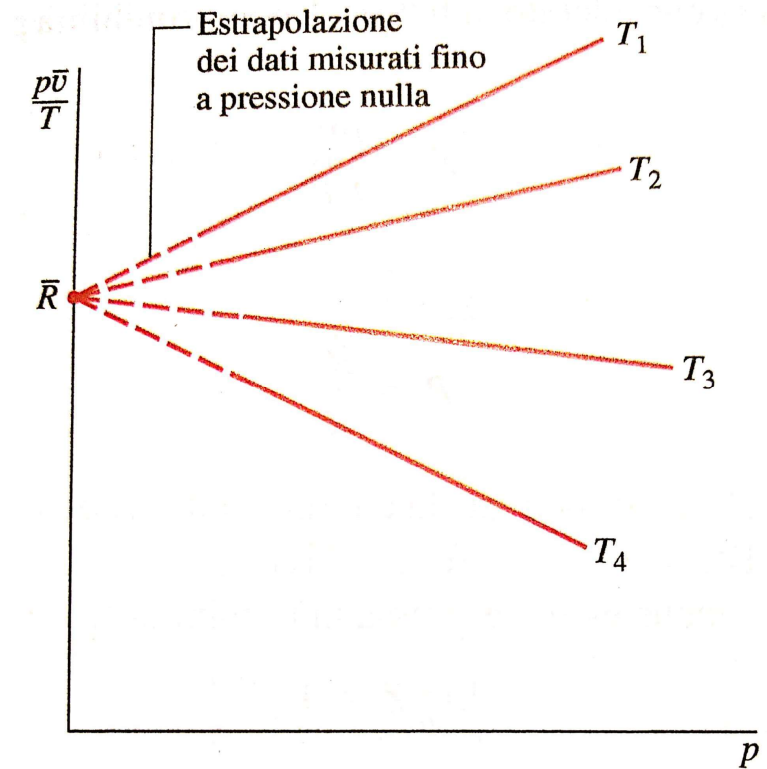
GAS PERFETTI E TRASFORMAZIONI

La legge di Boyle è di origine sperimentale e può essere verificata facendo variare il volume di un sistema chiuso in condizioni di temperatura controllata, monitorando la pressione ed il volume del sistema.

Nella figura è riportato l'andamento del parametro $p \cdot v_m / T$ al variare della grandezza p per via sperimentale da cui si vede che al tendere della p al valore nullo (stato di vuoto) a prescindere della temperatura del sistema si ottiene un valore univoco che coincide con R_u

Quindi si può esprimere la costante universale dei gas come la seguente

$$\lim_{p \rightarrow 0} \frac{p \cdot v_m}{T} = R_u$$



GAS PERFETTI E TRASFORMAZIONI

Sulla Legge di Boyle si basa il funzionamento di un termometro a gas che può operare secondo due modalità (i) a pressione costante o (ii) a volume costante permettendo di individuare una relazione tra la variazione della temperatura e la variazione della terza grandezza variabile (rispettivamente volume o pressione)

Generalmente la misura di un gas si riferisce alla misura della massa nel caso di sistemi aperti e alla misura delle moli nel caso di sistemi chiusi.

Riferendosi ad un determinato gas, la costante specifica del gas (R) risulta pari a

$$R = R_u/MM \text{ [J/(kg K)]}$$

dove MM è la massa molare del gas [kg/kmol]. Per sistemi aperti, si ha quindi:

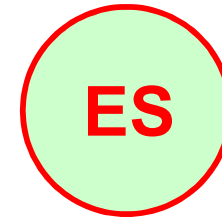
$$p \cdot v = R \cdot T = (R_u/MM) \cdot T$$

dove le dimensioni di R sono misurate in [J/(kg K)]. Per sistemi chiusi si può scegliere una delle forme alternative:

$$p \cdot V = n R_u \cdot T = m \cdot R \cdot T$$

a seconda che sia della modalità di quantificazione della sostanza della sostanza gassosa in numero di moli (n) o in massa (m)

GAS PERFETTI E TRASFORMAZIONI



Riassumendo quindi:

Equazione di stato di un gas: lega 3 grandezze termodinamiche principali (o fondamentali)

$$p \cdot V = f(T)$$

Equazione di stato dei gas perfetti

$$p \cdot v = R \cdot T \quad (\text{nella formulazione con tre grandezze intensive})$$

Viene utilizzata per la descrizione macroscopica del comportamento di una gas reale nelle condizioni di bassa densità (ρ) $\Rightarrow$ basse pressioni (p) e alte temperature (T)

altre formulazioni dell'equazione di stato dei gas perfetti

$v = V/m$	$\Rightarrow$	$p \cdot V = m \cdot R \cdot T$	$R \text{ [J/(kg K)]}$
$m \cdot R = MM \cdot n \cdot R = n \cdot R_u$	$\Rightarrow$	$p \cdot V = n \cdot R_u \cdot T$	$R_u \text{ [J/(kmol K)]}$
$V = n \cdot v_m$	$\Rightarrow$	$p \cdot v_m = R_u \cdot T$	$v_m \text{ [m}^3\text{/kmol]}$

$$V = n \cdot v_m = m \cdot v$$

da cui

$$v = v_m \cdot n/m = v_m/MM$$

ESEMPI – trasformazioni gas perfetti

Si considera una bombola di metano pressurizzata ad 80 bar a temperatura ambiente (25°C). Si valuti la pressione quando, a seguito dell'esposizione al sole, la temperatura media della bombola sia passata a 60 °C, e le densità del gas nelle due condizioni.

Peso molare del metano $MM_{CH_4} = 16 \text{ kg/kmol} \Rightarrow R = 8314,3/MM = 519 \text{ J/(kgK)}$

Si tratta di una trasformazione a volume costante (isocora) di un sistema chiuso quindi essendo invariante massa e volume del sistema: $v=\text{cost}$ e $\rho=\text{cost}$

$$p^*V = n^*R_u^*T \text{ (trasformazione } V=\text{cost)}$$

$$p^*V = m/MM^*(R_u^*T) \Rightarrow p^*V/m = R_u/MM^*T$$

$$p^*v = R^*T \Rightarrow \rho = p/(R^*T)$$

$$\rho_1 = p_1/(R^*T_1) \quad \text{e} \quad \rho_2 = p_2/(R^*T_2)$$

$$\rho_1 = \rho_2 \Rightarrow p_1/T_1 = p_2/T_2 \Rightarrow p_2 = (T_2/T_1)^*p_1 = (333,15/298,15)^*p_1 = 89.4 \text{ bar}$$

E cosa accadrebbe con idrogeno H_2 essendo $MM_{H_2}=2 \text{ kg/kmol}$???

GAS PERFETTI E TRASFORMAZIONI

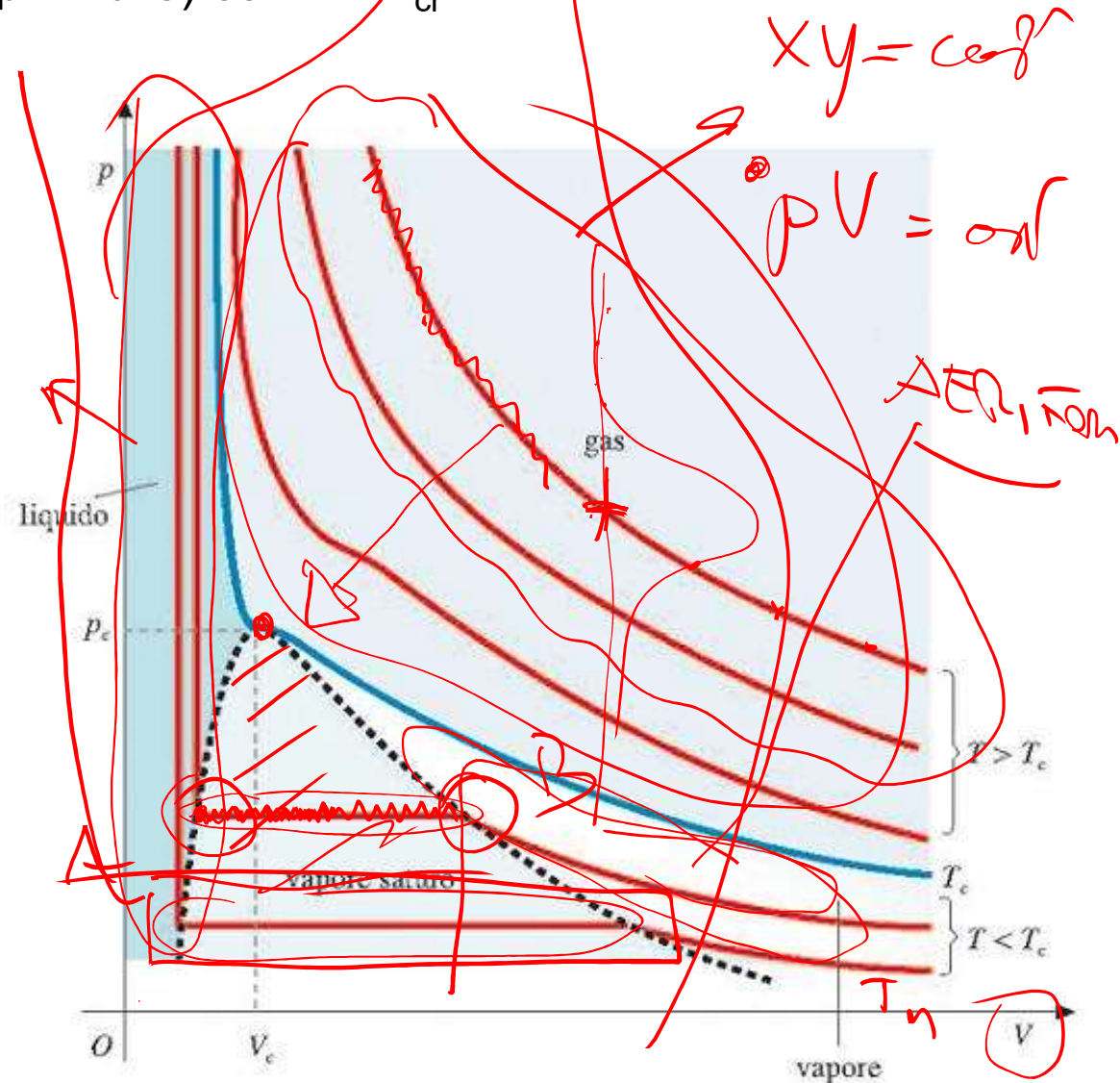
Una distinzione importante da fare è quella tra gas e vapore:

- gas: sostanza aeriforme (fluido comprimibile) con $T > T_{cr}$
- vapore: sostanza aeriforme (fluido comprimibile) con $T < T_{cr}$

Il punto critico rappresenta un punto particolare, ovvero quello sotto al quale esiste una zona di coesistenza della fase liquida e della fase vapore, come riportato nella figura in un piano p-V (o piano di Clapeyron).

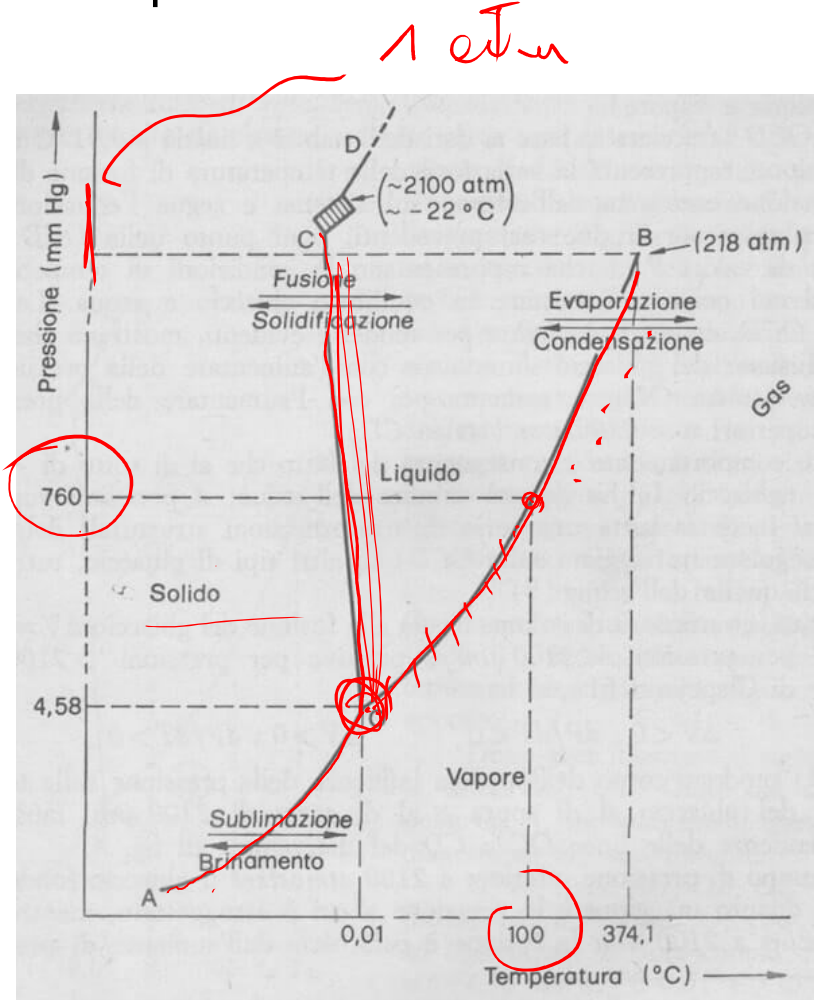
La rappresentazione delle fasi fisiche di un sistema al variare delle proprietà fondamentali (DIAGRAMMA di STATO) rappresenta una caratteristica specifica della sostanza (chimicamente pura).

La zona individuata come superiore a quella del punto critico viene anche denominata zona supercritica.

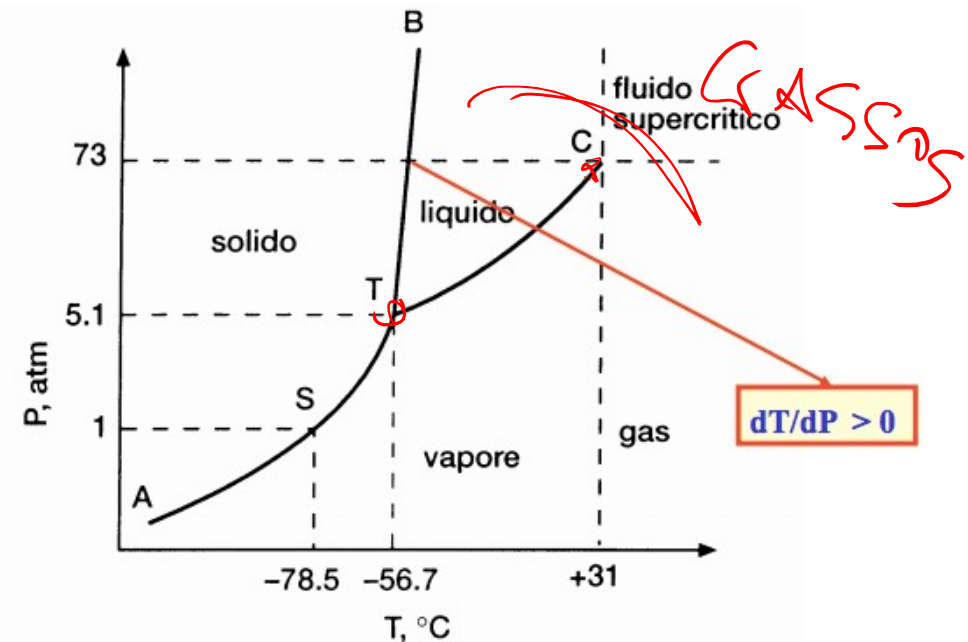


GAS PERFETTI E TRASFORMAZIONI

Analoga rappresentazione può essere individuata su differenti piani termodinamici, ad esempio il piano p-T, dove in questo caso sono riportati sia il punto critico che il punto triplo, per acqua e anidride carbonica.



rappresentazione delle fasi per acqua



rappresentazione delle fasi per anidride carbonica

GAS PERFETTI E TRASFORMAZIONI

Una trasformazione termodinamica di un sistema in fase gassosa rappresentata come trasformazione quasi-stazionaria corrisponde al passaggio tra due stati di equilibrio termodinamico, dove l'equilibrio termodinamico è quello per cui le grandezze (o variabili o funzioni) principali di stato (p, V e T) non subiscono ulteriori variazioni nel tempo rispetto alle variazioni subite durante la trasformazione.

Le trasformazioni possono quindi essere rappresentate da un insieme di punti (misure) delle dimensioni che le grandezze termodinamiche assumono nei successivi punti di equilibrio. Il luogo di questi punti descrive la linea chiamata LINEA DI TRASFORMAZIONE quali rappresentazione grafica di trasformazioni quasi statiche (successione di stati di equilibrio)

A seconda della tipologia di trasformazioni si potranno avere:

- trasformazioni ISOBARE trasformazioni a pressione costante ($p=\text{cost}$)
- trasformazioni ISOTERME trasformazioni a temperatura costante ($T=\text{cost}$)
- trasformazioni ISOTERMOBARICHE trasformazioni a temperatura e pressione costanti ($p=\text{cost}$ e $T=\text{cost}$)
- trasformazioni ISOCORE trasformazioni a volume costante ($v=\text{cost}$)
- trasformazioni ADIABATICHE trasformazioni prive di scambi di energia termica (calore) ($Q=0$)

SCAMBI DI ENERGIA

Energia posseduta da un sistema può trovarsi sotto diverse forme e durante una trasformazione può essere convertita da una forma ad un'altra oppure può essere trasferita da un sistema all'ambiente o ancora da un sistema ad un altro.

In un sistema chiuso si possono avere scambi di ENERGIA secondo due modalità:

- Energia scambiata sotto forma di energia termica, CALORE (Q , δQ)
- Energia scambiata sotto forma di LAVORO (W , δW)

Con la condizione di avere la CONSERVAZIONE DELL'ENERGIA TOTALE

La meccanica ci indica due forme di energia possedute da un sistema:

- energia cinetica E_c proprietà estensiva associata alla massa di un sistema e alla sua velocità istantanea
- energia potenziale E_p proprietà estensiva associata alla forza di gravità esercitata sulla massa del sistema (energia potenziale gravitazionale)

$E_c = \frac{1}{2} m \cdot v_s^2$ essendo v_s la velocità del sistema

$E_p = m \cdot g \cdot z_s$ essendo z_s la quota del sistema

Entrambi le proprietà sono definite numericamente a partire da un punto arbitrario di riferimento per la espressione della quantità di velocità (v_s) e di quota (z_s)

SCAMBI DI ENERGIA

Nel Sistema Internazionale (SI) l'unità di misura utilizzato per la rappresentazione della quantità di Energia è il Newton per metro $[N \cdot m]$ ovvero il Joule $[J]$.

$$E_c = \frac{1}{2} m \cdot v_s^2 \quad \Rightarrow [kg][m^2/s^2] \quad \Rightarrow [N][m] \Rightarrow [J]$$

$$E_p = m \cdot g \cdot z_s \quad \Rightarrow [kg][m/s^2][m] \quad \Rightarrow [N][m] \Rightarrow [J]$$

Essendo $[N] \Rightarrow [kg][m/s^2]$

Nei sistemi termodinamici oltre alle proprietà che definiscono lo stato di energia di un sistema meccanico (ovvero E_c e E_p) si deve tenere in considerazione anche una ulteriore forma di energia che viene indicata come **ENERGIA INTERNA**.

L'energia interna (U) rappresenta tutta l'energia del sistema associata ai suoi componenti microscopici osservati in un sistema di riferimento in quiete.

Fanno parte dei contributi alla energia interna:

- la ENERGIA TERMICA associata ai moti casuali delle molecole
- la ENERGIA DI LEGAME associata alle forze intermolecolari

$$E_T = f(T)$$
$$E_L = f(\text{fase})$$

L'energia termica è caratteristica di una determinata misura della grandezza termodinamica temperatura (T), mentre l'energia di legame è caratteristica di una specifica fase fisica del sistema. Complessivamente sia il modificarsi della fase fisica che il modificarsi della temperatura del sistema comportano una variazione dell'energia interna ΔU del sistema a cui potranno sommarsi in termini totali di energia anche variazioni ΔE_p e ΔE_c .

SCAMBI DI ENERGIA

La misura dello stato di un sistema termodinamico può essere definito solo se il sistema si trova in equilibrio. Perché un sistema termodinamico sia in equilibrio deve ricorrere anche la condizione di equilibrio termico, ovvero la condizione di invarianza nel tempo della sua temperatura.

Rispetto alle condizioni di equilibrio di un sistema abbiamo classificato come VARIABILI o FUNZIONI (o GRANDEZZE) di stato quelle proprietà che descrivono lo stato del sistema a prescindere dalle sue condizioni precedenti.

Si chiamano invece VARIABILI DI SCAMBIO le grandezze che determinano la variazione di energia di un sistema e che quindi ne determinano una trasformazione sino al raggiungimento di un nuovo stato di equilibrio (che sarà rappresentato da una nuova dimensione delle variabili di stato del sistema).

Tra le variabili di scambio che caratterizzano i sistemi termodinamici abbiamo individuato il **lavoro** ed il **calore** (oltre agli scambi di massa)

Vediamo la classificazione del LAVORO

Nella meccanica, ad esempio, si rappresenta il lavoro applicato ad (o compiuto su) un punto materiale. In un sistema termodinamico si definisce anche il lavoro applicato su (o compiuto da) un sistema fluido.

Particolare interesse hanno le trasformazioni termodinamiche applicate ai sistemi fluidi comprimibili e nel caso del lavoro si parlerà di LAVORO DI COMPRESSIONE o di LAVORO DI ESPANSIONE a seconda che si manifesti come riduzione o incremento di volume.

SCAMBI DI ENERGIA

Parlando di variabili o grandezze di scambio si rende necessario definire una convenzione sui segni relativi alla direzione dello scambio di energia tra il sistema e l'ambiente.

Per convenzione definiremo quindi:

- grandezze di scambio che esprimono una direzione dell'energia dal sistema verso l'ambiente come negative e quindi: lavoro compiuto dal sistema $W < 0$ o calore ceduto dal sistema $Q < 0$
- grandezze di scambio che esprimono una direzione dell'energia dall'ambiente verso il sistema come positive e quindi: lavoro compiuto sul sistema $W > 0$ o calore ceduto al sistema $Q > 0$

Si consideri una sostanza gassosa contenuta all'interno di un sistema chiuso e consideriamo il sistema adiabatico (ovvero nullo il calore scambiato attraverso il contorno del sistema $Q = 0$).

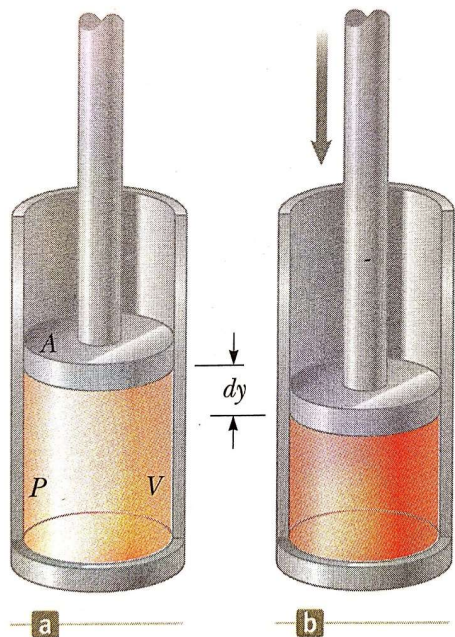
All'equilibrio sul gas viene esercitata una forza

$$F = p \cdot A$$

Se viene effettuata una compressione attraverso trasformazioni quasi-statiche fino ad avere uno spostamento infinitesimo del pistone ($-dy$) il lavoro (δW) compiuto sul fluido (di segno positivo) sarà:

$$\delta W = F \cdot (-dy) = -p \cdot A \cdot dy = -p \cdot dV$$

Essendo la variazione di volume negativa (compressione) il lavoro infinitesimo δW sarà positivo



SCAMBI DI ENERGIA

Prendendo in considerazione un istante iniziale (i) ed uno finale (f) di una trasformazione di compressione in cui il sistema assume del volume rispettivamente V_i e V_f , il lavoro effettuato complessivamente sul (o dal) sistema (W), ovvero trasferito al (o dal) fluido sarà pari a

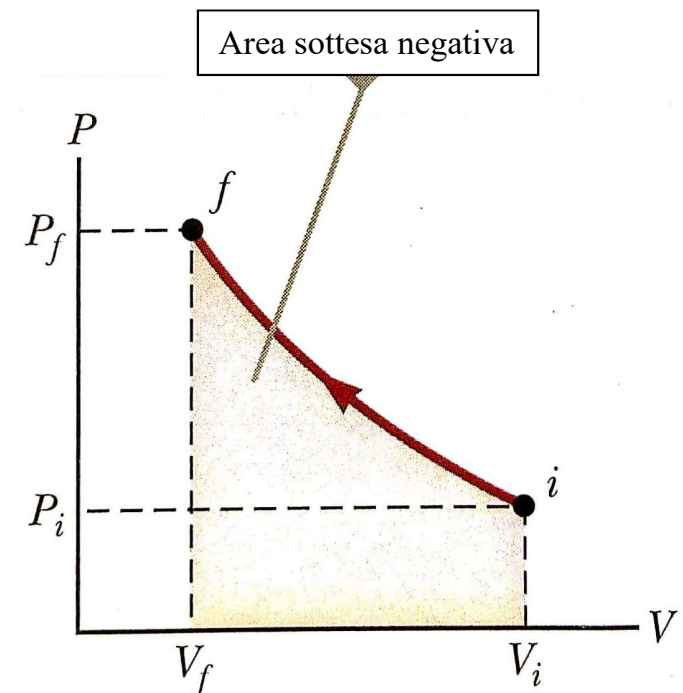
$$W = \int_i^f \delta W = - \int_{V_i}^{V_f} p \cdot dV = - \int_{V_i}^{V_f} p(V) \cdot dV$$

Per conoscere il valore del lavoro compiuto sul fluido (che trattandosi di compressione avrà valore di segno positivo) è necessario individuare la relazione che lega la pressione (p) del fluido al variare del sistema che lo contiene (V).

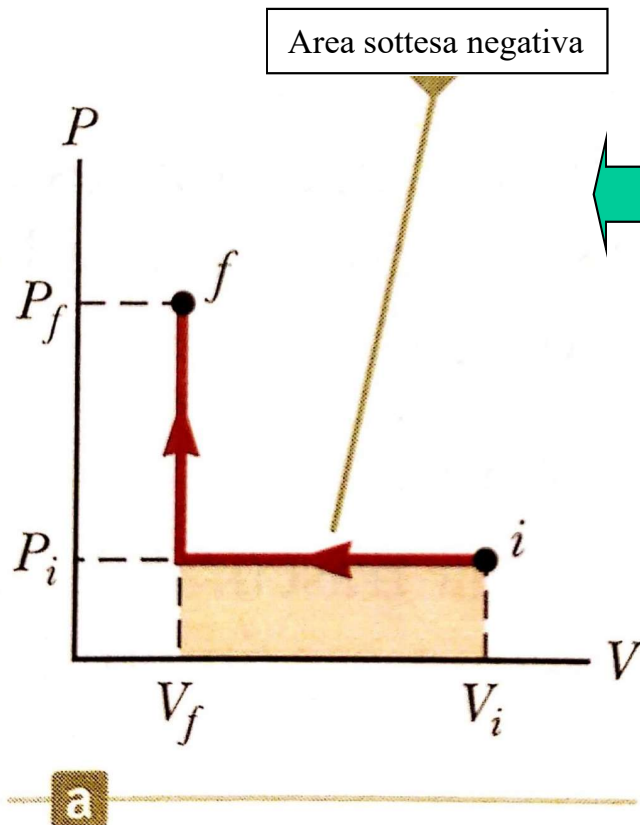
Se riportiamo su un piano p - V i punti i e f di inizio e fine trasformazione e la relativa linea di trasformazione (in questo caso una compressione) si osserva che l'integrale che definisce il lavoro (W) è pari all'opposto dell'area sottesa la linea di trasformazione da (i) fino a (f).

Appare quindi evidente che il lavoro compiuto sul fluido è definito dalla linea di trasformazione e non già dal valore della grandezza nel punto iniziale e della grandezza nel punto finale.

Infatti cambiando la trasformazione il valore W (ovvero l'area sottesa alla trasformazione cambia.



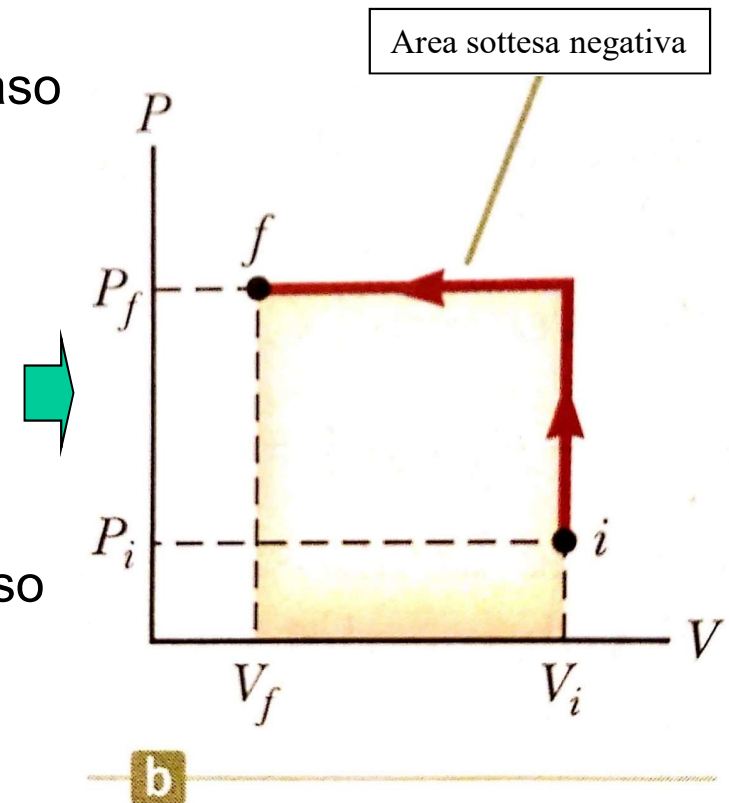
SCAMBI DI ENERGIA



Si prenda a riferimento una trasformazione da i a f effettuata in due sottofasi di trasformazione, una riduzione di volume a pressione costante da V_i a V_f (trasformazione isobara) a cui segue una fase di incremento della pressione a volume costante V_f da p_i a p_f (trasformazione isocora). Il lavoro compiuto sul fluido in questo caso essendo rappresentato graficamente dall'area sottesa alla linea di trasformazione sul piano p - V avrà intensità inferiore rispetto al caso precedente.

Si consideri poi un ulteriore caso di una trasformazione da i a f sempre in due sottofasi una prima di incremento della pressione da p_i a p_f a volume costante V_i (trasformazione

isocora) a cui segue una di riduzione del volume da V_i a V_f in costanza di pressione p_f (trasformazione isobara). Il lavoro compiuto sul fluido, essendo anche in questo caso rappresentato graficamente dall'area sottesa alla linea di trasformazione sul piano p - V avrà intensità superiore rispetto ad entrambi gli altri casi.



SCAMBI DI ENERGIA

Sulla base degli esempi precedenti è possibile concludere che il Lavoro (così come il Calore), in quanto grandezze di scambio, non rappresentano lo Stato di un sistema, quindi non sono variabili (o grandezze) ovvero funzioni dello Stato del sistema.

Il Lavoro esprime pertanto la misura di uno scambio di Energia che un sistema ha con l'ambiente durante una trasformazione ed il cui effetto, dal punto di vista dello Stato del sistema, è misurabile solo sulla base della quantificazione delle grandezze di stato del sistema stesso, ovvero sulla base di quelle grandezze la cui quantificazione non dipende dal percorso della trasformazione.

Alla nozione di lavoro, anche nelle trasformazioni termodinamiche, si associa la nozione di POTENZA, ovvero della misura della velocità con cui lo scambio di energia (di lavoro) avviene, ovvero ancora la rappresentazione del lavoro che viene compiuto (o scambiato dal sistema) nell'unità di tempo ($\delta W/dt$).

$$\dot{W} = \frac{\delta W}{dt}$$

La potenza nel Sistema Internazionale (SI) viene quindi espresso come energia su tempo [J/s], ovvero in Watt (W)

$$[J]/[s] = [(N \cdot m)]/[s] = [kg \cdot m/s^2][m]/[s] = [kg] \cdot [m^2]/[s^3] = [W]$$

SCAMBI DI ENERGIA

Un'altra grandezza di scambio è il CALORE. Il calore può essere definito come l'energia termica che viene scambiata da un sistema attraverso il suo contorno in ragione di una differenza di temperatura tra sistema e ambiente (assenza di equilibrio termico).

Valutiamo alcune espressioni:

- *una massa di acqua non possiede un determinato calore ma una determinata quantità di Energia Termica e quindi una determinata quantità di Energia Interna (U)*
- *quando si parla del calore dell'atmosfera, ovvero del calore posseduto da una massa d'aria, in realtà si deve parlare di una determinata temperatura ovvero energia termica*
- *una superficie che emette calore in realtà rappresenta un fenomeno di irraggiamento termico*
- *analogamente non si parla di lavoro di un sistema ma di un lavoro scambiato dal sistema e quindi effettuato su un sistema o prodotto da un sistema*

Il CALORE è una grandezza che esprime scambio di energia e non lo stato di un sistema. Il Calore viene spesso misurato in termini di calorie [cal], anche se nel SI l'unità di misura da impiegarsi è l'unità di misura dell'energia, ovvero il Joule [J].

Avendo definito la caloria come l'energia che permette di innalzare la temperatura di un grammo di acqua di 1°C dai 14,5°C ai 15,5°C (alla pressione di 1atm), è possibile sperimentalmente trovare una relazione con il Joule pari a:

$$1 \text{ [cal]} = 4,186 \text{ [J]}$$

eguaglianza detta anche **equivalente meccanico del calore**

SCAMBI DI ENERGIA

Se si immagina di fornire energia sotto forma di calore ad un sistema in assenza di variazione di energia cinetica (E_c) e di energia potenziale (E_p) si osserva una variazione di temperatura a meno di non trovarsi nelle condizioni particolari di transizione di fase.

Si richiama il dato di una quantità di energia-calore trasferita ad un grammo di acqua che è pari a 1 [cal] ovvero a 4,186 [J] per un innalzamento di temperatura pari di 1°C .

Quindi esiste una relazione tra l'energia (Q) trasferita o scambiata dal sistema e la variazione di temperatura (T) del sistema. Questa relazione è caratteristica di ogni sostanza e viene definita con la CAPACITA' TERMICA (C), espressa come:

$$C = Q/\Delta T \Rightarrow [J/K]$$

Se prendiamo a riferimento una massa unitaria di sostanza si può introdurre la grandezza intensiva calore specifico (c) come la capacità termica di una sostanza per unità di massa.

$$c = C/m \Rightarrow [J]/[kg \cdot K]$$

Quindi è possibile trovare una relazione che lega il calore scambiato Q da un sistema termodinamico di massa m e calore specifico c in presenza di una variazione di temperatura ΔT laddove dE_c/dt e dE_p/dt siano nulle (invarianza di energia cinetica e potenziale):

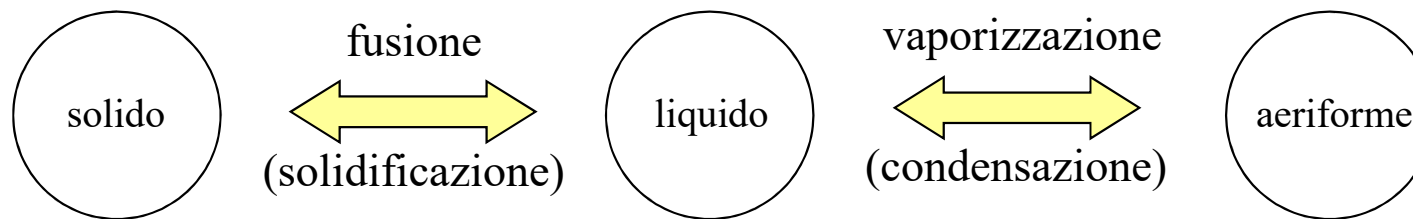
$$Q = m \cdot c \cdot \Delta T$$

In assenza di variazioni di volume (espansione o compressione) ΔT rappresenta la variazione di energia interna (U)

SCAMBI DI ENERGIA

Un caso particolare di scambio di energia di un sistema termodinamico è quello che coinvolge una sostanza in condizioni di transizione di fase, ovvero quelle condizioni per le quali non si osserva un incremento di temperatura corrispondente allo scambio di energia.

I passaggi di fase possono essere



Durante il passaggio (o transizione) di fase il trasferimento di energia provoca una variazione di energia interna ma non della componente di energia termica (misurabile in termini di variazioni della temperatura), bensì della componente di energia di legame.

Si consideri un sistema che abbia un passaggio di fase con due fasi in equilibrio e che abbia una massa iniziale m_i nella condizione di fase più alta (ovvero la fase presente a temperatura maggiore) e che a fine trasformazione tale quantità sia pari a m_f . In termini generali si può affermare che esiste una relazione specifica per ogni sostanza tra l'energia scambiata e la quantità di massa trasformata nella condizione di fase più alta del tipo

$$\lambda \equiv \frac{Q}{m_f - m_i}$$

Indicando con λ il calore latente caratteristico della transizione di fase e della sostanza

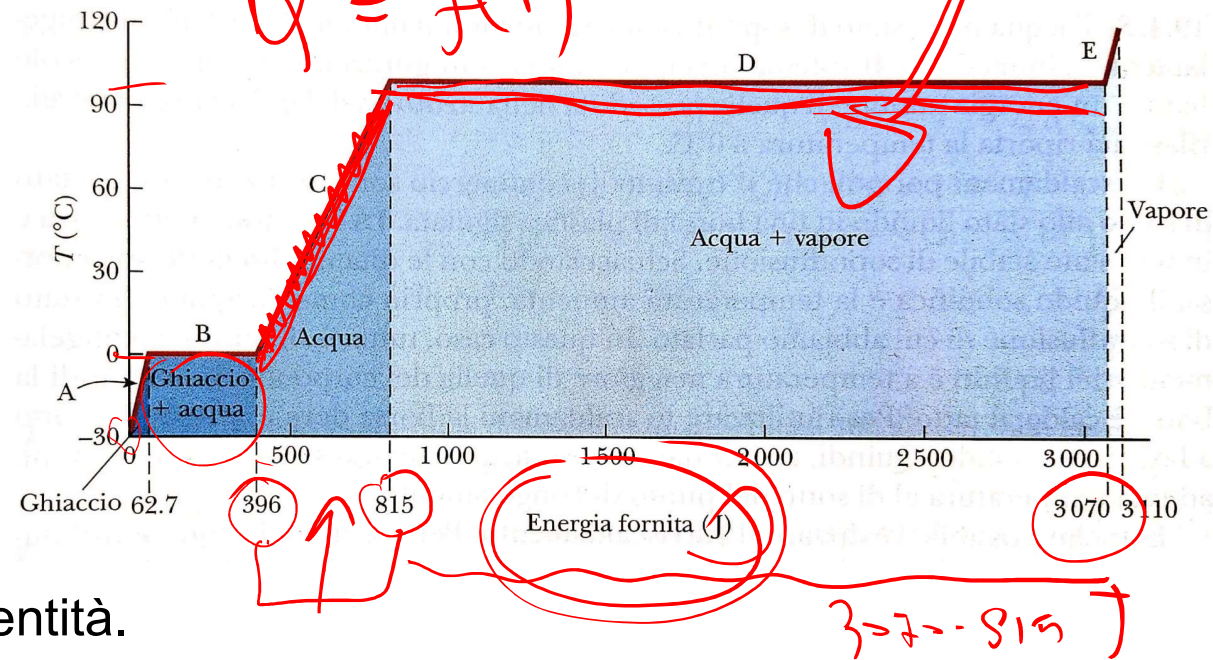
SCAMBI DI ENERGIA

$$\begin{aligned} E &= f(T) \\ T &= f(E) \end{aligned} \quad \begin{aligned} T &= f(Q) \\ Q &= f(T) \end{aligned}$$

ES



Durante le trasformazioni con transizione di fase si assiste ad un fenomeno caratteristico che è quello dell'assenza di variazione di temperatura pur in presenza di scambio di energia. Le trasformazioni in transizione di fase risultano essere quindi trasformazioni ISOTERME durante le quali (al variare del calore latente della specifica sostanza) si hanno scambi di energia (con variazione dell'energia interna del sistema) anche di notevole entità.



Un caso su tutti è quello dell'acqua pura (costituita da sole molecole di acqua) per la quale le transizioni avvengono in condizioni di pressione di 1 atm a 0°C e 100°C. Come si può apprezzare graficamente, l'entità dell'energia scambiata per la completa vaporizzazione (sistema bifasico acqua + vapore) è molto superiore sia a quanto scambiato per la completa fusione che per il passaggio dell'acqua da 0°C a 100°C. Questa caratteristica fisica dell'acqua la rendono di notevole interesse ai fini energetici unitamente al basso costo di impiego.

SCAMBI DI ENERGIA

IL PRINCIPIO DI CONSERVAZIONE DELL'ENERGIA è un principio fondamentale verificabile sperimentalmente che permette di affermare che l'energia di un sistema subisce una variazione ogni qualvolta che si manifesta una grandezza di scambio diversa da zero, ovvero ogniqualvolta si hanno scambi attraverso il contorno tra il sistema e l'ambiente.

L'energia di un sistema (E_{sist}) termodinamico abbiamo detto essere rappresentabile come la somma dell'energia cinetica, dell'energia potenziale e dell'energia interna

$$E_{\text{sist}} = E_c + E_p + U$$

Le possibili forme di scambio in linea generale sono:

- Lavoro (W) oppure Energia Termica ovvero Calore (Q)
- Trasferimenti di onde meccaniche (T_{om}) o di materia (T_{m}) o di energia elettrica (T_{ee}) o ancora di onde elettromagnetiche (T_{oe})

Il principio di conservazione dell'energia esprime quindi l'eguaglianza tra la variazione dell'energia del sistema (E_{sist}), durante una trasformazione, e la somma delle trasmissioni (T) che il sistema ha nell'arco di tempo della stessa trasformazione.

$$\Delta E_{\text{sist}} = \Sigma T$$

da cui se ne deduce l'equazione della conservazione dell'energia in forma generale:

$$\Delta E_c + \Delta E_p + \Delta U = W + Q + T_{\text{om}} + T_{\text{m}} + T_{\text{ee}} + T_{\text{oe}}$$

Nel caso della meccanica di un corpo non isolato su cui sia applicato una forza che provoca solo uno spostamento su di un piano orizzontale (z costante) si ottiene:

$$\Delta E_c = W \quad (\text{equivalenza tra energia cinetica e lavoro})$$

PRIMO PRINCIPIO DELLA TERMODINAMICA

Il PRIMO PRINCIPIO DELLA TERMODINAMICA in un caso particolare (**sistema chiuso**) si rappresenta come principio di conservazione dell'energia in assenza di variazioni di energia cinetica (ΔE_c), di energia potenziale (ΔE_p) con trasferimenti di energia nella forma di Calore e Lavoro :

$$\Delta U = W + Q$$

Si possono prendere a riferimento diverse casistiche di sistema chiuso e di trasformazioni.

Nel caso di un sistema isolato (quindi che non ha scambi con l'esterno) allora $W=Q=0$ e pertanto si può affermare che

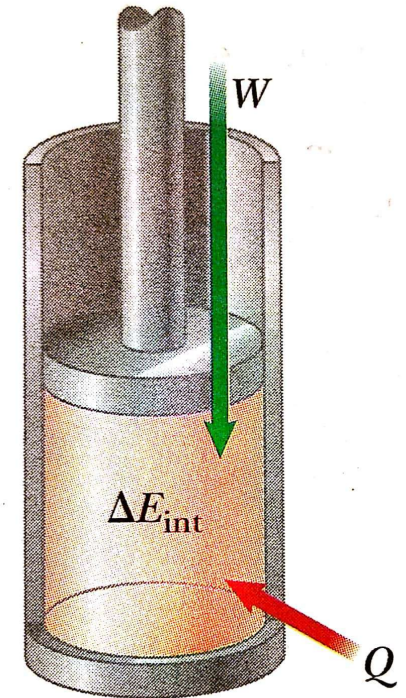
$$\Delta U = 0$$

Nel caso di trasformazioni cicliche, essendo lo stato del sistema iniziale coincidente con lo stato finale, si avrà coincidenza anche dell'energia interna iniziale del ciclo (U_i) e dell'energia interna finale del ciclo (U_f) (essendo U una funzione di stato), potendosi quindi affermare che

$$\Delta U = U_f - U_i = 0 \quad \Rightarrow \quad Q = -W$$

Nel caso di trasformazioni adiabatiche, essendo il calore scambiato (Q) nullo si può affermare che

$$\Delta U = W$$



CS Scansionato con CamScanner

PRIMO PRINCIPIO DELLA TERMODINAMICA

In termodinamica l'applicazione del primo principio ha notevole interesse nelle trasformazioni relative a sistemi gassosi.

Molto spesso la risoluzione di problemi di analisi delle trasformazioni di un gas reale sono condotte rappresentando la sostanza gassosa con il comportamento tipico dei gas ideali (gas perfetti) e quindi applicando le relazioni fondamentali esistenti tra le proprietà del sistema, in tale caso semplificato, di un gas perfetto.

Per questo è di assoluto interesse l'applicazione del **primo principio della termodinamica ai gas perfetti** in riferimento alle relazioni che, in questo caso, legano le variabili p , V e T . Nel caso di un gas perfetto che subisce una trasformazione adiabatica ($Q=0$) si ha

$$\Delta U = W \qquad dU = \delta W$$

ed essendo

$$\delta W = - p^* dV \qquad \text{ma anche} \qquad p^* V = f(T)$$

si avrà che nel caso di una trasformazione adiabatica di compressione ($\Delta V < 0$) si ha uno scambio di lavoro che viene compiuto sul sistema (quindi lavoro, per convenzione, positivo) da cui se ne deduce che si ha un incremento dell'energia interna ($\Delta U > 0$) ed essendo

$$W = f(p, V) = f(T)$$

un corrispondente incremento anche della temperatura (T).

PRIMO PRINCIPIO DELLA TERMODINAMICA

Analogamente nel caso di una trasformazione adiabatica di espansione ($\Delta V > 0$) si ha un lavoro compiuto dal sistema, (quindi, per convenzione, un lavoro di segno negativo) ovvero una riduzione dell'energia interna ($\Delta U < 0$) che comporta una riduzione anche della temperatura del sistema.

Nel caso di una trasformazione isobara ($\Delta p = 0$) di un gas perfetto si avrà generalmente valori non nulli del calore trasmesso e della variazione di energia interna. In ragione della equazione dei gas si potrà comunque definire il lavoro trasmesso come:

$\delta W = - p^* dV \Rightarrow W = - p^*(V_f - V_i)$ essendo V_f e V_i il volume del sistema allo stato finale ed iniziale della trasformazione.

Nel caso di una trasformazione isocora (o isovolumica, $\Delta V = 0$) di un gas perfetto si avrà nullo lo scambio di lavoro, essendo $dW = - p^* dV$ e quindi

$$\Delta U = Q$$

Se ne deduce quindi che nel caso di cessione di calore al sistema (per convenzione di segno positivo) si avrà un incremento dell'energia interna del sistema e quindi anche un incremento della temperatura (T). Sulla base dell'equazione dei gas perfetti, sarà anche

$$p = (n^* R_u / V) * T = \text{cost} * T$$

Questo implica che il sistema gassoso sottoposto a scambio di calore con cessione dall'ambiente verso il sistema subisca un incremento di temperatura e anche di pressione.

PRIMO PRINCIPIO DELLA TERMODINAMICA

Nel caso di una trasformazione isoterma ($\Delta T=0$) di un gas perfetto si ha la condizione caratteristica di trasformazione per cui

$$p \cdot V = n \cdot R_u \cdot T = \text{costante}$$

Ma essendo $\mathbf{U=f(T)}$ come assunto per via sperimentale (esperimenti di Joule) per una trasformazione isoterma di un gas perfetto si ha:

$$\Delta U = 0$$

e pertanto

$$W + Q = 0 \quad \Rightarrow \quad W = -Q$$

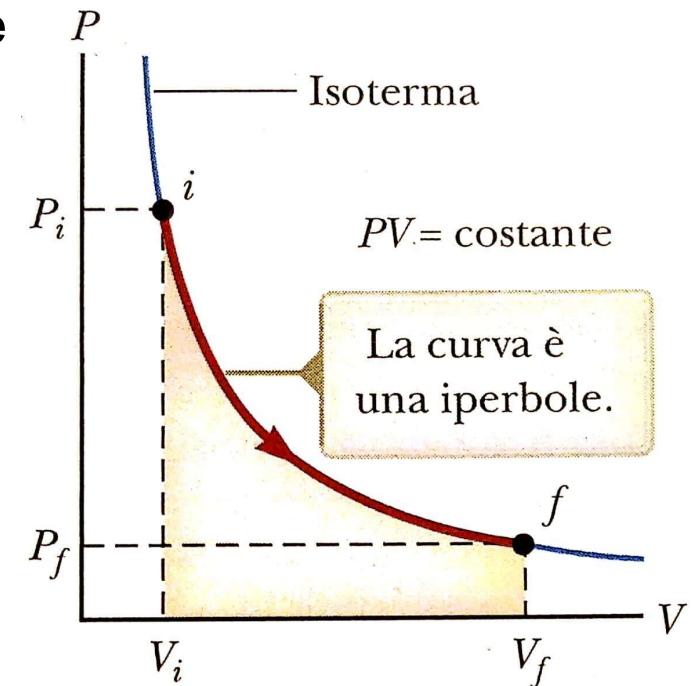
Il lavoro scambiato si può calcolare

$$W = - \int_{V_i}^{V_f} p \cdot dV = - \int_{V_i}^{V_f} \frac{n \cdot R_u \cdot T}{V} \cdot dV = - n \cdot R_u \cdot T \int_{V_i}^{V_f} \frac{dV}{V}$$

$$W = -n \cdot R_u \cdot T \cdot \ln \left(\frac{V_f}{V_i} \right) = n \cdot R_u \cdot T \cdot \ln \left(\frac{V_i}{V_f} \right)$$

Se $V_f > V_i$ (espansione) lavoro di segno negativo (sistema compie lavoro sull'ambiente)

Se $V_f < V_i$ (compressione) lavoro di segno positivo (sistema subisce lavoro dall'ambiente)



CS Scansionato con CamScanner

SCAMBIO DI ENERGIA

Facendo riferimento all'equazione della conservazione dell'energia in forma generale:

$$\Delta E_c + \Delta E_p + \Delta U = W + Q + T_{om} + T_m + T_{ee} + T_{oe}$$

Approfondiamo adesso le forme di scambi di calore e le forme di trasmissione di energia che possono prendere parte in un sistema termodinamico di un processo ingegneristico.

Una distinzione delle forme di trasmissione del calore si basa sulle modalità con cui tali processi di trasmissione avvengono, potendo così classificare:

- trasmissioni per CONDUZIONE (o CONDUZIONE TERMICA)
- trasmissioni per CONVEZIONE (o CONVEZIONE TERMICA)
- trasmissioni per IRRAGGIAMENTO (o IRRAGGIAMENTO TERMICO)

Per comprendere il fenomeno della **conduzione** si può fare riferimento al modello di rappresentazione microscopica del sistema (quindi tenendo in considerazione la struttura della materia) che rappresenta la conduzione come uno scambio di energia cinetica delle particelle componenti, secondo il modello microscopico di rappresentazione dell'Energia Interna. Si può infatti rappresentare come le particelle a minore energia cinetica (alle quali compete un livello inferiore di energia interna) subiscano un incremento della loro energia cinetica (e quindi della energia interna) a causa degli urti che le stesse particelle hanno con particelle a maggiore energia cinetica (alle quali compete un livello superiore di energia interna, ovvero di temperatura).

SCAMBIO DI ENERGIA

Secondo invece un approccio macroscopico è possibile rappresentare il fenomeno della CONDUZIONE TERMICA come un passaggio di energia termica che avviene in condizioni di differenza di temperatura tra due parti del sistema.

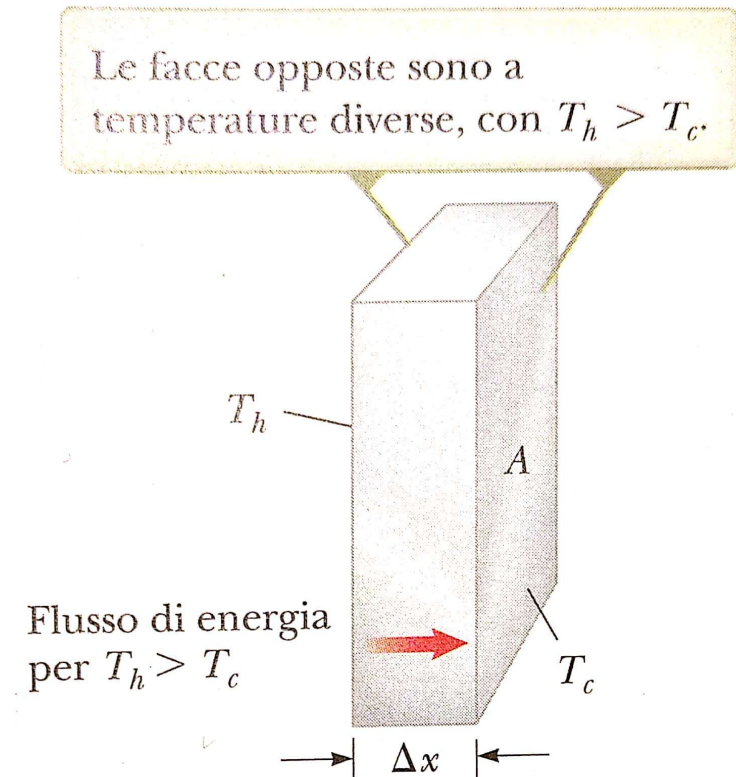
Si prenda in esame un caso elementare di un sistema avente due superfici opposte a temperature diverse (ad esempio per effetto dell'essere a contatto con due distinti sistemi termodinamici caratterizzati da due distinte temperature T_h e T_c).

In questo caso all'interno della sezione del solido si genera un trasferimento di calore di tipo monodimensionale (quindi perpendicolare alle due superfici) del quale è interessante comprendere l'entità del flusso, ovvero la quantità di energia trasferita in un dato intervallo di tempo ($Q/\Delta t$)

$$\frac{Q}{\Delta t} = \dot{Q} \quad \text{che sperimentalmente è possibile}$$

individuare come proporzionale alla dimensione della superficie e al rapporto tra la differenza di temperatura che genera lo scambio e lo spessore di trasmissione ($\Delta T/\Delta x$) denominato gradiente di temperatura del sistema

$$\dot{Q} \propto A \cdot \frac{\Delta T}{\Delta x}$$



SCAMBIO DI ENERGIA

ES



L'unità di misura del flusso di scambio di energia ovvero della velocità di scambio termico sarà il Watt [J]/[s]=[W].

L'espressione del flusso di scambio di energia per conduzione viene quindi rappresentata dall'**Equazione di Fourier** che segue:

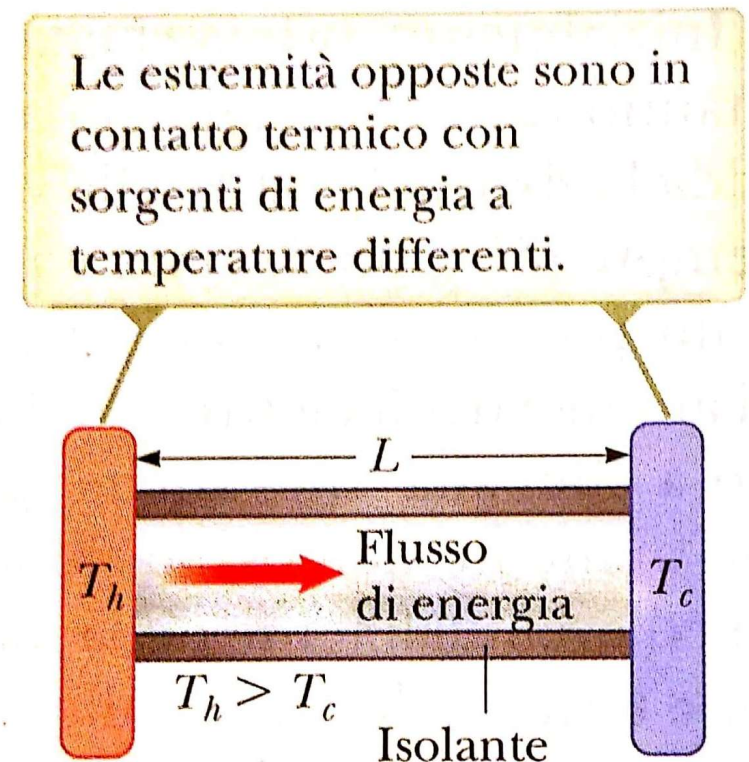
$$\dot{Q} = \lambda \cdot A \cdot \frac{\Delta T}{\Delta x} \quad \text{ovvero flusso specifico (per unità di superficie)} \quad \dot{q} = \lambda \cdot \frac{\Delta T}{\Delta x}$$

Dove con λ si indica il coefficiente di conducibilità termica [W/m*K] caratteristico del materiale e con q il calore specifico trasmesso per unità di superficie. In molte applicazioni il coefficiente di conducibilità λ può considerarsi non variabile con la temperatura.

Se si considera quindi un caso semplificato in figura dove il trasferimento di energia per conduzione, in ragione della adiabaticità delle pareti laterali del cilindro, è di tipo monodimensionale e ipotizzando dT/dx costante (andamento di T lineare) nel sistema, se ne deduce:

$$\dot{Q} = \lambda \cdot A \cdot \frac{T_h - T_c}{L} \quad \text{ovvero come flusso specifico}$$

$$\dot{q} = \lambda \cdot \frac{\Delta T}{L}$$



SCAMBIO DI ENERGIA

E' evidente che materiali aventi elevata conducibilità hanno come effetto una maggiore entità del flusso di scambio termico per conduzione rispetto a materiali caratterizzati da un più basso coefficiente λ .

Si consideri adesso una geometria di due sistemi piani posti a contatto, aventi spessore L_1 e L_2 e coefficienti di conduzione λ_1 e λ_2 .

Si consideri una temperatura alle estremità della geometria descritta di T_2 e T_1 misurata rispettivamente sulla superficie esterna del sistema 2 e 1 e considerando T la temperatura all'interfaccia di contatto dei due sistemi. Se $T_1 > T_2$ vale allora:

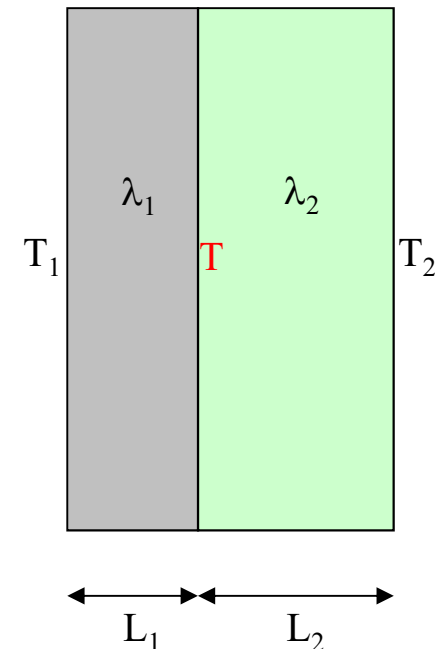
$$\dot{Q} = \lambda \cdot A \cdot \frac{T_h - T_c}{L}$$

$$\dot{Q}_2 = \lambda_2 \cdot A \cdot \frac{T - T_2}{L_2}$$

$$\dot{Q}_1 = \lambda_1 \cdot A \cdot \frac{T_1 - T}{L_1}$$

Ed essendo il flusso di energia tale che: $\dot{Q}_1 = \dot{Q}_2$

$$\lambda_1 \cdot A \cdot \frac{T_1 - T}{L_1} = \lambda_2 \cdot A \cdot \frac{T - T_2}{L_2} \Rightarrow \lambda_1 \cdot \frac{T_1 - T}{L_1} = \lambda_2 \cdot \frac{T - T_2}{L_2}$$



SCAMBIO DI ENERGIA

Raccogliendo i termini che esprimono la T al primo membro:

$$T \cdot \left(\frac{\lambda_1}{L_1} + \frac{\lambda_2}{L_2} \right) = \frac{\lambda_1 \cdot T_1}{L_1} + \frac{\lambda_2 \cdot T_2}{L_2}$$

Da cui semplificando si può ottenere l'espressione di T in funzione delle caratteristiche dei due sistemi (λ_1 , λ_2 , L_1 e L_2) e delle temperature agli estremi dei due sistemi (T_1 e T_2)

$$T = \frac{\lambda_1 \cdot L_2 \cdot T_1 + \lambda_2 \cdot L_1 \cdot T_2}{\lambda_1 \cdot L_2 + \lambda_2 \cdot L_1}$$

Sostituendo l'espressione così trovata di T in una delle due formulazioni del flusso specifico di energia se ne può derivare

$$\dot{q}_2 = \lambda_2 \cdot \frac{T - T_2}{L_2} \quad \Rightarrow \quad \dot{q}_2 = \frac{\lambda_2}{L_2} \cdot \left(\frac{\lambda_1 \cdot L_2 \cdot T_1 + \lambda_2 \cdot L_1 \cdot T_2}{\lambda_1 \cdot L_2 + \lambda_2 \cdot L_1} - T_2 \right)$$

$$\dot{q}_2 = \frac{\lambda_2}{L_2} \cdot \left(\frac{\lambda_1 \cdot L_2 \cdot T_1 + \cancel{\lambda_2 \cdot L_1 \cdot T_2} - \lambda_1 \cdot L_2 \cdot T_2 - \cancel{\lambda_2 \cdot L_1 \cdot T_2}}{\lambda_1 \cdot L_2 + \lambda_2 \cdot L_1} \right)$$

SCAMBIO DI ENERGIA

Quindi:

$$\dot{q}_2 = \frac{\lambda_2}{L_2} \cdot \left(\frac{\lambda_1 \cdot \cancel{L_2} \cdot T_1 - \lambda_1 \cdot \cancel{L_2} \cdot T_2}{\lambda_1 \cdot L_2 + \lambda_2 \cdot L_1} \right)$$

E per successive semplificazioni

$$\dot{q}_2 = \lambda_2 \cdot \left(\frac{\lambda_1 \cdot T_1 - \lambda_1 \cdot T_2}{\lambda_1 \cdot L_2 + \lambda_2 \cdot L_1} \right)$$

$$\dot{q}_2 = \lambda_1 \cdot \lambda_2 \cdot \left(\frac{T_1 - T_2}{\lambda_1 \cdot L_2 + \lambda_2 \cdot L_1} \right)$$

Da cui si può ottenere l'espressione del flusso di energia trasferito per conduzione attraverso due generici sistemi a geometria piana accoppiati che risulta dipendente degli spessori (L_1 e L_2), delle caratteristiche di conducibilità dei due sistemi (λ_1 , λ_2) e dei livelli di temperatura agli estremi (T_1 e T_2)

$$\dot{q}_2 = \dot{q}_1 = \dot{q} = \frac{(T_1 - T_2)}{\frac{L_1}{\lambda_1} + \frac{L_2}{\lambda_2}}$$

SCAMBIO DI ENERGIA

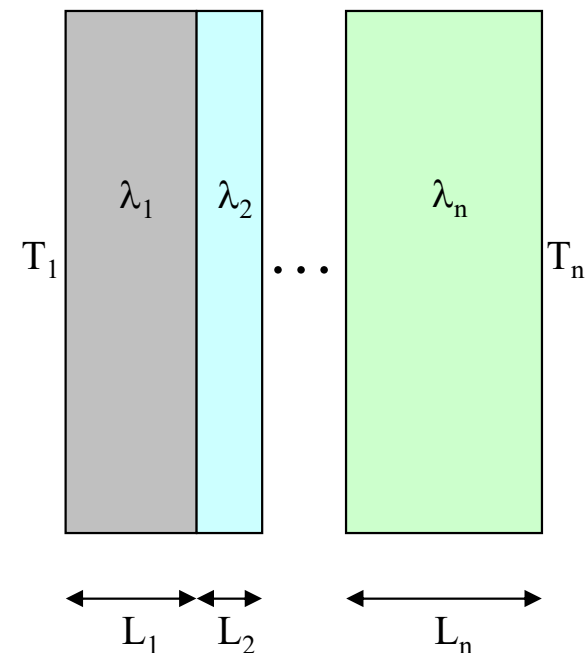
Si può estendere il calcolo del flusso di energia per conduzione ad un caso di n sistemi a geometria planare (caratterizzati da spessore del sistema L_i e coefficiente di conduttività λ_i) generici posti in mutuo contatto tra di loro con temperature alle estremità T_1 e T_n .
Impostando il sistema della uguaglianza dei flussi di energia che interessano gli n sistemi, si può ottenere l'espressione generica:

$$\dot{q}_n = \dots = \dot{q}_1 = \dot{q} = \frac{(T_1 - T_n)}{\frac{L_1}{\lambda_1} + \frac{L_2}{\lambda_2} + \dots + \frac{L_n}{\lambda_n}}$$

Se si esprime con R_i la caratteristica del sistema dipendente appunto dalla sostanza che lo compone (λ_i) e dal suo spessore (L_i) si può esprimere in diversa forma l'espressione del flusso di energia per conduzione:

$$\dot{q} = \frac{(T_1 - T_n)}{\sum \frac{L_i}{\lambda_i}} = \frac{(T_1 - T_n)}{\sum R_i}$$

Se consideriamo l'applicazione di questa al caso di pareti di un edificio, se ne deduce che per ridurre lo scambio termico (dispersione di energia in questo caso) si può aggiungere un sistema ad elevato indice R .



SCAMBIO DI ENERGIA

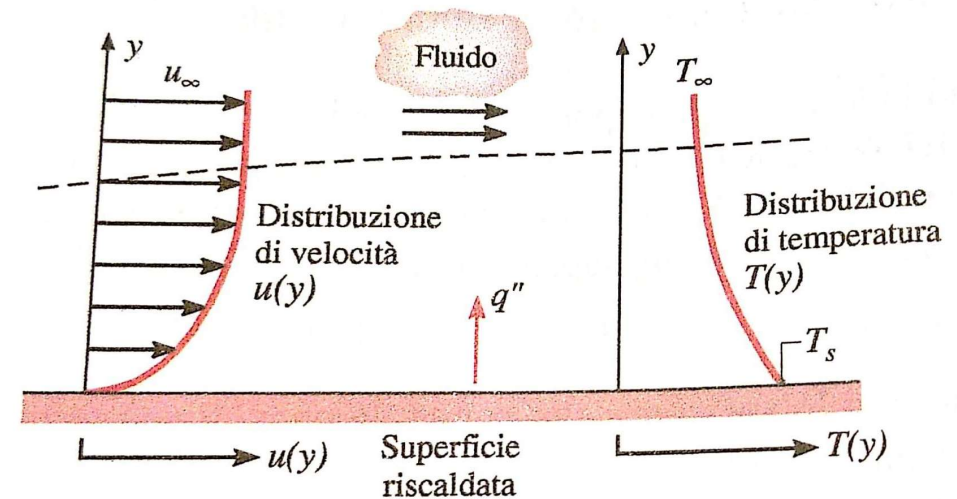
La CONVEZIONE corrisponde al fenomeno di trasferimento di materia ed energia che si determina per mezzo di un fluido che entri in contatto con un sistema avente una differenza di temperatura.

Il fenomeno della convezione termica è dovuto a due fenomeni sovrapposti, uno scambio energetico (calore) da parte delle particelle del fluido a diretto contatto con le superfici del sistema ed un trasporto di massa dovuto al moto complessivo del fluido.

La natura del fluido non ideale (quindi viscoso) determina l'insorgere di due fenomeni caratteristici indicati con STRATO LIMITE VISCOSO e STRATO LIMITE TERMICO che rappresentano due zone del fluido in moto entro le quali la velocità del fluido e la distribuzione di temperature del Fluido, rispettivamente, risentono della prossimità della superficie.

Al di fuori quindi dei due strati limite sia la velocità del fluido che la temperatura assumono una condizione di stabilità, pur in presenza del moto.

Il fenomeno della convezione termica si manifesta quando il sistema si trova ad una temperatura superficiale T_s diversa dalla temperatura del fluido misurata fuori dallo strato limite termico (T_∞).



SCAMBIO DI ENERGIA

Un fluido sottoposto a scambio di energia subisce una variazione del suo livello di energia interna che si manifesta con una variazione della temperatura da cui ne deriva una variazione anche della densità del fluido stesso.

Trovandosi il campo di scambio termico in prossimità della superficie, le masse che sono interessate dallo scambio di energia si troveranno, per la variazione della densità locale, a muoversi in modo spontaneo per effetto delle forze di galleggiamento (nel caso tipico di riscaldamento del fluido) che si instaurano tra queste masse ed il campo di masse circostanti.

Questo fenomeno (scambio superficiale e moto del fluido) prende il nome di convezione naturale e determina un effetto appunto di trasporto di masse accoppiato ad un trasporto di energia che è alla base di molti fenomeni naturali dei fluidi (moti convettivi atmosferici) e di molte soluzioni tecniche di riscaldamento di sistemi fluidi (ad esempio il riscaldamento di ambienti mediante caloriferi).

Nel caso invece della convezione forzata il flusso di materia è determinato in modo marginale o trascurabile dal naturale e spontaneo moto convettivo di masse aventi diverse densità, in presenza di sistemi esterni che determinano la natura e le proprietà del moto del fluido (pompe, ventilatori, vento troposferico).

SCAMBIO DI ENERGIA

L'espressione del flusso termico per convezione che esprime la quantità di energia trasferita nell'unità di tempo per convezione termica è rappresentata dalla **Legge di Newton** della convezione:

$$\dot{Q} = h \cdot A \cdot (T_{\infty} - T_S)$$

dove con h si indica il coefficiente di scambio termico convettivo ed A la superficie di scambio.

Analogamente può essere espressa la dimensione del flusso termico specifico per convezione, ovvero la dimensione dello scambio termico per unità di superficie

$$\dot{q} = h \cdot (T_{\infty} - T_S)$$

Lo studio termodinamico delle trasformazioni che dipendono da fenomeni di trasmissione di calore per convezione termica si concentrano sulla determinazione del coefficiente h della legge di Newton che è dipendente dal tipo di moto del fluido coinvolto nel processo di convezione.

SCAMBIO DI ENERGIA

Con il termine di IRRAGGIAMENTO TERMICO si classifica il fenomeno fisico per cui superfici a temperature finite emettono energia sotto forma di trasmissioni di onde elettromagnetiche. Il fenomeno dell'irraggiamento coinvolge tutte le sostanze, ma viene solitamente studiato per applicazioni ingegneristiche connesse alla trasmissione tra corpi solidi. Il fenomeno dell'irraggiamento avviene (contrariamente a conduzione e convezione) anche in assenza di mezzi materiali di trasporto ed anzi avviene in modo massimamente efficiente in assenza di materia (trasmissione nel vuoto).

La potenza emissiva è la quantità di energia per unità di superficie che un corpo può emettere dato dalla **Legge di Stefan-Boltzmann**

$$\dot{e}_{max} = \sigma \cdot (T_S)^4$$

essendo

T_S la temperatura superficiale del corpo [K]

σ la costante di Stefan-Boltzmann pari a $5,67 \cdot 10^{-8}$ [W/(m²*K⁴)]

Se un corpo emette un flusso di energia $\dot{E}$ pari a $\dot{E}_{max}$ allora si tratta, per definizione, di un corpo radiatore ideale o corpo nero.

Nel caso reale per una determinata temperatura superficiale (T_S) un corpo emette un flusso di energia per irraggiamento pari a

$$\dot{E} = \varepsilon \cdot \sigma \cdot A \cdot (T_S)^4$$

$$\dot{e} = \varepsilon \cdot \sigma \cdot (T_S)^4$$

con ε coefficiente tra 0 e 1 in funzione della distanza dalle condizioni di corpo nero

SCAMBIO DI ENERGIA

Oltre al fenomeno di emissione di radiazioni elettromagnetiche, su un sistema insistono anche fenomeni di assorbimento di radiazioni elettromagnetiche emesse da altri sistemi. Se indichiamo con il termine $\dot{G}$ e $\dot{g}$ i flussi di energia assoluti e specifici (per unità di superficie) da cui viene investito un sistema, e con $\dot{G}_{ass}$ e $\dot{g}_{ass}$ il flusso di radiazione che il corpo assorbe, si può affermare che

$$\dot{G}_{ass} = \alpha \cdot \dot{G}$$

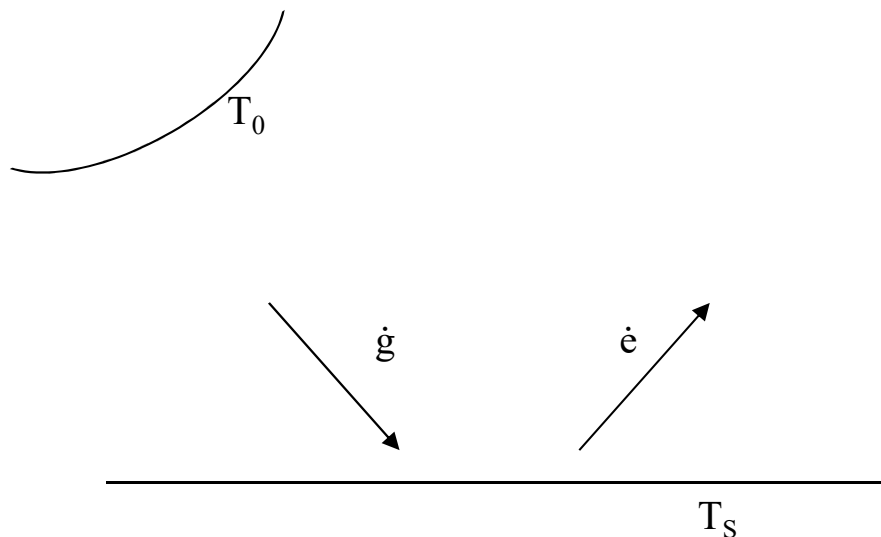
indicando ora con T_0 la temperatura del sistema radiante che consideriamo un corpo nero che determina il flusso energia $\dot{G}$ se ne deduce che

$$\dot{G}_{ass} = \alpha \cdot \sigma \cdot A \cdot (T_0)^4$$

Quindi si possono esprimere i due flussi di energia specifici, uno assorbito ($\dot{g}_{ass}$) e l'altro emesso dal sistema ($\dot{e}$) dove il flusso di energia assorbito ($\dot{g}_{ass}$) è pari al coefficiente di assorbimento (α) per l'irraggiamento specifico.

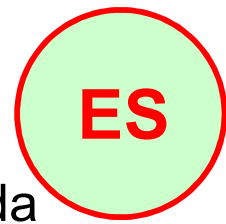
$$\dot{g}_{ass} = \alpha \cdot \dot{g} = \alpha \cdot \sigma \cdot (T_0)^4$$

$$\dot{e} = \varepsilon \cdot \sigma \cdot (T_s)^4$$



Il coefficiente α dipende sia dalla superficie che dalla natura della radiazione

SCAMBIO DI ENERGIA



Il flusso netto di energia che interessa il sistema è quindi rappresentato da

$$\dot{q} = g_{ass} - \dot{e}$$

$$\dot{q} = \alpha \cdot \dot{g} - \varepsilon \cdot \sigma \cdot (T_S)^4 = \alpha \cdot \sigma \cdot (T_0)^4 - \varepsilon \cdot \sigma \cdot (T_S)^4$$

Se si considera la condizione di $\alpha = \varepsilon$ (corpo grigio) allora se ne deduce la seguente espressione del flusso specifico totale

$$\dot{q} = \varepsilon \cdot \sigma \cdot [(T_0)^4 - (T_S)^4]$$

Ovvero, per una superficie A $\dot{Q} = \varepsilon \cdot \sigma \cdot A \cdot [(T_0)^4 - (T_S)^4]$

Nel caso in cui $T_S = T_0$ non si hanno flussi netti di energia, essendo $\dot{e} = \dot{g}$

Un caso generale può essere quello in cui una superficie è sottoposta contemporaneamente ai fenomeni di scambio di energia per irraggiamento e per convezione. In questo caso è possibile esprimere una espressione generale del flusso di energia specifico totale come

$$\dot{q}_{tot} = \dot{q}_{conv} + \dot{q}_{irr} = h \cdot (T_\infty - T_S) + \varepsilon \cdot \sigma \cdot [(T_0)^4 - (T_S)^4]$$

ESEMPI – trasmissione per conduzione (1/2)

Si considera una superficie di un lago ricoperto da uno strato di ghiaccio avente spessore di 5 cm. Considerando l'atmosfera quale sorgente a temperatura pari a -5°C e assumendo il coefficiente di conducibilità termica (k) del ghiaccio pari a $1,7 [\text{W}/\text{m}^{\circ}\text{C}]$, il calore latente di solidificazione (λ_s) pari a $-334[\text{J}/\text{g}]$ e la densità del ghiaccio pari a $0,917 [\text{g}/\text{cm}^3]$, si calcoli lo spessore di ghiaccio dopo un tempo di 1 ora.

Si considera innanzi tutto la temperatura dell'acqua (livello di temperatura superiore rispetto alla sorgente atmosferica fredda) pari alla condizione di saturazione alle condizioni di pressione atmosferica standard ($T_h=0^{\circ}\text{C}$). E' possibile esprimere l'equazione del flusso di energia termica trasferita per conduzione nell'unità di tempo considerando uno spessore di ghiaccio variabile nel tempo (x):

$$\dot{Q} = -k \cdot A \cdot \frac{T_h - T_c}{x} \qquad \dot{q} = -k \cdot \frac{T_h - T_c}{x}$$

Pertanto se si considera che il sistema costituito dall'intera massa di acqua del lago può scambiare energia solo attraverso la sua superficie costituita da ghiaccio e che si trova in transizione di fase (solidificazione), si può esprimere il seguente bilancio di transizione di fase rispetto alla quantità di energia termica scambiata (ricordandosi che si tratta di energia uscente dal sistema quindi avente segno convenzionale negativo):

$$\dot{Q} = \frac{Q}{\Delta t} = \frac{\lambda_s \cdot \Delta m}{\Delta t} = \frac{\lambda_s \cdot \rho \cdot A \cdot dx}{dt} \qquad \dot{q} = \frac{q}{\Delta t} = \frac{\lambda_s \cdot \rho \cdot dx}{dt}$$

ESEMPI – trasmissione per conduzione (2/2)

Nel caso considerato nel quale la trasmissione di calore avviene solo attraverso lo scambio per conduzione attraverso la superficie di ghiaccio (avente spessore variabile nel tempo genericamente indicato con x) si può quindi eguagliare i valori espressi del calore.

$$-k \cdot A \cdot \frac{T_h - T_c}{x} = \frac{\lambda_s \cdot \rho \cdot A \cdot dx}{dt} \qquad -k \cdot \frac{T_h - T_c}{x} = \frac{\lambda_s \cdot \rho \cdot dx}{dt}$$

da cui:

$$-k \cdot \frac{T_h - T_c}{\lambda_s \cdot \rho} \cdot dt = x \cdot dx$$

Integrando per un intervallo di tempo pari a 3600 secondi e facendo molta attenzione alla coerenza delle unità di misura (!!!) delle diverse grandezza (grammi, secondi, centimetri):

$$\frac{1}{2} \cdot (x_f^2 - x_i^2) = -k \cdot \frac{T_h - T_c}{\lambda_s \cdot \rho} \cdot \Delta t$$

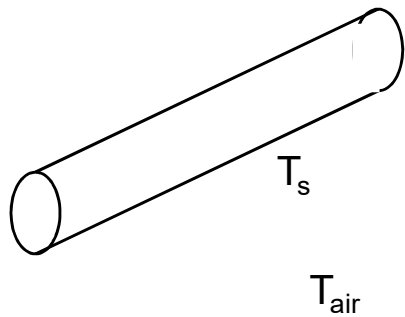
$$x_f = \sqrt{x_i^2 - 2 \cdot k \cdot \frac{T_h - T_c}{\lambda_s \cdot \rho} \cdot \Delta t}$$

$$x_f = \sqrt{5^2 - 2 \cdot \frac{1,7}{100} \cdot \frac{5}{(-334) \cdot ,917} \cdot 3600} = \sqrt{27} = 5,19 [cm]$$

ESEMPI – convezione e irraggiamento (1/2)

Si considera un condotto che trasporta vapore avente diametro 70 mm e temperatura superficiale esterna (T_s) pari a 200 °C, posto all'interno di un ambiente di grandi dimensioni avente temperatura dell'aria (T_{air}) pari a 25°C. Si considera un coefficiente di emissività pari a 0,8 ed un coefficiente di scambio convettivo pari a 15 [W/m²K]. Si consideri la superficie del condotto grigia ($\alpha=\epsilon$). Si vuole conoscere il potere emissivo e l'irraggiamento, oltre al flusso termico scambiato per metro lineare.

Si considera quindi di avere sovrapposizione di effetto di irraggiamento termico e di convezione (naturale). Ai fini della convezione per esprimere l'equazione di Newton si utilizza la temperatura del mezzo (T_{air}), mentre per ricavare l'espressione dell'irraggiamento termico si utilizza la temperatura delle superfici dell'ambiente ipotizzando che abbiano la stessa temperatura dell'aria ($T_{sup}=T_{air}$).
Calcoliamo il potere emissivo totale e per unità di superficie.



$$\dot{e} = \epsilon \cdot \sigma \cdot T_s^4 = 0,8 \cdot 5,67 \cdot 10^{-8} \cdot 473,15^4 = 2270 \left[\frac{W}{m^2} \right] \quad \dot{E} = \dot{e} \cdot A$$

Analogamente esprimiamo l'irraggiamento per unità di superficie e l'irraggiamento che investe il condotto

$$\dot{g} = \sigma \cdot T_{sup}^4 = 5,67 \cdot 10^{-8} \cdot 298,15^4 = 447 \left[\frac{W}{m^2} \right] \quad \dot{G} = \dot{g} \cdot A$$

ESEMPI – convezione e irraggiamento (2/2)

Calcoliamo adesso la componente di flusso termico dovuta all'irraggiamento come somma dei contributi di assorbimento e di emissione (considerando una generica lunghezza del condotto L):

$$\begin{aligned}\dot{E} &= \varepsilon \cdot \sigma \cdot A \cdot (T_s)^4 = \varepsilon \cdot \sigma \cdot L \cdot \pi \cdot d \cdot (T_s)^4 \\ \dot{G}_{ass} &= \alpha \cdot \dot{G} = \alpha \cdot \sigma \cdot A \cdot (T_{sup})^4 = \alpha \cdot \sigma \cdot L \cdot \pi \cdot d \cdot (T_{sup})^4\end{aligned}$$

E quindi:

$$\dot{Q}_{irr} = \dot{G}_{ass} - \dot{E} = \alpha \cdot \sigma \cdot L \cdot \pi \cdot d \cdot (T_{sup})^4 - \varepsilon \cdot \sigma \cdot L \cdot \pi \cdot d \cdot (T_s)^4 = \varepsilon \cdot \sigma \cdot L \cdot \pi \cdot d \cdot (T_{sup}^4 - T_s^4)$$

La componente di convezione naturale può essere di contro definita tramite l'equazione di Newton:

$$\dot{Q}_{conv} = h \cdot A \cdot (T_{air} - T_s) = h \cdot L \cdot \pi \cdot d \cdot (T_{air} - T_s)$$

Si può quindi calcolare il flusso termico totale (irraggiamento + convezione):

$$\dot{Q}_{tot} = \dot{Q}_{irr} + \dot{Q}_{conv} = \varepsilon \cdot \sigma \cdot L \cdot \pi \cdot d \cdot (T_{sup}^4 - T_s^4) + h \cdot L \cdot \pi \cdot d \cdot (T_{air} - T_s)$$

Ovvero per unità di lunghezza del condotto:

$$q_{L,tot} = \varepsilon \cdot \sigma \cdot \pi \cdot d \cdot (T_{sup}^4 - T_s^4) + h \cdot \pi \cdot d \cdot (T_{air} - T_s)$$

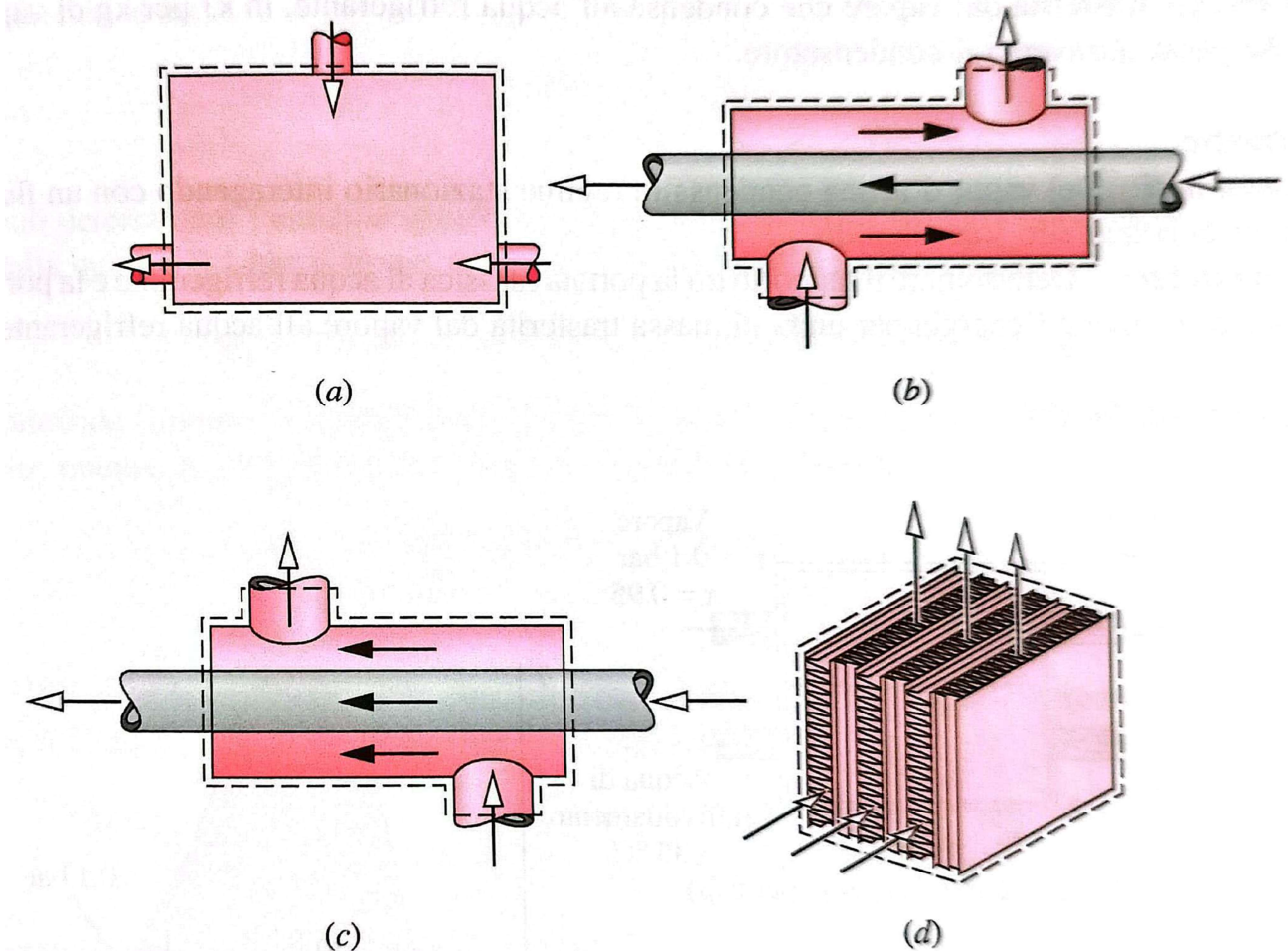
$$q_{L,tot} = -577,0[W/m] - 420,9[W/m] = -997,9[W/m]$$

SCAMBIO DI ENERGIA

Lo scambio di energia sotto forma di calore nei sistemi antropici avviene molto spesso mediante specifiche attrezzature che prendono il nome di **scambiatori di calore**.

Gli scambiatori di calore possono assumere diverse configurazioni tecnologiche. I più diffusi sono rappresentati in figura:

- scambiatori a miscela (a) dove lo scambio avviene per semplice miscelazione di due flussi aventi diverse condizioni termodinamiche
- scambiatori a superficie in controcorrente (b) o in equicorrente (c) o ancora scambiatori di superficie a correnti incrociate (d)



TRASFORMAZIONI GAS PERFETTI

La termodinamica ha molte applicazioni reali che hanno a che fare con sistemi gassosi e per questo le implicazioni del primo principio della termodinamica e la rappresentazione dei trasferimenti di energia sono particolarmente interessanti nella loro declinazione rispetto ai fluidi comprimibili ideali (gas perfetti) che possono con buona approssimazione rappresentare, in molti casi, i comportamenti di un gas reale.

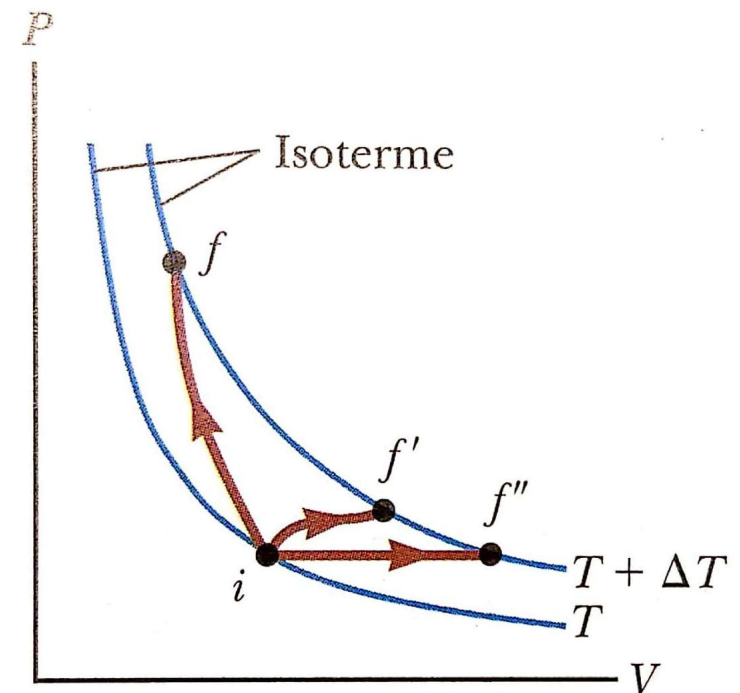
Consideriamo una trasformazione generica di un sistema gassoso che passa da una temperatura T_i ad una temperatura generica T_f .

Su un piano di assi cartesiani p - V si possono riportare le due isoterme e preso un punto iniziale della trasformazione i (a temperatura T_i) si possono individuare tre diversi punti f' , f'' e f''' tutti stessa temperatura T_f , che possono rappresentare tre casuali punti finali della trasformazione.

Sarà quindi $T_{f'} = T_{f''} = T_{f'''}$

Essendo l'energia interna dipendente dalla temperatura, si potrà affermare che avendo presupposta la uguaglianza di temperatura nei tre punti di fine trasformazione sarà uguale anche l'energia interna e quindi:

$$\Delta U_{(i-f')} = \Delta U_{(i-f'')} = \Delta U_{(i-f''')}$$



TRASFORMAZIONI GAS PERFETTI

Per quanto già detto rispetto ai trasferimenti di lavoro, ovvero che l'entità del lavoro compiuto da un sistema (o su un sistema) dipende dalla trasformazione e quindi dal percorso che il sistema compie dallo stato iniziale a quello finale, se ne deduce che

$$W_{(i-f)} \neq W_{(i-f')} \neq W_{(i-f'')}$$

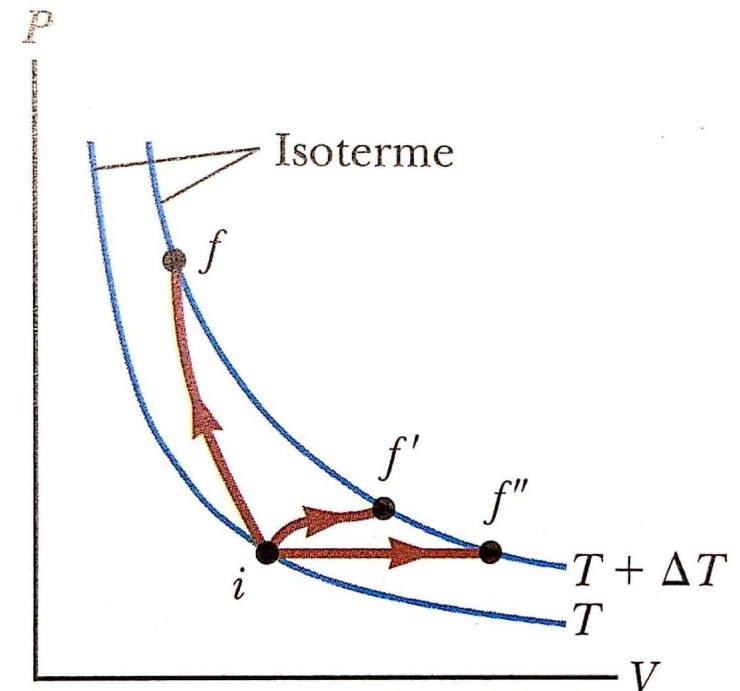
D'altronde come si è visto il lavoro W è esprimibile come l'area sottesa alla curva della trasformazione riportata in un piano p - V e pertanto osservando la figura si può apprezzare la differenza del lavoro compiuto nelle tre distinte trasformazioni.

Se si considera adesso l'equazione del primo principio è evidente che anche:

$$Q_{(i-f)} \neq Q_{(i-f')} \neq Q_{(i-f'')}$$

Quindi il calore scambiato assume valori diversi al variare della trasformazione (e d'altronde abbiamo già detto che il calore non rappresenta una grandezza di stato ma una grandezza di trasferimento di energia).

Ritornando all'espressione del rapporto tra calore e temperatura già espresso in forma generica $Q = m \cdot c \cdot \Delta T$ in ragione della dipendenza del calore scambiato dalla specifica trasformazione si introducono delle grandezze dei calori specifici associati a definite trasformazioni.



TRASFORMAZIONI GAS PERFETTI

Si consideri anche che la dimensione del calore scambiato Q può anche essere riferito (oltre che alla quantità di massa m di riferimento), alle moli di sostanza (n). In tal caso l'espressione generica del calore in funzione della temperatura sarà:

$$Q = n \cdot c^M \cdot \Delta T$$

Con c^M calore specifico molare

Consideriamo una trasformazione isocora ($\Delta V = 0$). In questo caso le espressioni generiche assumeranno la seguente forma:

$$Q = n \cdot c_v^M \cdot \Delta T = m \cdot c_v \cdot \Delta T$$

utilizzando le grandezze del calore specifico molare a volume costante (c_v^M) avente unità di misura [J/(kmol·K)] e del calore specifico massico (c_v) avente unità di misura [J/(kg·K)]

Applicando il primo principio

$$\Delta U = W + Q = - \int p \cdot dV + n \cdot c_v^M \cdot \Delta T$$

Essendo $dV = 0$ si ottiene la seguente espressione che mette in relazione C_v^M con U e T

$$c_v^M = \frac{1}{n} \cdot \frac{\Delta U}{\Delta T}$$

TRASFORMAZIONI GAS PERFETTI

Consideriamo adesso una trasformazione isobara ($p=\text{cost}$). Analogamente al caso precedente possiamo esprimere le seguenti

$$Q = n \cdot c_p^M \cdot \Delta T = m \cdot c_p \cdot \Delta T$$

utilizzando le grandezze del calore specifico molare a pressione costante (c_p^M) avente unità di misura $[\text{J}/(\text{kmol} \cdot \text{K})]$ e del calore specifico massico a pressione costante (c_p) avente unità di misura $[\text{J}/(\text{kg} \cdot \text{K})]$

In questo caso applicando l'equazione del primo principio

$$\Delta U = W + Q = - \int p \cdot dV + n \cdot c_p^M \cdot \Delta T$$

da cui se ne deduce essendo la grandezza p costante:

$$\Delta U = -p \cdot \Delta V + n \cdot c_p^M \cdot \Delta T$$

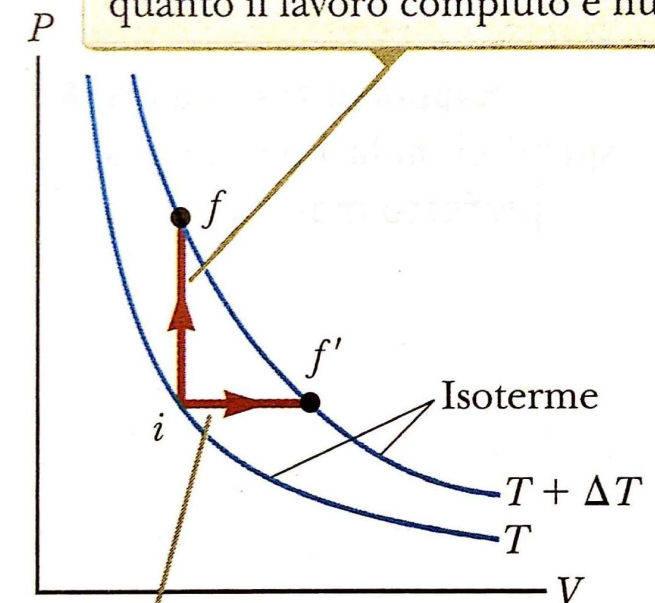
che sostituendo l'espressione di ΔU individuata nel caso precedente (U essendo grandezza di stato sarà indipendente dalla trasformazione!)

$$n \cdot c_p^M \cdot \Delta T = n \cdot c_v^M \cdot \Delta T + n R_u \Delta T$$

da cui

$$c_p^M - c_v^M = R_u$$

Per la trasformazione a volume costante tutta l'energia fornita viene spesa per aumentare l'energia interna del gas, in quanto il lavoro compiuto è nullo.



Nella trasformazione a pressione costante una parte dell'energia fornita sotto forma di calore si trasforma in lavoro compiuto dal gas.

TRASFORMAZIONI GAS PERFETTI

$$c_p^M - c_v^M = R_u$$

Rappresenta la relazione esistente tra i coefficienti c_p^M , c_v^M e R_u nei gas perfetti e definisce che c_p^M ha una dimensione superiore a c_v^M della grandezza R_u

Analogamente considerando i calori specifici massici:

$$n \cdot c_v^M \cdot \Delta T = m \cdot c_v \cdot \Delta T \quad \Rightarrow \quad c_v = n/m \cdot c_v^M \quad \Rightarrow \quad c_v = c_v^M / MM$$

così come

$$n \cdot c_p^M \cdot \Delta T = m \cdot c_p \cdot \Delta T \quad \Rightarrow \quad c_p = n/m \cdot c_p^M \quad \Rightarrow \quad c_p = c_p^M / MM$$

Ed essendo $R = R_u / MM$ se ne deduce il seguente rapporto tra i calori specifici massici e la costante specifica del gas:

$$c_p^M - c_v^M = R_u \quad \Rightarrow \quad (c_p^M) / MM - (c_v^M) / MM = R_u / MM \quad \Rightarrow \quad c_p - c_v = R$$

TRASFORMAZIONI GAS PERFETTI

Un parametro interessante nella modellizzazione termodinamica delle trasformazioni dei gas perfetti è il rapporto (adimensionale) tra c_p e c_v (ovvero tra c_p^M e c_v^M) indicato con k (“rapporto dei calori specifici”) $k = c_p/c_v = c_p^M/c_v^M$ parametro caratteristico del livello di aggregazione atomica che distingue i gas monoatomici dai biatomici, con $k_{ARIA}(T=T_a) \approx 1,4$ e $k_{GAS\ NOBILI} \approx 1,667$

Consideriamo adesso una trasformazione adiabatica ($Q=0$).

Questo tipo di trasformazioni sono di notevole interesse in quanto permettono di rappresentare le trasformazioni reali di gas che pur non avendo condizioni di assenza di scambio di calore (sistema non adiabatico), sono rappresentabili come adiabatiche per le energie in gioco (in modo particolare questo si verifica nella trattazione termodinamica dei fenomeni di trasformazione energetica delle macchine che trasferiscono grandi quantità di energia come lavoro in sistemi aventi volumi e quindi superfici di scambio relativamente limitate), che rendono trascurabile il contributo di calore scambiato.

In questo caso, rappresentando le trasformazioni infinitesime che un gas subisce, si avrà una variazione di volume dV con una variazione di temperatura dT , per cui è possibile esprimere l'equazione del primo principio in forma infinitesima (differenziale) come:

$$dU = -p \cdot dV \quad \Rightarrow \quad n \cdot c_v^M \cdot dT = -p \cdot dV \quad \Rightarrow \quad n \cdot dT = \frac{-p \cdot dV}{c_v^M}$$

TRASFORMAZIONI GAS PERFETTI

Derivando ora l'equazione dei gas perfetti:

$$pV = n \cdot R_u \cdot T \quad \Rightarrow \quad d(pV) = d(n \cdot R_u \cdot T)$$

da cui

$$p \cdot dV + V \cdot dp = n \cdot R_u \cdot dT \quad \Rightarrow \quad p \cdot dV + V \cdot dp - R_u \cdot n \cdot dT = 0$$

Ovvero sostituendo $n \cdot dT$

$$p \cdot dV + V \cdot dp - R_u \cdot \left(\frac{-p \cdot dV}{c_v^M} \right) = 0$$

$$p \cdot dV + V \cdot dp + \left(\frac{R_u}{c_v^M} \right) \cdot p \cdot dV = 0$$

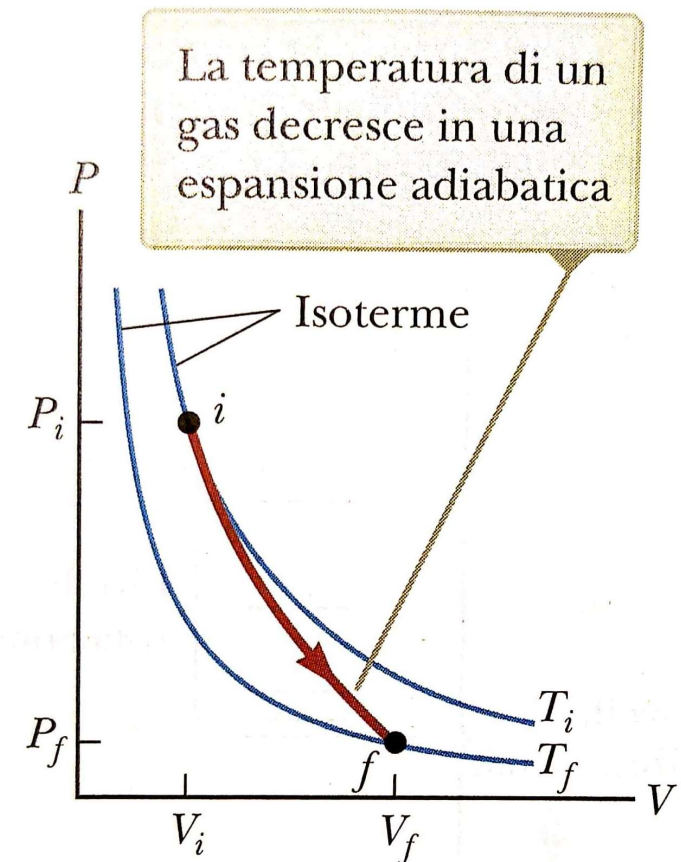
$$p \cdot dV + V \cdot dp + \left(\frac{c_p^M - c_v^M}{c_v^M} \right) \cdot p \cdot dV = 0$$

$$(\text{essendo } k = \frac{c_p^M}{c_v^M}):$$

$$p \cdot dV + V \cdot dp + (k - 1) \cdot p \cdot dV = 0$$

$$p \cdot dV + V \cdot dp + k \cdot p \cdot dV - p \cdot dV = 0$$

$$V \cdot dp + k \cdot p \cdot dV = 0$$



TRASFORMAZIONI GAS PERFETTI

$$V \cdot dp + k \cdot p \cdot dV = 0$$

dalla equazione trovata dividendo per pV :

$$\frac{V \cdot dp}{p \cdot V} + k \cdot \frac{p \cdot dV}{p \cdot V} = 0$$

$$\frac{dp}{p} + k \cdot \frac{dV}{V} = 0$$

che integrando:

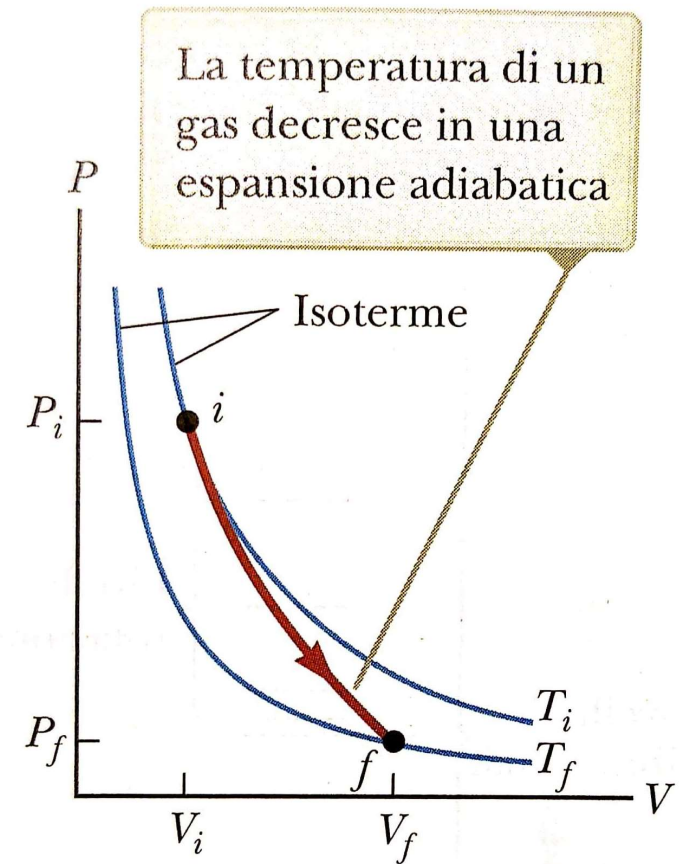
$$\ln(p) + k \cdot \ln(V) = \text{costante}$$

Che per le proprietà dei logaritmi può esprimersi:

$$p \cdot V^k = \text{costante}$$

ovvero anche

$$T \cdot V^{k-1} = \text{costante}$$



Tale equazione rappresenta quindi la espressione funzionale di una trasformazione adiabatica di un gas perfetto che permette di determinare su un piano p-V (come in figura) la forma della curva rispetto ad una trasformazione isoterma di un gas perfetto (espressa come una iperbole).

VARIAZIONI DI ENERGIA

Tornando all'espressione del primo principio della termodinamica per trasformazioni isobare di sistemi gassosi

$$dU = \delta W + \delta Q \quad \Rightarrow \quad dU = -p \cdot dV + n \cdot c_p^M \cdot dT$$

$$dU + p \cdot dV = n \cdot c_p^M \cdot dT$$

Introducendo la grandezza entalpia (H) definita come:

$$H = U + p \cdot V \quad \Rightarrow \quad dH = dU + p \cdot dV + V \cdot dp$$

Ovvero, nel caso di trasformazioni isobare

$$dH = dU + p \cdot dV$$

Da cui se ne deduce l'espressione del calore specifico molare a pressione costante (c_p^M) in funzione dell'entalpia che è definita come grandezza di stato (essendo funzione di grandezze di stato U, p, V)

$$dH = n \cdot c_p^M \cdot dT \quad \Rightarrow \quad c_p^M = \frac{1}{n} \left(\frac{dH}{dT} \right)$$

Si può quindi concludere che gli scambi di calore che avvengono in trasformazioni di gas perfetti sono rappresentati come:

- variazioni di energia interna (ΔU) nel caso di trasformazioni isocore ($\Delta V=0$)
- variazioni di entalpia (ΔH) nel caso di trasformazioni isobare ($\Delta p=0$)

VARIAZIONI DI ENERGIA

Abbiamo visto che i calori specifici possono essere espressi sia su base molare (calori specifici molari) che su base massica (calori specifici massici):

$$c_v = du/dT \quad c_p = dh/dT$$

I calori specifici sono definiti in forma tabellare per solidi, liquidi e gas.

Per liquidi e solidi si approssima un comportamento definito del “**modello di sostanza incompressibile**” che è definito come:

- v (e quindi anche ρ) costanti $\Rightarrow dv=0$
- energia interna dipendente solo da dalla temperatura $\Rightarrow u=u(T)$

Una sostanza che risponde (o che viene rappresentata rispondere) a queste condizioni si dice INCOMPRESSIBILE.

In questo caso si potrà esprimere le seguenti:

$$\begin{aligned} h = u + p*v = u(T) + p*v & \Rightarrow c_v = du/dT = f(T) \\ & \text{(derivando in } dT) \Rightarrow dh/dT = du/dT + p*dv/dT + v*dp/dT \\ & \text{(considerando pressione costante } dp=0) \\ & dh/dT = du/dT \Rightarrow c_p = c_v \end{aligned}$$

Ovvero il modello di sostanza incompressibile (solidi e fluidi incompressibili) postula che il calore specifico non dipenda dalla trasformazione.

VARIAZIONI DI ENERGIA

Vediamo le variazioni di energia interna nel modello di sostanza incompressibile:

$$du = c^*dT$$

da cui, considerando una trasformazione da uno stato iniziale generico (i) ad uno finale generico (f) e quindi integrando:

$$u_f - u_i = \int_i^f c(T) \cdot dT$$

Se si assume che il calore specifico sia costante con la temperatura (T) se ne deduce per la variazione di energia interna specifica (u):

$$u_f - u_i = c^*(T_f - T_i)$$

Analogamente per il calcolo della variazione dell'entalpia specifica (h):

$$h = u + p^*v$$

Considerando quindi una trasformazione da uno stato iniziale generico (i) ad uno finale generico (f)

$$h_f - h_i = u_f - u_i + v^*(p_f - p_i) \qquad h_f - h_i = \int_{T_i}^{T_f} c(T) \cdot dT + v \cdot (p_f - p_i)$$

Se si assume che il calore specifico sia costante con la temperatura (T) se ne deduce per la variazione di entalpia specifica (h):

$$h_f - h_i = c^*(T_f - T_i) + v^*(p_f - p_i) \quad (\text{considerando trascurabile il termine } p_f - p_i) \quad \Rightarrow \quad h_f - h_i = c^*(T_f - T_i)$$

VARIAZIONI DI ENERGIA

Nel caso dei fluidi comprimibili (gas) per la determinazione delle variazioni di energia di un sistema si prende a riferimento il “**modello dei gas perfetti**”:

- validità dell'equazione dei gas perfetti $\Rightarrow p \cdot v = R \cdot T$
- energia interna funzione della temperatura $\Rightarrow u = u(T)$
- entalpia (come conseguenza) funzione della temperatura $\Rightarrow h = h(T)$

Nei gas reali l'energia interna non dipende solo da T , ma da due grandezze fondamentali, quindi la scelta del modello dei gas perfetti introduce notevoli semplificazioni plausibili lontano dal punto critico.

Vediamo le variazioni di energia interna (u):

$$du = c_v^M(T) \cdot dT$$

per una trasformazione da uno stato iniziale generico (i) ad uno finale generico (f)

$$u(T_f) - u(T_i) = \int_{T_i}^{T_f} c_v^M(T) \cdot dT$$

E le variazioni di entalpia (h):

$$dh = c_p^M(T) \cdot dT$$

da cui, per una trasformazione da uno stato iniziale generico (i) ad uno finale generico (f)

$$h(T_f) - h(T_i) = \int_{T_i}^{T_f} c_p^M(T) \cdot dT$$

ESEMPI – calori specifici Gas Perfetto

Abbiamo rappresentato il “modello dei gas perfetti”:

$$u = u(T), h = h(T)$$

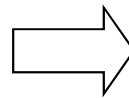
$$\begin{aligned} du &= c_v(T) dT \\ dh &= c_p(T) dT \end{aligned}$$

$$c_p = c_p(T), c_v = c_v(T)$$

$$\Delta u = u_2 - u_1 = \int_1^2 c_v(T) dT$$

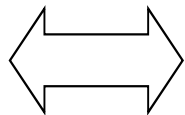
$$\Delta h = h_2 - h_1 = \int_1^2 c_p(T) dT$$

c_p e c_v sono **GRANDEZZE** di STATO



Valide per qualsiasi sostanza e qualsiasi processo.
Unità S.I. : [J/(kg K)] oppure [J/(kmole K)] su base molare

Gas REALI a **BASSE**
PRESSIONI (lontano dal
PUNTO CRITICO)



Gas **PERFETTI**



$$\begin{aligned} c_p &= c_p(T) \\ c_v &= c_v(T) \end{aligned}$$

Valori misurati
e tabulati
Espressioni
approssimanti

CALCOLO DEI CALORI SPECIFICI MEDI

$$c_{pm} = \frac{1}{T_2 - T_1} \int_1^2 c_p(T) dT$$

$$c_{vm} = \frac{1}{T_2 - T_1} \int_1^2 c_v(T) dT$$

ESEMPI – calori specifici Gas Perfetto

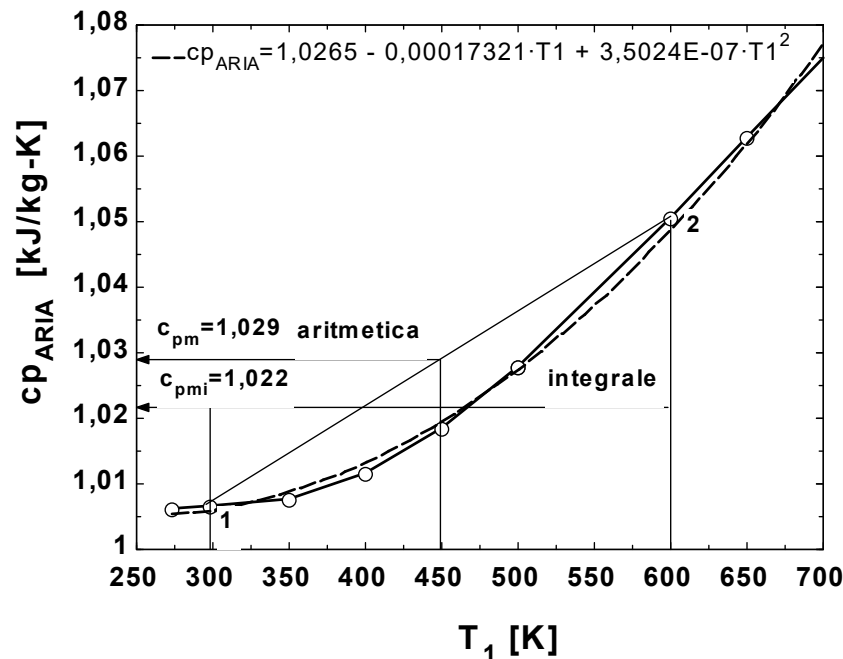
Errore nel calcolo del valore medio del calore specifico per una trasformazione mediante il calcolo della media aritmetica tra due valori estremi della trasformazione.

$$c_{pm} = [c_p(T_2) + c_p(T_1)] / 2$$

$$c_{vm} = [c_v(T_2) + c_v(T_1)] / 2$$

$$u_2 - u_1 = c_{vm} (T_2 - T_1)$$

$$h_2 - h_1 = c_{pm} (T_2 - T_1)$$



$c_p(T)$ e $c_v(T)$ possono essere dati:

- in forma *tabulare*
- come funzioni *grafiche*
- come *funzioni polinomiali* interpolanti i valori reali:

In questo caso fissato il grado del polinomio, e il gas, i coefficienti sono fissi (**Formule di Langen**)

$$c_p = a + bT + cT^2 + \dots + nT^{n-1}$$

$$c_v = a' + bT + cT^2 + \dots + nT^{n-1}$$

ESEMPI – campo di temperatura in atmosfera - 1

Consideriamo un caso di applicazione delle caratteristiche di un gas perfetto applicate ad un volume di controllo di dimensioni rilevanti come un campo di studio atmosferico e proviamo a determinare, rappresentando il fluido atmosferico come un gas perfetto, quale possa essere il campo di Temperatura.

Prendiamo a riferimento un punto z_0 avente pressione $p_0=101325$ [Pa] e consideriamo il fluido atmosferico come un gas perfetto di massa molare $MM_{atm}=28,96$ [kg/kmol] con densità $\rho_0=1,22$ [kg/m³]. Avendo considerato il fluido come un gas perfetto si può rappresentare, all'equilibrio il punto di temperatura T_0

$$T_0 = \frac{p_0 \cdot v_0}{R_{atm}} = \frac{p_0}{\rho_0 \cdot \left(\frac{R_u}{MM_{atm}} \right)} = \frac{p_0 \cdot MM_{atm}}{\rho_0 \cdot R_u} = \frac{101325 [Pa] \cdot 28,96 \left[\frac{kg}{kmol} \right]}{1,22 \left[\frac{kg}{m^3} \right] \cdot 8314,3 \left[\frac{J}{kg \cdot K} \right]} = 289,3 [K]$$
$$T_0 = 16,5 [^{\circ}C]$$

Adesso che abbiamo valutato le caratteristiche di un fluido e le caratteristiche di una trasformazione adiabatica, utilizziamo i concetti visti per rappresentare un caso di trasformazione ideale per un volume di fluido comprimibile immerso in un fluido incompressibile di uguali caratteristiche chimiche ma di diverse caratteristiche fisiche. Prendiamo in esempio un caso di un volume (V_{puff}) di gas atmosferico (che rappresenteremo come caso ideale come un gas Perfetto) avente rispetto al volume ambiente circostante (sempre gas atmosferico ideale) una temperatura maggiore.

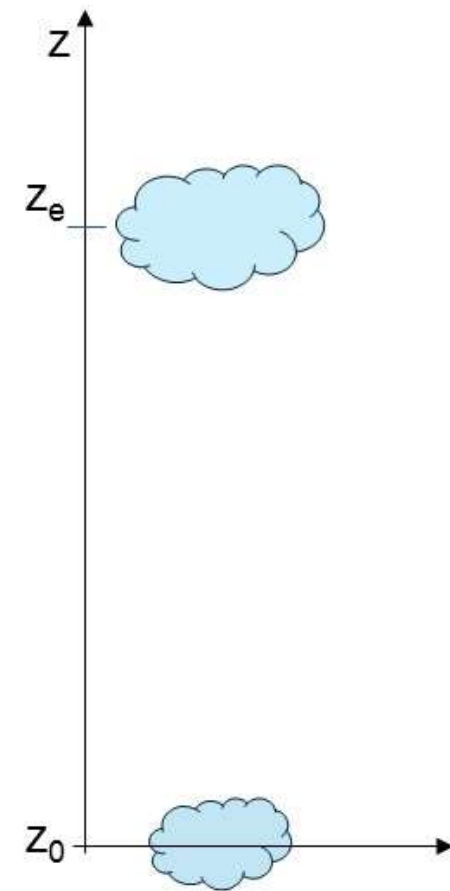
ESEMPI – campo di temperatura in atmosfera - 2

Se con T_{amb} e T_{puff} rappresentiamo rispettivamente la temperature ambiente e la temperature del volume di atmosfera V_{puff} possiamo dire che ad una data quota z_0 sarà $T_{puff} > T_{amb}$

Il fatto che tale volume abbia una temperatura superiore rispetto all'atmosfera circostante dalla legge dei gas perfetti (essendo la pressione la stessa alla quota z_0) ci permette di affermare che il volume (V_{puff}) sarà caratterizzato da una densità minore ovvero da un volume specifico superiore rispetto all'atmosfera circostante quale condizione di disequilibrio che genererà una spinta verso la risalita del puff fino a trovare una soglia di equilibrio che indichiamo con la quota z_e (come la quota alla quale varrà la condizione $T_{puff} = T_{amb}$).

Quanto descritto rappresenta un caratteristico fenomeno atmosferico di moti convettivi atmosferici (masse di aria calda al suolo a causa dello scambio per irraggiamento che coinvolge la superficie Terrestre) ovvero il fenomeno della spinta di galleggiamento ben visibile nei fumi caldi uscenti da un camino (pennacchi gassosi dei camini con una chiara forma di incremento della quota del pennacchio rispetto al punto di uscita).

Tornando al caso del volume (V_{puff}) consideriamo che la trasformazione termodinamica che porta il volume alla quota di equilibrio z_e sia ideale ovvero perfettamente adiabatica, che equivale a considerare che il volume non scambi calore con l'aria circostante anche in presenza di un sensibile differenza di temperature.



ESEMPI – campo di temperatura in atmosfera - 3

Vediamo adesso il modello fisico di questa trasformazione ideale.

Consideriamo adesso di avere Immaginiamo adesso di avere un volume infinitesimo (dV) di massa (dm) che subisce una trasformazione adiabatica che lo porta dalla quota z_0 ad una quota generica z .

$$p \cdot v^k = \text{costante} \qquad \frac{p}{\rho^k} = \text{costante}$$

Quindi si può esprimere considerando $p(z)$ e $\rho(z)$

$$\frac{p(z)}{\rho(z)^k} = \frac{p_0}{(\rho_0)^k}$$

Esprimiamo quindi la densità $\rho(z)$

$$\rho(z) = \left(\frac{p(z)}{p_0} \right)^{\frac{1}{k}} \cdot \rho_0 \qquad (1)$$

Consideriamo quindi adesso il campo di pressione del fluido atmosferico utilizzando la legge di Stevino in forma differenziale.

$$\frac{dp(z)}{dz} = -\rho(z) \cdot g \qquad \text{da cui} \qquad dp(z) = - \left(\frac{p(z)}{p_0} \right)^{\frac{1}{k}} \cdot \rho_0 \cdot g \cdot dz$$

ESEMPI – campo di temperatura in atmosfera - 4

$$p(z)^{-\frac{1}{k}} \cdot dp = - \frac{\rho_0}{(p_0)^{\frac{1}{k}}} \cdot g \cdot dz$$

da cui:

$$\frac{p(z)^{(1-1/k)}}{1 - 1/k} = - \frac{\rho_0}{(p_0)^{\frac{1}{k}}} \cdot g \cdot z + c$$

Considerando una quota $z_0=0$ sull'asse delle quote (z), si può determinare la costante c:

$$c = \frac{p_0^{(1-1/k)}}{1 - 1/k}$$

$$p(z)^{(1-1/k)} = - \frac{\rho_0}{(p_0)^{\frac{1}{k}}} \cdot g \cdot z \cdot (1 - 1/k) + p_0^{(1-1/k)} \quad \textbf{(eq. del campo di pressione)}$$

L'equazione che esprime il campo di pressione in un volume di fluido comprimibile considerato ideale (gas perfetto) si può anche esprimere come segue:

$$\frac{p(z)}{p(z)^{\frac{1}{k}}} = - \frac{\rho_0}{p_0^{\frac{1}{k}}} \cdot g \cdot z \cdot \left(1 - \frac{1}{k}\right) + \frac{p_0}{p_0^{\frac{1}{k}}}$$

ESEMPI – campo di temperatura in atmosfera - 5

da cui si può esprimere:

$$\frac{p(z)}{p_0^{\frac{1}{k}}} = \frac{1}{p_0^{\frac{1}{k}}} \cdot \left(\rho_0 \cdot g \cdot z \cdot \left(1 - \frac{1}{k} \right) + p_0 \right)$$

ovvero anche:

$$\left(\frac{p(z)}{p_0} \right)^{\frac{1}{k}} = \frac{p(z)}{-\rho_0 \cdot g \cdot z \cdot \left(1 - \frac{1}{k} \right) + p_0} \quad (2)$$

Se adesso vogliamo definire il campo di temperatura $T(z)$, richiamiamo l'equazione dei gas perfetti:

$$T(z) = \frac{p(z) \cdot v(z)}{R} = \frac{p(z)}{\rho(z) \cdot R}$$

E sostituendo l'espressione della densità della equazione (1):

$$T(z) = \frac{p(z)}{\left(\frac{p(z)}{p_0} \right)^{\frac{1}{k}} \cdot \rho_0 \cdot R}$$

ESEMPI – campo di temperatura in atmosfera - 6

Utilizzando adesso la equazione (2) si può esprimere il campo di Temperatura come:

$$T(z) = \frac{p(z)}{\rho_0 \cdot R \cdot \frac{p(z)}{-\rho_0 \cdot g \cdot z \cdot \left(1 - \frac{1}{k}\right) + p_0}} = \frac{1}{R \cdot \frac{\frac{p_0}{\rho_0} - g \cdot z \cdot \left(1 - \frac{1}{k}\right)}{1}}$$

Ottenendo quindi la seguente equazione del campo di Temperatura di un gas ideale:

$$T(z) = \left(\frac{p_0}{\rho_0} - \frac{g \cdot (k - 1) \cdot z}{k} \right) \cdot \frac{1}{R}$$

Se adesso consideriamo il caso di aria atmosferica alle condizioni al suolo di temperatura T_0 e vogliamo individuare l'espressione della variazione di temperatura in funzione della quota, o profilo di temperatura atmosferica (considerando valide le ipotesi di gas perfetto):

$$T(z) - T_0 = \left(\frac{p_0}{\rho_0} - \frac{g \cdot (k - 1) \cdot z}{k} \right) \cdot \frac{1}{R_{atm}} - T_0 = \left(\frac{p_0}{\rho_0} - \frac{g \cdot (k - 1) \cdot z}{k} \right) \cdot \frac{1}{R_{atm}} - \frac{p_0}{\rho_0} \cdot \frac{1}{R_{atm}}$$

Che semplificando permette di ottenere:

$$T(z) - T_0 = - \frac{g \cdot (k - 1) \cdot z}{k} \cdot \frac{1}{R_{atm}} \quad \text{(equazione del campo di temperatura atmosferico)}$$

ESEMPI – campo di temperatura in atmosfera - 7

Sostituendo valori caratteristici del gas atmosferico rispetto ai termini (k) e (R_{atm}) è quindi possibile ricavare una espressione del profilo di temperatura pari a:

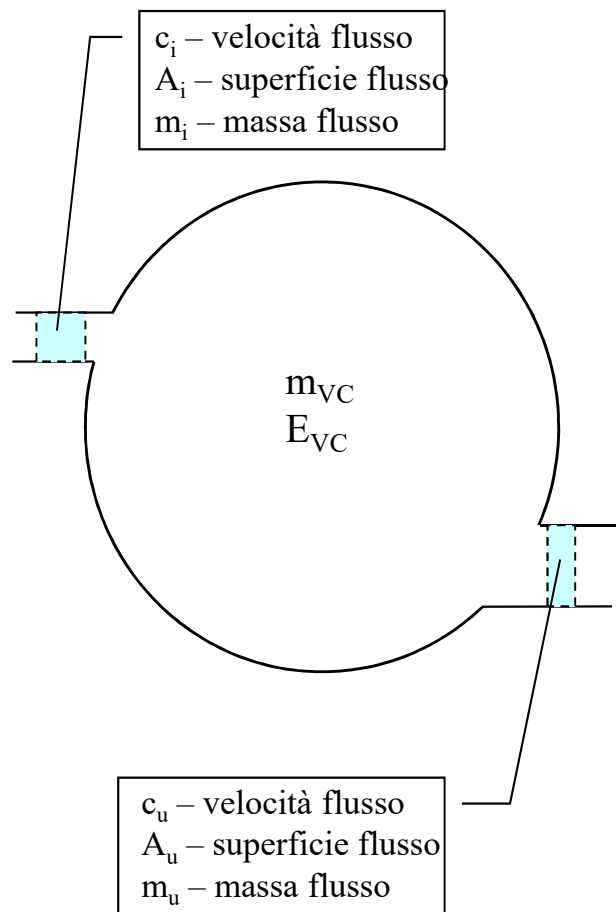
$$T(z) - T_0 = -0,0098 \cdot z$$

Tale espressione oltre a valutare una ipotesi in caso ideale di temperatura dell'atmosfera che si riduce di $0,98^\circ\text{C}$ ogni 100 m di quota, ci permette di esprimere questa misura come la variazione di temperatura che subisce un puff per effetto della variazione di quota dovuta alla diversa temperatura (e quindi densità) rispetto all'ambiente atmosferico circostante, secondo una trasformazione adiabatica.

Tale espressione può pertanto, in ultima analisi permettere di calcolare la risalita di un puff atmosferico relativamente caldo (ovvero avente temperatura superiore all'atmosfera circostante) sino alla soglia di equilibrio, corrispondente alla condizione di equilibrio termico con l'atmosfera circostante.

PRIMO PRINCIPIO SISTEMI APERTI

Molte applicazioni termodinamiche di notevole interesse dal punto di vista ingegneristico sono riferite a sistemi aperti, ovvero con scambi anche di massa, oltre che di energia e lavoro tra il sistema e l'ambiente. Nel caso dei sistemi aperti ci si riferisce alla rappresentazione dei fenomeni entro un volume arbitrario definito Volume di Controllo.



Ci si riferisca ad un caso generico di sistema aperto con una sezione di ingresso di massa nel sistema (A_i) ed una sezione di uscita di massa dal sistema all'ambiente (A_u) dove si indica:

- m_i , m_u e m_{VC} le masse in ingresso, in uscita e del volume di controllo

- c_i e c_u le velocità del fluido alla sezione di ingresso (A_i) e alla sezione di uscita (A_u)

- E_{VC} l'energia del sistema all'interno del volume di controllo

Si consideri il caso di un moto unidirezionale, ovvero proprietà costanti su ogni sezione perpendicolare alla direzione del moto

Il sistema rispetta:

- equazione di continuità del bilancio di massa:

$$m_i = m_u + \Delta m_{VC} \text{ (in regime stazionario } m_i = m_u \text{)}$$

- equazione generalizzata della conservazione dell'energia

PRIMO PRINCIPIO SISTEMI APERTI

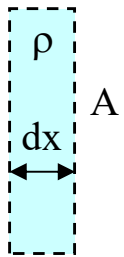
che può essere espressa come variazione di energia nel sistema compreso all'interno del volume di controllo, tenendo conto di scambio di calore, lavoro e di materia

$$\Delta E_{\text{sist}} = \Sigma T \quad \Rightarrow \quad \Delta E_{VC} = \Sigma T \quad \Rightarrow \quad \Delta E_{VC} = W + Q + T_m$$

L'equazione della conservazione dell'energia può essere rappresentata per un numero indefiniti di ingressi e di uscite dal sistema:

$$\Delta E_{VC} = W + Q + \sum_i m_i \cdot E_i$$

Si consideri adesso una generica sezione di flusso (A) attraverso la quale viene scambiata una quantità di massa generica (m avente densità ρ). Si consideri un volume elementare di flusso $dV = dx \cdot A$ scambiato in un tempo dt pari ad una velocità del flusso dx/dt (c). Si possono così definire portata massica e portata volumica alla superficie di flusso ovvero massa e volume trasferiti nell'unità di tempo:



$$\begin{aligned} dm &= \rho \cdot A \cdot dx & \Rightarrow & \quad \dot{m} = dm/dt = \rho \cdot A \cdot dx/dt = \rho \cdot A \cdot c \text{ (portata massica)} \\ \dot{m}/\rho &= 1/\rho \cdot dm/dt = dV/dt & \Rightarrow & \quad dV/dt = A \cdot c \text{ (portata volumica)} \end{aligned}$$

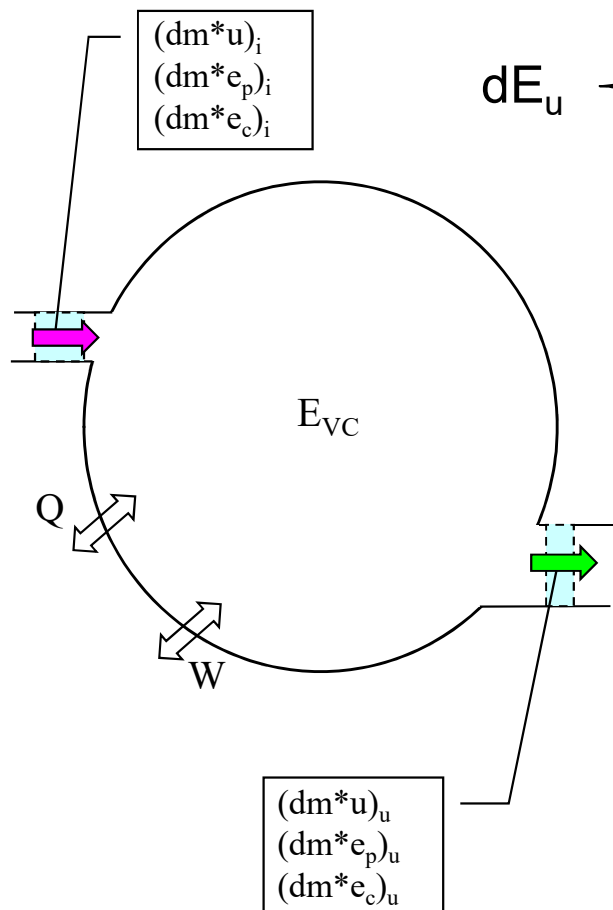
La massa scambiata nell'unità di tempo ($\dot{m} = dm/dt$) è caratterizzata da un definito contenuto di energia che si troverà ad entrare o ad uscire dal volume di controllo (sistema preso a riferimento) avente segno, sulla base della convenzione, rispettivamente positivo e negativo.

PRIMO PRINCIPIO SISTEMI APERTI

Tenendo presente il caso generico di due superfici di flusso di scambio A_i e A_u , i flussi di energia scambiati attraverso lo scambio di masse dm può essere rappresentato come:

$$dE_i \left\{ \begin{array}{l} dm_i^* u_i - \text{energia interna della massa entrante } dm_i \\ dm_i^* (e_p)_i - \text{energia potenziale della massa entrante } dm_i \\ dm_i^* (e_c)_i - \text{energia cinetica della massa entrante } dm_i \end{array} \right.$$

$$dE_u \left\{ \begin{array}{l} dm_u^* u_u - \text{energia interna della massa uscente } dm_u \\ dm_u^* (e_p)_u - \text{energia potenziale della massa uscente } dm_u \\ dm_u^* (e_c)_u - \text{energia cinetica della massa uscente } dm_u \end{array} \right.$$



Essendo $dm/dt = \dot{m}$, i contributi sopra espressi possono essere rappresentati anche come

$$dm^* u = \dot{m}^* dt^* u$$

$$dm^* e_p = \dot{m}^* dt^* g^* z$$

$$dm^* e_c = \dot{m}^* dt^* c^2/2$$

A questi contributi si deve aggiungere una energia dovuta alla pressione delle masse scambiate (entranti ed uscenti dal sistema ovvero dal volume di controllo) che prende il nome di **Energia di Pulsione** o Energia di Pressione (W_p).

PRIMO PRINCIPIO SISTEMI APERTI

L'Energia di Pulsione è rappresentabile con la seguente espressione:

$$\delta W_p = p \cdot A \cdot dx = p \cdot dV = p \cdot v \cdot dm$$

da cui

$$\delta W_p = p \cdot v \cdot dm = p \cdot v \cdot dm \cdot \frac{dt}{dt} = \dot{m} \cdot p \cdot v \cdot dt$$

L'introduzione dell'energia (o lavoro) di pulsione corrisponde a tenere in considerazione il contributo del lavoro compiuto dal flusso che esercita una forza $p \cdot A$ sulla superficie di flusso considerata nel volume di controllo.

In riferimento al volume di controllo come contorno del sistema, quindi, il lavoro scambiato tra sistema e ambiente si riferisce a due contributi:

- un contributo dovuto all'espressione dell'energia di pulsione (lavoro sviluppato dalle forze di pressione esercitate dal fluido entrante e dal fluido uscente)
- un contributo di lavoro scambiato in termini di lavoro di compressione, lavoro di espansione ovvero lavoro sviluppato da organi o sistemi di movimentazione del sistema.

$$W_{tot} = W + W_p \Rightarrow \Delta E_{VC} = W_{tot} + Q + T_m \Rightarrow \Delta E_{VC} = W + W_p + Q + T_m$$

Ovvero indicando con e l'energia specifica di un flusso (entrante o uscente dal volume di controllo):

$$\Delta E_{VC} = W + \sum_i m_i \cdot p_i \cdot v_i + Q + \sum_i m_i \cdot e_i$$

PRIMO PRINCIPIO SISTEMI APERTI

Se si trasferisce i diversi contributi entranti ed uscenti dal volume di controllo con i relativi segni da convenzione, nell'equazione generalizzata della conservazione dell'Energia già richiamata:

$$dE_{VC} = \delta Q + \delta W + \dot{m}_i dt (u_i + g z_i + c_i^2/2 + p_i v_i) - \dot{m}_u dt (u_u + g z_u + c_u^2/2 + p_u v_u)$$

e richiamando l'espressione dell'entalpia specifica $\Rightarrow h = u + pv$

Se ne può ricavare

(equazione del primo principio della termodinamica per sistemi aperti)

$$dE_{VC} = \delta Q + \delta W + \dot{m}_i dt (h_i + g z_i + c_i^2/2) - \dot{m}_u dt (h_u + g z_u + c_u^2/2)$$

Ovvero

$$dE_{VC}/dt = \delta Q/dt + \delta W/dt + \dot{m}_i (h_i + g z_i + c_i^2/2) - \dot{m}_u (h_u + g z_u + c_u^2/2)$$

Questa equazione contiene le relazioni energetiche rappresentate nel primo principio della termodinamica, infatti annullando i contributi di flussi di massa $\dot{m}_i$ e $\dot{m}_u$

$$dE_{VC}/dt = \delta Q/dt + \delta W/dt \quad \Rightarrow \quad \Delta E_{VC} = Q + W$$

PRIMO PRINCIPIO SISTEMI APERTI

Nel caso in cui il sistema aperto si trovi in condizioni di regime stazionario, ovvero che le sue condizioni nel volume di controllo e al contorno del volume di controllo non si modifichino nel tempo

$$dE_{VC}/dt = 0$$

$$\dot{m}_i = \dot{m}_u = \dot{m}$$

Sotto queste condizioni pertanto si ottiene la **equazione del primo principio della termodinamica per sistemi aperti in regime stazionario**

$$0 = \delta Q/dt + \delta W/dt + \dot{m}^*(h_i + g^*z_i + c_i^2/2) - \dot{m}^*(h_u + g^*z_u + c_u^2/2)$$

$$\dot{m} \cdot \left[(h_i - h_u) + g(z_i - z_u) + \frac{1}{2} (c_i^2 - c_u^2) \right] + \dot{Q} + \dot{W} = 0$$

Ovvero riferendoci all'unità di massa fluente ($\dot{m}$)

$$(h_i - h_u) + g^*(z_i - z_u) + \frac{1}{2}*(c_i^2 - c_u^2) + q + w = 0$$

Sulla base di questa espressione si possono definire i valori delle grandezze termodinamiche in molte particolari condizioni di riferimento reali.

Si prenda ad esempio il caso di un condotto orizzontale ($z_i = z_u$) e pareti rigide, quindi che non presenta scambi di lavoro di compressione (o espansione) con l'ambiente.

$$(h_i - h_u) + \frac{1}{2}*(c_i^2 - c_u^2) + q = 0$$

che nel caso di sistema adiabatico

$$(h_i - h_u) + \frac{1}{2}*(c_i^2 - c_u^2) = 0$$

ES

ESEMPI - primo principio sistemi aperti

1) Scambiatore di calore con l'esterno

Sistema aperto in regime permanente, a pareti rigide, senza interazione di tipo lavoro con l'esterno ($W=0$)

Continuità (conservazione della massa):

$$\dot{m}_1 = \dot{m}_2 = \dot{m}$$

Conservazione energia (primo principio per sistemi aperti):

$$\dot{m}[(h_i - h_u) + g(z_i - z_u) + \frac{1}{2}(c_i^2 - c_u^2)] + \delta Q/dt + \delta W/dt = 0$$

$$\dot{m}(h_i - h_u) + \delta Q/dt = 0$$

$$\dot{m}(h_1 - h_2) + \delta Q/dt = 0$$

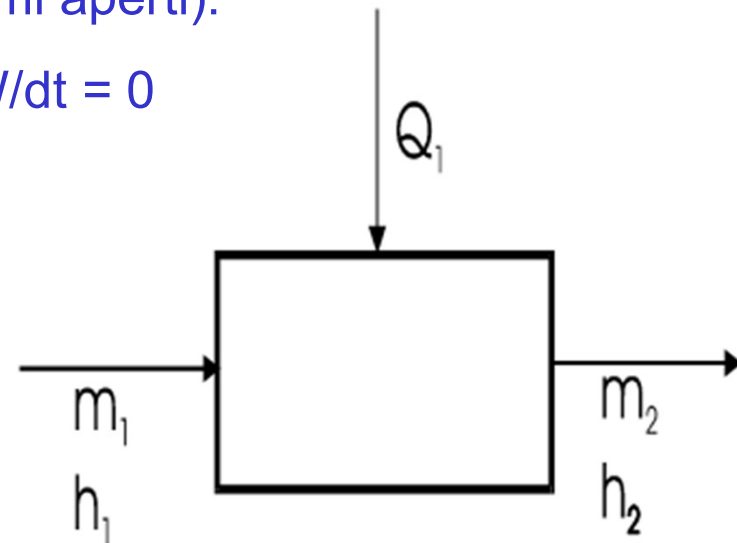
$$\delta Q/dt = \dot{m} (h_2 - h_1)$$

$$\text{se } h_2 > h_1 \quad \delta Q/dt > 0$$

ceduto al sistema (riscaldamento)

$$\text{se } h_1 > h_2 \quad \delta Q/dt < 0$$

sottratto al sistema (refrigerazione)



ESEMPI - primo principio sistemi aperti

2) Scambiatore di calore (tra due flussi)

Questo componente viene chiamato tecnicamente scambiatore di calore a superficie; in realtà, il sistema è isolato rispetto all'esterno (a parte lo scambio di massa), e non scambia con esso né calore né lavoro. Se quindi poniamo il volume di controllo sull'intero meccanismo si verifica che lo scambio termico è in realtà uno scambio di entalpia tra i due flussi.

Sistema aperto in regime permanente, a pareti rigide, senza interazione di tipo calore o lavoro con l'esterno. Continuità (conservazione della massa):

$$\dot{m}_1 = \dot{m}_2 = \dot{m}_F$$

$$\dot{m}_3 = \dot{m}_4 = \dot{m}_C$$

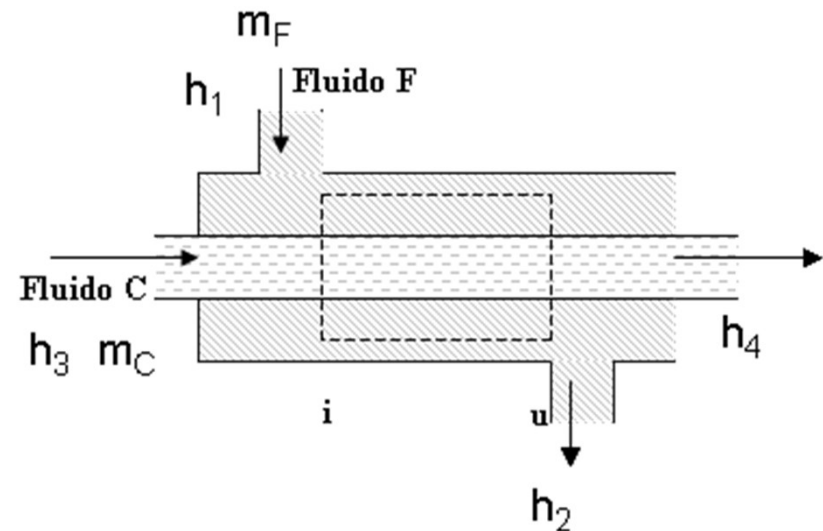
$$W = 0$$

$$Q_{\text{esterno}} = 0$$

Conservazione energia (primo principio):

$$\dot{m}_F h_1 - \dot{m}_F h_2 + \dot{m}_C h_3 - \dot{m}_C h_4 = 0$$

$$Q_{\text{scambiato}} = \dot{m}_F (h_2 - h_1) = \dot{m}_C (h_4 - h_3)$$



ESEMPI - primo principio sistemi aperti

3) Scambiatore a miscela (3 flussi)

Sistema aperto in regime permanente, a pareti rigide, senza scambio di lavoro o calore con l'esterno

Continuità

(conservazione della massa):

$$\dot{m}_1 + \dot{m}_2 - \dot{m}_3 = 0$$

Conservazione energia

(primo principio):

$$\dot{m}_1 h_1 + \dot{m}_2 h_2 - \dot{m}_3 h_3 = 0$$



Miscelatore adiabatico

ESEMPI - primo principio sistemi aperti

4) Macchine motrici (turbine) od operatrici (compressori)

Sistema aperto in regime permanente. Se consideriamo trascurabile lo scambio di calore con l'esterno (trasformazione adiabatica $Q=0$), il sistema scambia comunque lavoro con l'ambiente

$$\delta W/dT + \dot{m}^*(h_1 - h_2) = 0$$

$$\delta W/dT = \dot{m}^*(h_2 - h_1)$$

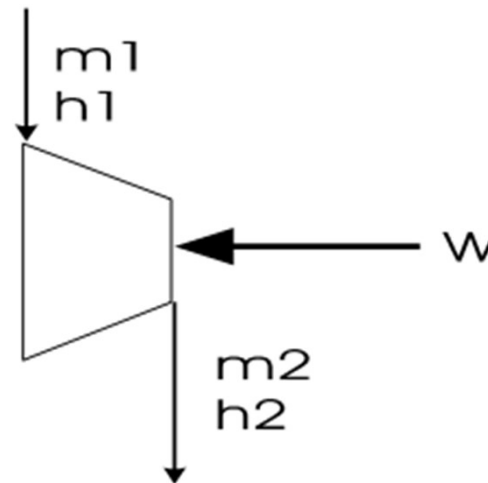
$W < 0$ Turbina

(lavoro uscente prodotto dal sistema)

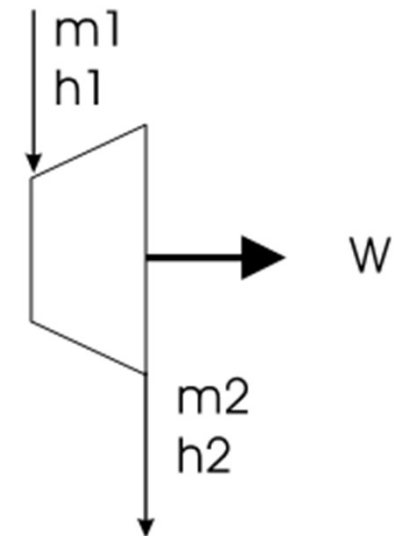
$W > 0$ Compressore/Pompa

(lavoro entrante prodotto sul sistema)

Compressore



Turbina



Valutazioni indipendenti dal fluido evolvente comprimibile o incompressibile

ESEMPI – calcolo sezione uscita ugello (1/2)

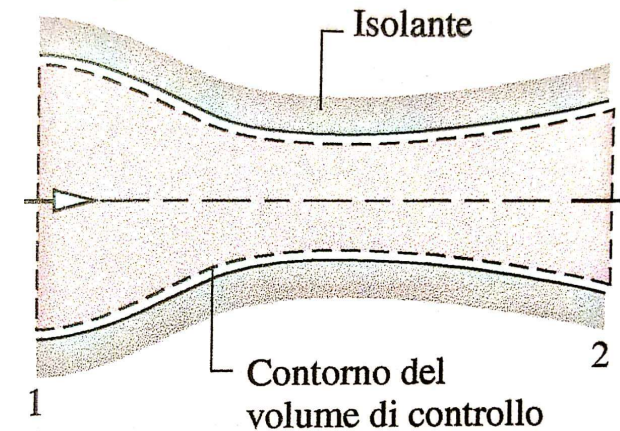
Si considera una portata di 2 kg/s di vapore acqueo che evolve in un ugello adiabatico convergente-divergente con $p_1=4$ MPa e $T_1=400^\circ\text{C}$ ad una velocità c_1 di 10 m/s. Data la geometria del condotto è trascurabile la variazione di energia potenziale. All'uscita la pressione del vapore $p_2=1,4\text{MPa}$ e la velocità del flusso c_2 è pari a 535,25 m/s. Si deve definire la sezione di uscita dell'ugello.

Per il principio di conservazione della massa $\dot{m}_1 = \dot{m}_2 = 2$ [kg/s]

Si può esprimere tale grandezza (portata massica) come

$$\dot{m}_2 = A_2 \cdot dx \cdot \rho_2 \quad \Rightarrow \quad \dot{m}_2 = \frac{d}{dt}(A_2 \cdot dx \cdot \rho_2) = A_2 \cdot \rho_2 \cdot \frac{dx}{dt} = A_2 \cdot \rho_2 \cdot c_2$$

$$A_2 = \frac{\dot{m}_2}{c_2 \cdot \rho_2} = \frac{\dot{m} \cdot v_2}{c_2} \quad (\text{quindi si rende necessario conoscere } v_2 \text{ volume specifico nel punto 2})$$



Utilizziamo l'equazione del primo principio per sistemi aperti

$$h_1 - h_2 + g \cdot (z_1 - z_2) + \frac{1}{2}(c_1^2 - c_2^2) + q + w = 0$$

Semplificando nel caso specifico di trasformazione adiabatica, assenza di lavoro scambiato e invarianza dell'energia potenziale

$$h_1 - h_2 + \frac{1}{2}(c_1^2 - c_2^2) = 0 \quad \Rightarrow \quad h_2 = h_1 + \frac{1}{2}(c_1^2 - c_2^2)$$

ESEMPI – calcolo sezione uscita ugello (2/2)

Il valore dell'entalpia h_1 è definita essendo note pressione p_1 e temperatura T_1 :

(dalle tabelle vapore) $p_1=4[\text{MPa}]$ $T_1=673,15[\text{K}]$ $\Rightarrow$ $h_1=3213,6 [\text{kJ/kg}]$

$$h_2 = h_1 + \frac{1}{2}(c_1^2 - c_2^2) = 3213,6[\text{kJ/kg}] + \frac{1}{2}(10^2 - 535,25^2)[\text{m}^2/\text{s}^2]$$

Verificando l'equazione dimensionale

$$[\text{kJ/kg}] = k[\text{J/kg}] = k[\text{N} \cdot \text{m/kg}] = k[\text{kg} \cdot (\text{m/s}^2) \cdot \text{m/kg}] = k[\text{m}^2/\text{s}^2]$$

quindi

$$h_2 = 3213,6 - 286,4[\text{kJ/kg}] = 2927,2[\text{kJ/kg}]$$

(dalle tabelle vapore) $p_2=1,4[\text{MPa}]$ $h_2=2927,2 [\text{kJ/kg}]$ $\Rightarrow$ $T_2=250[^\circ\text{C}]$ $v_2=0,1635 [\text{m}^3/\text{kg}]$

$$A_2 = \frac{\dot{m} \cdot v_2}{c_2} = \frac{2[\text{kg/s}] \cdot 0,1635[\text{m}^3/\text{kg}]}{535,25[\text{m/s}]} = 6,11 \cdot 10^{-4}[\text{m}^2]$$

ESEMPI – calcolo trasferimento calore turbina (1/2)

Si considera una turbina a vapore che opera con una portata massica di 4600 kg/h. La turbina sviluppa una potenza di 510 kW. In ingresso il vapore si trova ad una pressione di 60 bar e temperatura di 400°C con velocità di 10 m/s. In uscita dalla turbina il vapore si trova saturo a 8 bar e velocità di 50 m/s. Si vuole calcolare la potenza termica scambiata dalla turbina con l'ambiente esterno.

(dalle tabelle vapore)

$$p_1=6[\text{MPa}] \quad T_1=673,15[\text{K}] \quad \Rightarrow \quad h_1=3177,2 [\text{kJ/kg}]$$

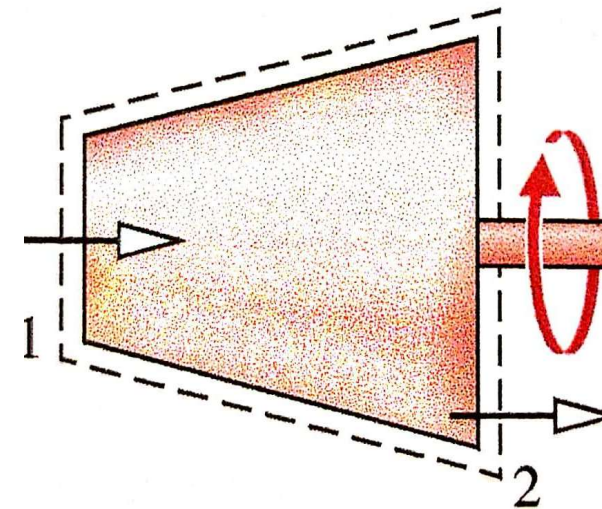
$$p_2=0,8[\text{MPa}] \quad \text{vap.saturo} \quad \Rightarrow \quad h_2=2769,1 [\text{kJ/kg}]$$

Utilizziamo l'equazione del primo principio per sistemi aperti

$$h_1 - h_2 + g \cdot (z_1 - z_2) + \frac{1}{2}(c_1^2 - c_2^2) + q + w = 0$$

Ovvero considerando la portata massica di 4600 kg/h ovvero 1,28 kg/s di vapore e trascurando la variazione di energia potenziale essendo $z_1 \approx z_2$

$$h_1 - h_2 + \frac{1}{2}(c_1^2 - c_2^2) + \frac{\dot{Q}}{\dot{m}} + \frac{\dot{W}}{\dot{m}} = 0$$



ESEMPI – calcolo trasferimento calore turbina (2/2)

Si può quindi ottenere il valore della potenza termica scambiata dalla turbina come

$$\dot{Q} = -\dot{W} - \dot{m} \cdot \left[h_1 - h_2 + \frac{1}{2}(c_1^2 - c_2^2) \right]$$

Sostituendo i valori definiti del fluido (tenendo conto del segno della potenza meccanica prodotta)

$$\dot{Q} = +510 - 1,28 \cdot \left[3177,2 - 2769,1 + \frac{1}{2}(10^2 - 50^2) \right] \Rightarrow \dot{Q} = 510 - 1,28 \cdot (408,1 - 1,2) = 510 - 520,83 = -10,83 [kW]$$

Se si calcola la variazione di energia cinetica

$$\Delta E_c = \frac{1}{2} \dot{m} \cdot (c_1^2 - c_2^2) = \frac{1}{2} \cdot 1,28 \cdot (10^2 - 50^2) = -1,53 [kW]$$

Si può verificare come a fronte di una potenza meccanica prodotta dalla turbina di 510kW si abbia un decadimento di energia cinetica di 1,58kW e una cessione di energia termica verso l'ambiente di 10,83 kW, che indica come possano essere trascurabili tali contributi nell'equazione di primo principio (già vista)

$$\dot{W} = -\dot{m} \cdot (h_1 - h_2)$$

ESEMPI – potenza idropulitrice (1/2)

Si considera una idropulitrice alimentata con acqua a 20°C e 1atm con una portata di 0,1 l/s con un tubo da 2,5 cm di diametro. Il getto di acqua esce a 23°C e 1 atm con una velocità di 50 m/s ad un'altezza di 5 m da terra. Se si considera che viene trasferito dal dispositivo all'ambiente un quantitativo di energia termica pari al 10% della potenza assorbita, si calcoli la potenza in ingresso alla pompa dell'idropulitrice.

Si può calcolare la portata massica

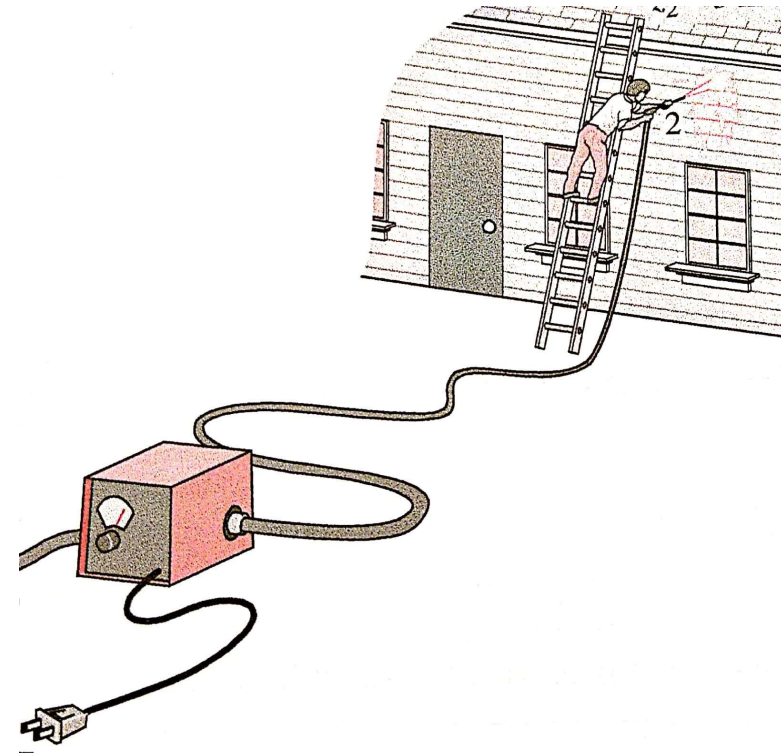
$$\dot{m} = \dot{V} \cdot \rho = 0,1[l/s] \cdot 1[kg/l] = 0,1[kg/s]$$

Inoltre si può calcolare la velocità dell'acqua all'ingresso del volume di controllo ovvero all'ingresso al dispositivo c_1

$$c_1 = \frac{\dot{V}_1}{A_1} = \frac{100 [cm^3/s]}{\frac{\pi \cdot d^2}{4} [cm^2]} = \frac{100}{4,91} [cm/s] = 0,2[m/s]$$

Utilizziamo l'equazione del primo principio per sistemi aperti

$$h_1 - h_2 + g \cdot (z_1 - z_2) + \frac{1}{2}(c_1^2 - c_2^2) + q + w = \Delta h + \Delta e_p + \Delta e_c + q + w = 0$$



ESEMPI – potenza idropulitrice (2/2)

Si calcola i diversi contributi dell'equazione del primo principio

$$\Delta h = h_1 - h_2 = c \cdot (T_1 - T_2) + v \cdot (p_1 - p_2) = 4,186 \left[\frac{kJ}{kg \cdot K} \right] \cdot (293,15 - 296,15)[K] = -12,56 \left[\frac{kJ}{kg} \right]$$

$$\Delta e_p = g \cdot (z_1 - z_2) = 9,81[m/s^2] \cdot (-5)[m] = -0,049[kJ/kg]$$

$$\Delta e_c = \frac{1}{2} (c_1^2 - c_2^2) = \frac{1}{2} (0,2^2 - 50^2) = -1249,98[m^2/s^2] = -1,25[kJ/kg]$$

Che sostituite nell'equazione di primo principio

$$q + w = -\Delta h - \Delta e_p - \Delta e_c \qquad -0,1 \cdot w + w = -\Delta h - \Delta e_p - \Delta e_c$$

Permettono di calcolare la potenza specifica assorbita dal dispositivo

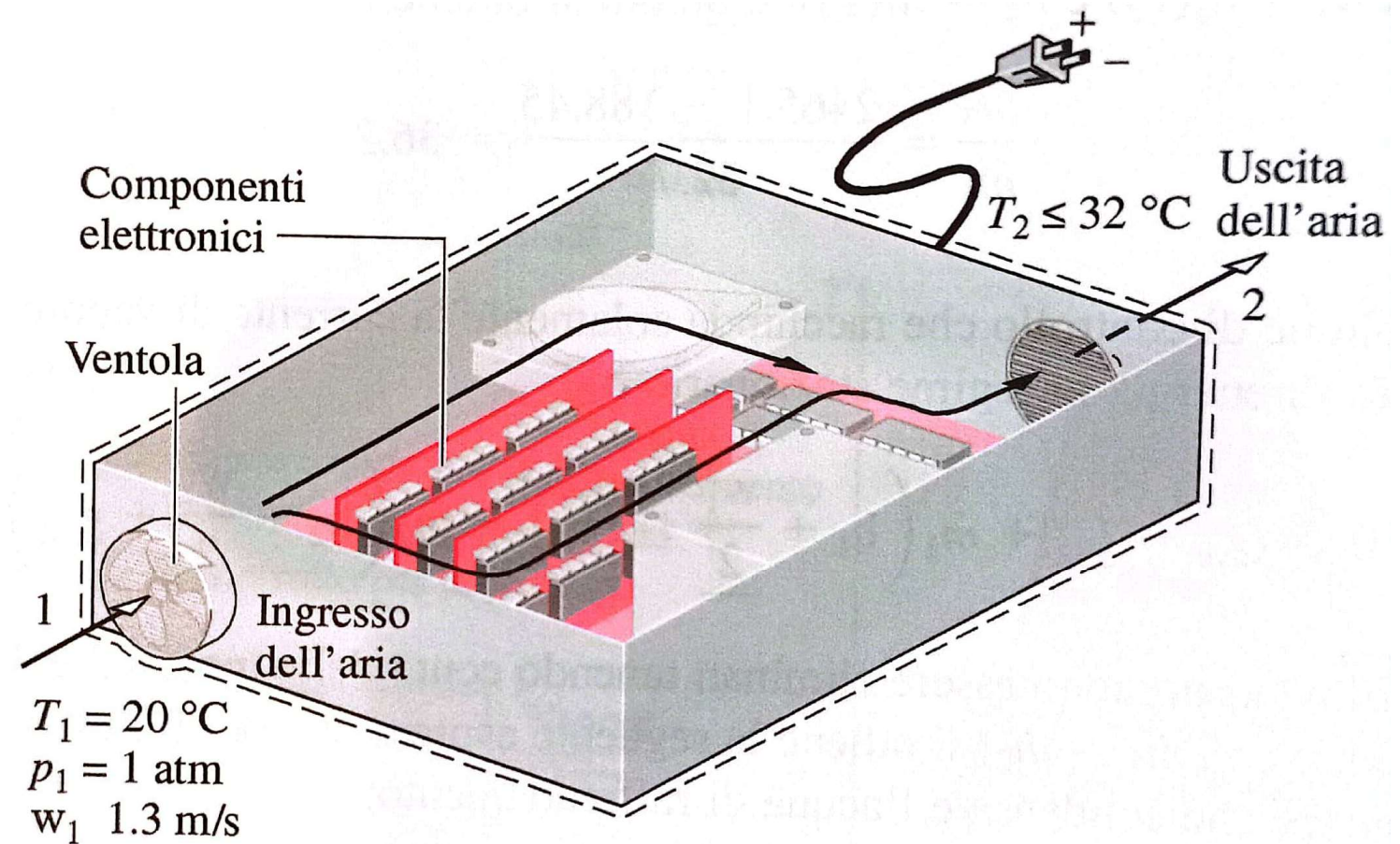
$$w = \frac{1}{0,9} (12,56 + 0,05 + 1,25) = 15,4[kJ/kg]$$

Ovvero, tenuto conto della portata in massa di derivare la potenza assorbita

$$\dot{W} = w[kJ/kg] \cdot \dot{m}[kg/s] = 15,4[kJ/kg] \cdot 0,1[kg/s] = 1,54[kJ/s] = 1,54[kW]$$

ESEMPI – dimensionamento ventilatore PC

Esercizio sviluppato in esercizi tipologici



PRIMO PRINCIPIO SISTEMI APERTI: EQ. BERNOLLI

Se prendiamo in esame un caso di una condotta a fluido fluente in regime stazionario, pareti rigide ed adiabatiche avente caratteristiche di essere orizzontale e con geometria della sezione invariante (sezione costante), ovvero per cui se ne possa dedurre $c_i = c_u$

$$(h_i - h_u) = 0 \quad \Rightarrow \quad h_i = h_u$$

Ovvero si ha la condizione ideale della conservazione dell'entalpia del fluido.

Tornando al caso generale del primo principio per sistemi aperti in regime stazionario, si possono avere notevoli casi di interesse ingegneristico in cui la stessa equazione può essere semplificata in ragione della possibilità di trascurare alcuni contributi di energia in gioco.

In particolare laddove vi siano scambi di energia termica (caratteristici dei sistemi di scambio o di conversione di energia) si considerano spesso trascurabili i contributi di energia potenziale (e_p o E_p) e di energia cinetica (e_c o E_c).

Questo in ragione del fatto che le quantità di trasferimento di energia termica tipicamente in gioco sono di ordini di grandezza superiori ai contributi delle altre forme.

Basti verificare come uno scambio di 1000 Joule [J] di calore possano equivalere ad una differenza di velocità di circa 45 m/s o ad un salto piezometrico di circa 100 metri [m]

PRIMO PRINCIPIO SISTEMI APERTI: EQ. BERNOULLI

Se prendiamo in esame il caso di un sistema aperto in regime stazionario costituito da fluido incompressibile ($v_i = v_u = v$) e si tiene conto delle dissipazioni di energia che si hanno nel sistema a causa del moto (fluido viscoso newtoniano), si può introdurre un parametro di dissipazione avente la caratteristica di un trasferimento di calore dovuto alla natura dissipativa del fluido (fluido viscoso).

Si consideri anche trascurabili le variazioni di temperatura del fluido e quindi

$$u = u(T) = \text{costante} \quad \Rightarrow \quad u_i = u_u$$

L'equazione generalizzata della conservazione dell'energia che se ne deduce:

$$0 = \delta Q/dt + \delta W/dt + R + \dot{m}^*(g^*z_i + c_i^2/2 + p_i^*v) - \dot{m}^*(g^*z_u + c_u^2/2 + p_u^*v)$$

Nel caso poi di assenza di scambi di lavoro ($dW/dt=0$) e di scambi di calore ($dQ/dt \approx 0$) trascurabili se ne deduce l'equazione dei moti di fluidi incompressibili in condotti adiabatici:

$$0 = R + \dot{m}^*(g^*z_i + c_i^2/2 + p_i^*v) - \dot{m}^*(g^*z_u + c_u^2/2 + p_u^*v)$$

E trascurando anche i parametri dissipativi ($R \approx 0$) si ottiene la **Equazione di Bernoulli**

$$g^*z_i + c_i^2/2 + p_i^*v = g^*z_u + c_u^2/2 + p_u^*v$$

ES

PRIMO PRINCIPIO SISTEMI APERTI: EQ. BERNOULLI

L'Equazione di Bernoulli è alla base dello studio della idrodinamica e comunque vale nel caso di:

- regime stazionario
- fluido non comprimibile ($v = \text{cost}$)
- fluido non viscoso (assenza di perdite di energia per effetto delle dissipazioni viscose tipiche di un fluido newtoniano)

Nel caso in cui non si possa trascurare gli effetti viscosi, ovvero le perdite di energia richiamate (indicate come generiche perdite R_j), si dovrà utilizzare una riformulazione dell'equazione di Bernoulli a partire dalla equazione generale della conservazione dell'energia sopra vista:

$$g \cdot z_i + c_i^2/2 + p_i \cdot v + \sum r_j = g \cdot z_u + c_u^2/2 + p_u \cdot v$$

dove

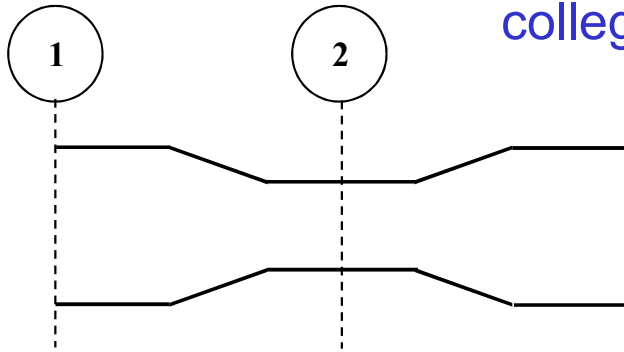
$$r_j = R_j / \dot{m}$$

Considerando che essendo assimilabili le perdite r_j a trasferimenti di energia ed essendo le stesse uscenti dal sistema (volume di controllo) avranno per convenzione valore negativo

ESEMPI – applicazione equazione di Bernoulli

1) Funzionamento tubo di Venturi (misura velocità di un flusso)

Si considera una condotta entro la quale passa un fluido avente geometria come quella riportata in figura dove nella sezione 1 e 2 indicate sono realizzate due prese a parete collegate a due manometri per la misura delle pressioni p_1 e p_2 .



Applicando l'equazione di Bernoulli

$$g \cdot z_1 + \frac{c_1^2}{2} + p_1 \cdot v = g \cdot z_2 + \frac{c_2^2}{2} + p_2 \cdot v$$

che, considerando che il condotto è orizzontale ($z_1 = z_2$)

$$\frac{c_1^2}{2} + \frac{p_1}{\rho} = \frac{c_2^2}{2} + \frac{p_2}{\rho}$$

ed essendo $c_1 = A_2/A_1 \cdot c_2$

$$p_1 - p_2 + \frac{\rho}{2} \left(\frac{A_2}{A_1} \right)^2 c_2^2 = \frac{\rho}{2} c_2^2$$

Da cui si può calcolare le velocità

$$c_2 = A_1 \sqrt{\frac{2(p_1 - p_2)}{\rho(A_1^2 - A_2^2)}}$$

$$c_1 = A_2 \sqrt{\frac{2(p_1 - p_2)}{\rho(A_1^2 - A_2^2)}}$$

Il tubo di Venturi quindi rappresenta una strumentazione semplice per la misura della velocità in un tubo di flusso a partire dalla misura (più semplice sperimentalmente) della pressione in due sezioni per le quali siano note le geometrie, ovvero la dimensione dell'area.