

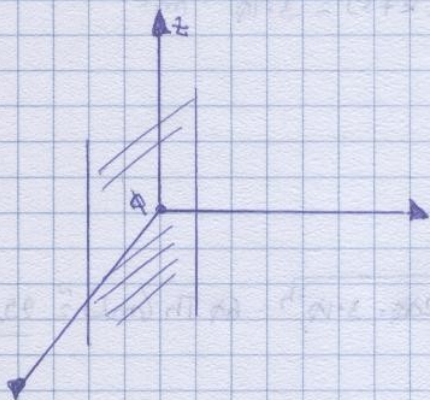
Fino ad ora abbiamo studiato la conduzione nel regime stazionario. Vediamo ora cosa accade quando siamo in regime termico variabile cioè quando la distribuzione di temperatura dentro un corpo varia nel tempo. In questo caso il campo termico è dipendente sia dalle condizioni iniziali che dalle condizioni al contorno. Vediamo subito un esempio didattico. Supponiamo di riscaldare una bacchetta di metallo forata, per esempio, una piastrina. Nella prima fase il metallo aumenta di temperatura e quindi siamo nella fase di transizione, mentre nella seconda fase la temperatura della bacchetta cessa di crescere perché la potenza termica entrante uguaglia quella dispersa verso l'ambiente e quindi siamo nella fase stazionaria. Quindi iniziamo ora a parlare di **regime variabile**, e pensiamo a cosa può accadere quando per esempio due corpi aventi differenti temperature vengono messi a contatto tra loro. Vediamo se esiste un criterio per stabilire se è possibile utilizzare un modello a parametri concentrati. Innanzitutto ci chiediamo cosa è un **modello a parametri concentrati**. Un modello a parametri concentrati è, in prima approssimazione, un modello nel quale la variabile tempo è l'unica variabile realmente indipendente e l'equazione differenziale di tale modello è di primo ordine alle derivate totali. Più avanti torneremo su questo argomento. Consideriamo ora una lastra spessa e simmetrica e supponiamo che abbia due dimensioni infinite. Chiameremo se comode, sia una lastra bombata da un fluido si ha:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = d \nabla^2 T \Rightarrow \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{1}{d} \frac{\partial T}{\partial t}$$

Il parametro d prende il nome di **diffusività termica** ed è tale che:

$$d = \frac{k}{\rho c}$$

Essa si esprime in m^2/s e il significato fisico di questa grandezza può essere correlato alla rapidità con la quale una variazione di temperatura sulla superficie di un mezzo si propaga all'interno del mezzo stesso. Supponiamo che le due direzioni infinite siano x e y . Abbiamo:



$$\frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\partial T}{\partial y} = 0 \Rightarrow \begin{cases} T(y) = \text{costante} \\ T(z) = \text{costante} \end{cases}$$

Quindi all'interno della lastra avremo:

$$\begin{cases} T = \tilde{T}(x, t) \in C^2(x) \\ \nabla^2 T = \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \end{cases}$$

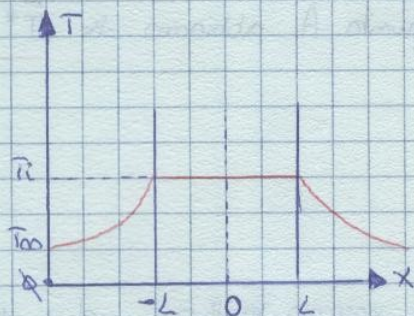
Supponiamo quindi che la temperatura nella lastra sia continua e derivabile fino alla derivata seconda. Essendo la lastra bombata da un fluido, possiamo pensare che il fluido si muova e questa comporta il dover assegnare una condizione al contorno di tipo misto, cioè:

$$T^* = \tilde{T}^*(x, t)$$

Supponiamo inoltre che la distribuzione di temperatura all'interno della piastra sia uniforme. In particolare per $t=0$ si ha:

$$T_i = \tilde{T}(x, 0) = \tilde{T}(x)$$

Graficamente si ha:



Si noti che fuori dalla piastra è necessario un mezzo fra T_i e T_∞ . Infatti si ricordi che le pareti non possono avere all'esterno una temperatura pari a T_∞ in quanto $T(x, t)$ è una funzione che per essere continua deve assicurare che ogni punto sia in uno stato di equilibrio stabile e abbia quindi una sola temperatura. Chiameremo la piastra perde energia termica a partire dal fluido in quanto il calore si sposta spontaneamente dal corpo caldo verso il corpo freddo. Quindi si indica, ma con:

$$T^* = \tilde{T}^*(x, t)$$

La pendenza tangente al profilo di temperatura all'interfaccia fra i due mezzi, si ha:

$$\frac{T^*(0, t) - T^*(L, t)}{L} = - \frac{dT}{dx} \Big|_{x=L} = \frac{q_{cond}(L)}{k_s} = \frac{q_{conv}(L)}{k_s} = \frac{h(T(L, t) - T_\infty)}{k_s}$$

$$\frac{T^*(0, t) - T^*(L, t)}{T(L, t) - T_\infty} = \frac{hL}{k_s} = Bi$$

cerchiamo di capire quell'ultimo passaggio. Innanzitutto le condizioni al contorno per la piastra sono:

$$\begin{cases} x=0 \\ \frac{\partial T}{\partial x} = 0 \end{cases}, \quad \begin{cases} x=L, t>0 \\ -k_s \frac{dT}{dx} = h(T - T_\infty) \end{cases}$$

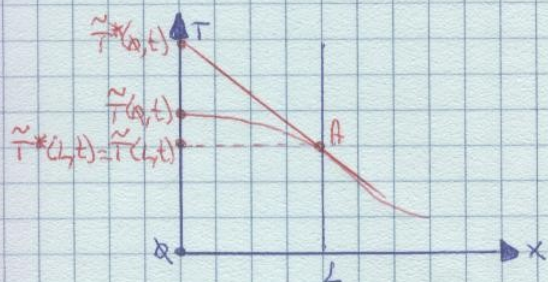
• NB: il passaggio di calore verso l'esterno avviene tramite la convezione - convezione.

In questo caso T_∞ indica la temperatura del fluido e k_s la conduttività termica della piastra. Bi prende il nome di **numero di Biot** e rappresenta il rapporto fra la resistenza termica conduttiva (interna) e la resistenza termica convettiva (esterna). Quindi:

$$Bi = \frac{hL}{k_s} = \frac{L/k_s}{1/h} = \frac{R_{cond}}{R_{conv}}$$

(126)

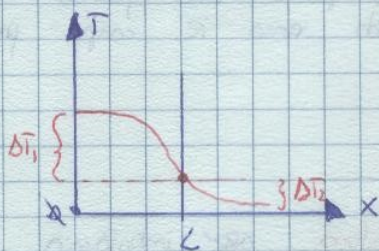
Si noti che il numero di Biot compare in tutti i problemi adimensionalizzati di conduzione con condizione al contorno convettiva. Vediamo ora di rappresentarne graficamente quanto visto. Studiamo per esempio il profilo di temperatura della parete per $h > 0$ con t generico:



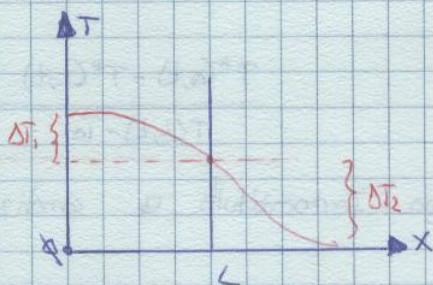
Nel punto A abbiamo che $T^*(L,t) = \tilde{T}(L,t)$.

Introduciamo con: $\Delta T_1 = \tilde{T}(0,t) - \tilde{T}^*(L,t)$, $\Delta T_2 = \tilde{T}^*(L,t) - T_\infty$, si possono verificare due casi distinti:

- 1) $\Delta T_1 \gg \Delta T_2$ cioè la scala di temperatura del interno della parete è molto maggiore della temperatura del fluido. Graficamente si ha:



- 2) $\Delta T_1 \ll \Delta T_2$ cioè la temperatura della parete può essere considerata uniforme, e quindi il nostro problema è a parametri concentrati. Graficamente si ha:



Nei casi in cui il numero di Biot è molto piccolo ($Bi \ll 1$), la temperatura del mezzo solido, variabile nel tempo, può essere considerata uniforme nella parete. In sostanza la resistenza termica interna è trascurabile rispetto alla resistenza convettiva. La soluzione del problema avviene mediante l'integrazione dell'equazione di bilancio complessivo. Introduciamo l'equazione di Fourier:

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = k \nabla^2 T = -\vec{\nabla} \cdot (-k \vec{\nabla} T) = -\vec{\nabla} \cdot \vec{q}$$

Integrando ambo i membri si ottiene:

$$\int_V \rho c \frac{\partial T}{\partial t} dV = - \int_V \vec{\nabla} \cdot \vec{q} dV = - \int_{Sc} \vec{q} \cdot \vec{n} dS$$

Siccome:

$$\dot{q} \cdot m = \dot{q}_c \quad \text{e} \quad \dot{q}_c = h(T_p - T_{\infty})$$

allora:

$$\int_{V_c} \rho c \frac{dT}{dt} dV = - \int_{S_c} h(T_p - T_{\infty}) dS$$



$$\left(\rho c \frac{dT}{dt} \int_{V_c} dV \right) = \left(-h(T_p - T_{\infty}) \int_{S_c} dS \right)$$

Quindi: $\left(\rho c \frac{dT}{dt} V \right) = \left(-h(T_p - T_{\infty}) S \right)$

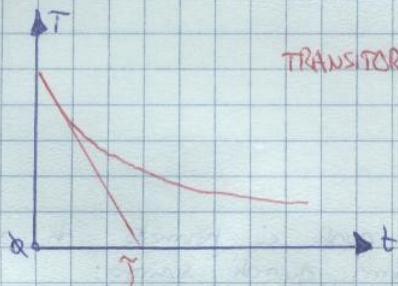
Passando agli esponentiali si ottiene:

$$T(t) = T_{\infty} + (T_p - T_{\infty}) e^{-hst/\rho c V}$$

In sostanza $T(t)$ è un'esponentiale decrescente, posto:

$$\gamma = \frac{\rho c V}{h S} \Rightarrow T(t) = T_{\infty} + (T_p - T_{\infty}) e^{-t/\gamma}$$

γ prende il nome di **tempo caratteristico del sistema** (**costante di tempo**). Graficamente si ha:



TRANSITORIO DEL SISTEMA.

• NB: Quindi se $B_i < B_r$, la differenza di temperatura presente all'esterno sarà molto maggiore della differenza di temperatura presente all'interno ($\Delta T_1 < \Delta T_2$).

Possiamo anche ottenere lo stesso risultato usando il seguente metodo. Supponiamo di avere un sistema che scambia calore con l'ambiente. Possiamo scrivere il seguente bilancio energetico:

$$dU = \dot{Q}^+$$

In termini infinitesimali si ha:

$$\frac{dU}{dt} = \dot{Q}^+ \Rightarrow \frac{dU}{dt} = \rho c V \frac{dT}{dt}$$

visto che: $\dot{Q}^+ = m c (T_p - T_c)$. Siccome:

$$\dot{Q}^+ = h S (T_{\infty} - T)$$

possiamo scrivere:

$$\rho c V \frac{dT}{dt} = -h S (T - T_{\infty})$$

Siccome le condizioni iniziali sono: $\begin{cases} t=0 \\ T=T_0 \end{cases}$ abbiamo:

$$\int_{T_0}^T \frac{dT}{T - T_0} = - \int_0^t \frac{hS}{\rho c V} dt$$

$$\ln \frac{T - T_0}{T_0 - T_0} = - \frac{hS}{\rho c V} t$$

Quindi:

$$T = T_0 + (T_0 - T_0) e^{-\frac{hS}{\rho c V} t}$$

Consideriamo ora brevemente il caso in cui $Bi > 0,1$. In questo caso non si può usare il modello a parametri concentrati. Supponiamo che il metallo in questione sia infinito solo da una parte. Siccome $Bi > 0,1$ ne consegue che ΔT_2 è piccolo. Useremo le seguenti condizioni al contorno:

$$\tilde{T}(x, 0) = T_i \quad \text{e} \quad \tilde{T}(t) = T_0$$

Scriviamo come al solito l'equazione di Fourier:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{\rho c}{k} \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{q} \frac{\partial T}{\partial t}$$

Potrebbe: $\theta = T - T_i \Rightarrow \theta^* = \frac{\theta}{\theta_0} = \frac{T - T_i}{T_0 - T_i} \Rightarrow T = T_i + (T_0 - T_i) \theta^*$

Introduciamo ora la seguente grandezza adimensionale:

$$\eta = \frac{x}{2\sqrt{qt}}$$

che prende il nome di **variabile di similitudine**, la quale ci permette di scrivere il problema come funzione di un'unica variabile. Possiamo quindi scrivere:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{q} \frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{1}{q} \frac{\partial \theta}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial t} \Rightarrow \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{1}{q} \frac{\partial \theta}{\partial x} = \frac{1}{q} \frac{\partial \theta}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial x}$$

Infatti:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial T}{\partial \theta} \frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{\partial T}{\partial \theta} \frac{\partial \theta}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial t}$$

$$\frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial T}{\partial \theta} \frac{\partial \theta}{\partial x} = \frac{\partial T}{\partial \theta} \frac{\partial \theta}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial x}$$

Quindi:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{\partial T}{\partial \theta} \frac{\partial^2 \theta}{\partial \eta^2} \left(\frac{\partial \eta}{\partial x} \right)^2 + \frac{\partial T}{\partial \theta} \frac{\partial \theta}{\partial \eta} \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2}$$

Siccome le derivate della variabile di similitudine sono:

$$\begin{cases} \frac{\partial \eta}{\partial t} = -\frac{\eta}{2t} \\ \frac{\partial \eta}{\partial x} = \frac{1}{2\sqrt{qt}} = \eta/x \end{cases} \Rightarrow \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{1}{2\sqrt{qt}} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{\partial \theta}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial x} \right) = \frac{1}{2\sqrt{qt}} \frac{\partial^2 \theta}{\partial \eta^2} \frac{1}{2\sqrt{qt}}$$

Quindi possiamo riscrivere l'equazione di Fourier in questo modo:

$$\frac{q_0}{\eta \sqrt{g t}} \frac{\partial^2 g^*}{\partial \eta^2} = - \frac{1}{g} \frac{1}{2t} \frac{\partial g^*}{\partial \eta} q_0$$

Compattando si può scrivere:

$$\frac{\partial^2 g^*}{\partial \eta^2} + 2\eta \frac{\partial g^*}{\partial \eta} = 0$$

Siccome però:

$$\begin{cases} \lim_{\eta \rightarrow \infty} g^* = 0 \\ \lim_{\eta \rightarrow 0} g^* = 1 \end{cases}$$

$$\Rightarrow \text{se } \frac{\partial g^*}{\partial \eta} = y \Rightarrow \frac{dy}{d\eta} + 2\eta y = 0$$

Portando: $\begin{cases} y = C_1 e^{-\eta^2} \\ \frac{\partial g^*}{\partial \eta} = C_1 e^{-\eta^2} \end{cases} \Rightarrow g^* = \left(C_1 \int e^{-\eta^2} d\eta + C_2 \right)$

Ricordando che la funzione d'errore di Gauss è definita come:

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



$$g^* = C_1 \text{erf}(\eta) + C_2$$

Siccome: $\begin{cases} \text{erf}(0) = 0 \\ \text{erf}(\infty) = 1 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} C_2 = 1 \\ C_1 = -C_2 = -1 \end{cases} \Rightarrow g^* = 1 - \text{erf}(\eta)$

Vediamo ora un esempio di rigonda in regime variabile. Vogliamo determinare il tempo necessario per raffreddare dalla temperatura di 600°C alla temperatura di 150°C, una sferetta di acciaio dolce avente diametro di 12 mm. Il raffreddamento avviene mediante esposizione ad una corrente d'aria alla temperatura di 50°C ($h = 20 \text{ kcal/m}^2\text{s}^\circ\text{C}$). Determinare inoltre la calore totale sottratto per ottenere questo risultato. I dati sono: $\rho = 7850 \text{ kg/m}^3$

- $K = 45,21 \text{ W/mK}$
 - $\rho = 7850 \text{ kg/m}^3$
 - $C_p = 514 \text{ J/kgK}$
- } DATI DELL'ACCIAIO.

Immediatamente calcoliamo il numero di Biot:

$$Bi = \frac{hL}{K} = \frac{h}{K} \frac{V}{S} = \frac{D}{6} = 0,41 \Rightarrow \text{la resistenza interna è trascurabile.}$$

(130)

Quindi possiamo usare il modello a parametri concentrati:

$$dU = dQ \Rightarrow \int_0^t hS(T_g - T) dt = \int_{T_i}^{T_p} \rho c V dT$$

↓

$$dt = \frac{\rho c V}{hS} \frac{dT}{T_g - T}$$

Integriamo: $\int_0^t dt = \int_{T_i}^{T_p} \frac{\rho c V}{hS} \frac{dT}{T_g - T} \Rightarrow t = \frac{\rho c V}{hS} \ln \frac{T_p - T_g}{T_i - T_g} = 7715.$

Il calore totale scambiato è:

$$\vec{Q} = \rho c V (T_p - T_i) = 13085.$$

Iniziamo ora a parlare della **convezione**. Innanzitutto la convezione termica riguarda lo studio dello scambio di calore tra una superficie solida e un fluido in moto rispetto ad essa. Il fatto che il fluido sia in moto complica la formulazione analitica del problema della trasmissione di calore per convezione. Per questo motivo si è preferito usare un' **equazione fenomenologica** per determinare le relazioni tra il flusso termico medio e la differenza di temperatura. Tale legge è nota come **legge di Newton per la convezione**. Essa è:

$$\underline{j = hS(T_p - T_f)}$$

j rappresenta il flusso termico medio, T_p la temperatura superficiale della parete, T_f la temperatura del fluido. h è il **coefficiente di scambio convettivo**. Tale coefficiente si misura in $W/m^2 K$. Tale coefficiente non è una costante fisica caratteristica del fluido, ma è funzione della geometria del sistema. Si ricordi che per fluido noi intendiamo o un liquido o un gas che ha la caratteristica di non resistere a **operazioni di taglio**. Un esempio di operazione di taglio consiste nel prendere un cubetto e applicare due diverse forze su due facce diverse. Si noti che un fluido è un mezzo continuo, cioè senza buchi. Precedentemente abbiamo visto che si può avere la conduzione pura, ma non la convezione pura. Quindi si può dire che mentre i moti convettivi sono eliminabili, quelli conduttivi non lo sono. Quindi ipotizzeremo che il moto conduttivo sia piccolo e trascurabile. Nella convezione i vortici bilanciano le trasmissioni di energia termica accompagnando il trasporto di massa. Quindi saranno necessarie tre equazioni:

- 1) una per il bilancio di energia
- 2) una per il bilancio di massa
- 3) una per il bilancio della quantità di moto

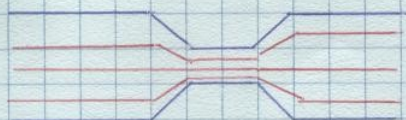
Indichiamo ora con C_T il **campo di temperatura** e con C_M il **campo di massa**. Il campo di massa è un campo (scalare) che ci dice come varia il moto del fluido. In particolare il **campo di velocità** è un campo che ci dice come varia la velocità del fluido punto per punto. Si noti che il campo di massa influenza sempre il

campo di temperatura mentre viscosità è campo di temperatura influenzata, il campo di temperatura influisce solo quando il moto del fluido non è imposto. Quindi tanto più alta è la velocità imposta al fluido, e tanto meno è influenzata dal campo di temperatura sul campo di moto è viscosità. Per esempio se l'aria sopra un termoisolante si muove, allora il CT genera un CT. Un altro esempio potrebbe essere il seguente: dato un flusso d'aria imposto da un ventilatore, il CT non può avere effetti sul CT. I problemi che riguardano la convezione possono essere distinti in due classi in relazione all'origine del moto del fluido. Se il fluido è in movimento rispetto alla superficie del corpo con una velocità imposta da un **propulsore** e la velocità è indipendente dalla temperatura del corpo, allora la convezione si dice **forzata**. In questo caso il CT non influenza il CT. Un esempio di questo tipo di convezione è un fluido in moto in un condotto. Quando però il movimento del fluido è provocato solo da gradienti locali di densità, indotti da differenze di temperatura tra la superficie del corpo e il fluido, la convezione viene detta **naturale**. In questo caso il CT influenza necessariamente il CT. Può presentarsi anche il caso di una **convezione mista** dove entrambi gli effetti possono essere importanti. Un esempio di convezione di quest'ultimo tipo si ha quando un corpo caldo viene immerso in una corrente di gas a bassa velocità. Anche nel caso della convezione abbiamo una geometria del problema, e questa geometria può essere:

- 1) una **geometria interna** che si ha quando il moto di un fluido avviene all'interno di un corpo.
- 2) una **geometria esterna**.

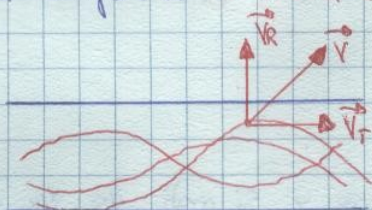
Chiamiamo **tracciate** quella sostanza che si inietta in un fluido per poter seguire il moto. Si pensi per esempio all'inchiostro per l'acqua. Vediamo ora di parlare del moto di un fluido. Esso può essere:

- 1) **laminare** quando la struttura è ordinata e i vari strati (filamenti di fluido) sono paralleli tra loro. Graficamente si ha:

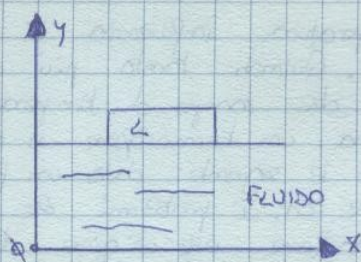


- 2) **turbolento** quando la traiettoria è caotica. Si noti che qui la velocità possiede due componenti:

- 1) una componente **radiale** (V_r)
- 2) una componente **trasversale** (V_t)



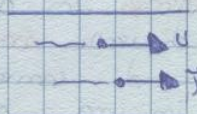
Detto ciò, definiremo **fluido ideale** quel fluido in cui non ci sono operazioni di taglio interno. Chiamiamo invece **fluido reale** quel fluido in cui le particelle si lasciano a ricambiare. Questa cosa non accade nei fluidi ideali. Definiamo in merito il concetto di **viscosità**. Consideriamo la seguente situazione:



dove L è la distanza.

È risaputo che la velocità del fluido verso le basse (in profondità) sarà nulla, mentre in alto il fluido avrà la velocità della lastra. Nelle quote intermedie la velocità del fluido è chiaramente variabile. Definiamo **viscosità** del fluido la seguente grandezza:

$$\eta = \frac{\text{SFORZO TANGENZIALE}}{\text{GRADIENTE DI VELOCITÀ}} = \frac{\tau}{(du/dy)}$$



Chiaramente più la temperatura è bassa e maggiori saranno gli attriti. I fluidi ideali hanno viscosità nulla. Si noti bene che il concetto di viscosità è diverso dal concetto di densità. Abbiamo affermato precedentemente che la convezione è connesso al trasporto di calore attraverso il trasporto di materia. Parliamo del trasporto di materia. La **legge di Fick** per il trasporto molecolare della massa che è:

$$\vec{J}_{my} = -D \frac{dc}{dy} \vec{j}$$

dove $\vec{J}_{my}$ rappresenta il flusso della specie chimica lungo l'asse y avente $\vec{j}$ come versore. c è la **concentrazione chimica** e D è il **coefficiente di diffusione** della specie chimica. In particolare:

$$c = \frac{\text{numero moli}}{\text{UNITÀ DI VOLUME}}$$

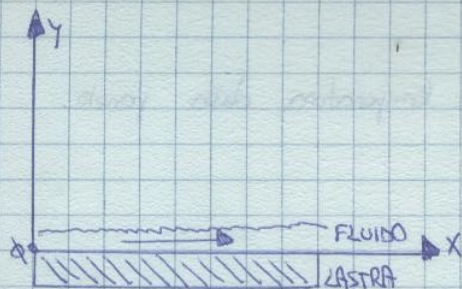
Per quanto riguarda invece il trasporto di calore, esso è regolato dalla **legge di Fourier**:

$$\vec{J}_q = -k \frac{dT}{dy} \vec{j}$$

Qui $\vec{J}_q$ rappresenta il flusso di calore lungo y . Per quanto riguarda il trasporto molecolare della quantità di moto, esso è regolato dalla **legge di Newton**:

$$\vec{J}_{yx} = -\eta \frac{dv_x}{dy} \vec{j}$$

dove $\vec{J}_{yx}$ rappresenta lo **sforzo di taglio** in direzione y . Si noti che v_x è la velocità del fluido in direzione x , e η è la viscosità dinamica del fluido ed è una proprietà dello stesso. Di solito essa è funzione della temperatura e della pressione. Un fluido che obbedisce alla precedente legge prende il nome di **fluido newtoniano**. Si consideri ora il moto del fluido su una lastra piana, non in movimento:



Si supponga che il fluido impatti la parete con una velocità U_0 nella direzione x . Chiameremo il fluido a contatto con la superficie assumerà la velocità della superficie (condizione di aderenza). Quindi quando le particelle fluide entrano in contatto con la superficie della parete, esse vengono arretrate e quindi la loro velocità si riduce a zero. Queste particelle a loro volta rallentano le molecole delle particelle sovrastanti del fluido, e quindi l'azione di rallentamento è associata allo strato limite della velocità. Chiameremo **regione dello strato limite della velocità** quella regione nella quale la velocità del fluido è influenzata dalla presenza della parete. Chiameremo invece **regione indisturbata** quella regione nella quale il fluido non risente della presenza della parete. In conseguenza di una differenza di temperatura tra la parete e la superficie del fluido, si sviluppa uno strato limite termico analogo allo strato limite della velocità. Le particelle fluide che vengono in contatto con la parete si pongono in equilibrio termico con la temperatura della superficie. A loro volta, queste particelle scambiano energia con quelle degli strati fluidi adiacenti, e si sviluppa così il gradiente di temperatura. Quindi lo strato limite termico è quella regione nella quale la temperatura del fluido risente della presenza della parete. Consideriamo ora il caso in cui siamo di fronte ad una convezione forzata e con geometria esterna. Vogliamo calcolare il coefficiente h . Immagino di avere una parete forata da un fluido e vogliamo misurare la temperatura del fluido alla quota y , lungo la direzione x ortogonale alla parete. Si trova una funzione del tipo:

$$T = \tilde{T}(x, y) \in C^0(x)$$

Tale funzione è lineare in prossimità della parete. Infatti il fluido che aderisce alla parete è fermo. Allontanandoci dalla parete, i primi strati di fluido cominciano a muoversi. Chiameremo dove la velocità del fluido è trascurabile, la convezione è trascurabile e il principale meccanismo di scambio termico è la conduzione. Sulla parete si ha:

$$q_c = q_k \quad \text{dove: } \begin{cases} q_c = \text{flusso termico convettivo} \\ q_k = \text{flusso termico conduttivo} \end{cases}$$

$$\text{Immaginiamo: } \begin{cases} q_c = h(T_w - T_\infty) \\ Q = h A_w (T_w - T_\infty) \end{cases} \quad \text{dove } A_w = \text{area della superficie della parete.}$$

$$\text{Quindi: } q(x) = -k \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=0} \Rightarrow -k \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=0} = h(T_w - T_\infty)$$

$$\Downarrow$$

$$h = \frac{-k \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=0}}{(T_w - T_\infty)}$$