

REOLOGIA

La reologia (dal verbo greco $\rho\epsilon\omega$ che significa scorrere) è la disciplina che studia le proprietà di scorrimento dei materiali. Abbiamo ad un estremo le deformazioni elastiche dei materiali in fase solida che seguono la legge di Hooke, all'altro il flusso newtoniano (chiariremo tra poco questo termine) di liquidi e gas. Tra i due estremi ci sono i fenomeni di scorrimento di sostanze quali sospensioni, emulsioni, paste che mostrano proprietà intermedie tra quelle dei fluidi e quelle dei solidi.

Legge di Newton – Viscosità

La viscosità è la manifestazione dei fenomeni di attrito nel moto di scorrimento dei fluidi. Facendo riferimento alla Figura 1, si consideri uno strato di fluido di spessore L confinato tra due lastre piane parallele. Se una delle due lastre è posta in moto con velocità \vec{v}_0 nella direzione e verso delle x crescenti, il fluido viene trascinato con essa e, a regime, si avrà¹ una distribuzione delle velocità nel fluido come quella mostrata in figura. Si tratta di un flusso laminare e stazionario.

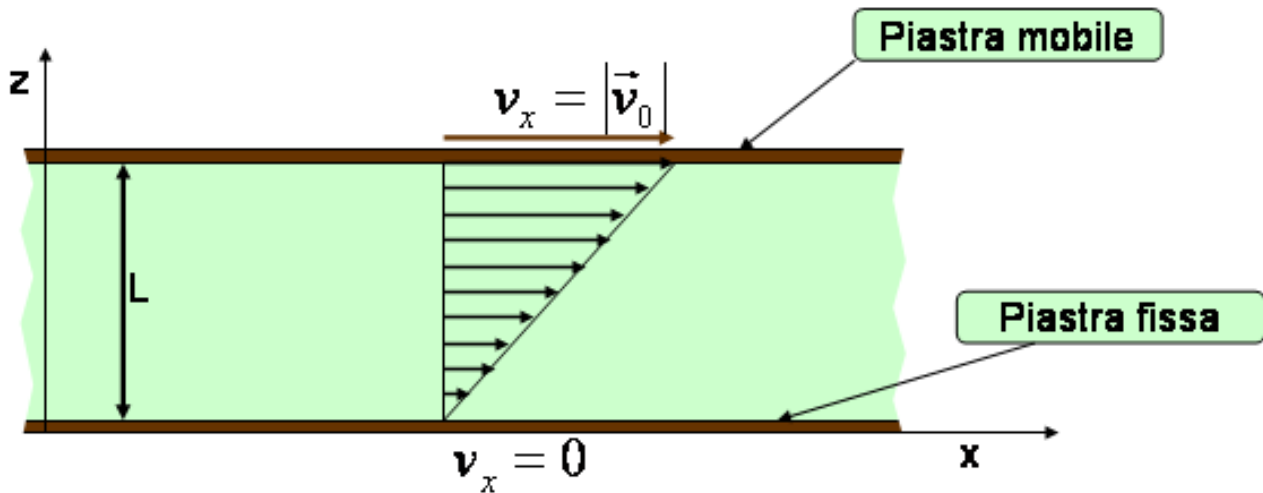


Figura 1 Fluido newtoniano in regime di flusso laminare tra due piastre

Per flusso laminare si intende un flusso nel quale gli strati fluidi si muovono parallelamente tra loro senza dar luogo a vortici. Per flusso stazionario si intende che la velocità misurata in un punto è costante nel tempo. Nel caso in esame questo si traduce nel fatto che $\vec{v}(x, y, z, t) = v_x(z)\hat{i}$. Si noti, per inciso, che abbiamo scelto di assegnare ad ogni punto dello spazio il valore del vettore velocità posseduto dall'elemento fluido che lo occupa in quel momento. Questo approccio è detto euleriano. L'approccio alternativo, detto lagrangiano, consiste invece nel considerare le singole "particelle di fluido" (o elementi fluidi) e seguirle nel loro modo. Si osserva che gli strati di fluido a contatto con le piastre (strati limite) aderiscono ad esse: lo strato limite a contatto con la piastra superiore si muove con velocità v_0 , mentre quello a contatto con quella inferiore è in quiete. Per mantenere in movimento la piastra superiore con velocità costante è necessario applicare ad essa uno sforzo di taglio $\tau = \frac{F}{A}$, dove A è l'area della piastra. Sperimentalmente si trova:

$$\tau = \eta \frac{dv_x}{dz} \quad (1)$$

dove η è una costante caratteristica del fluido, detta viscosità assoluta, viscosità dinamica o, tout court, viscosità. La viscosità è una costante nel senso che non dipende dallo sforzo applicato, ma

¹ Escludiamo qui fenomeni di turbolenza. Le condizioni per le quali si passa da moto laminare a turbolento saranno discusse più avanti.

dipende da altri parametri, in particolare dipende dalla temperatura. La (1) è nota come legge di Newton ed è una relazione molto semplice, che stabilisce una proporzionalità tra lo sforzo applicato e il gradiente di velocità. I fluidi per i quali la (1) è valida sono detti newtoniani. Sono newtoniani i gas, la maggior parte dei liquidi e delle soluzioni. Non sono newtoniane le sospensioni, le plastiche fuse, le argille, le emulsioni ...

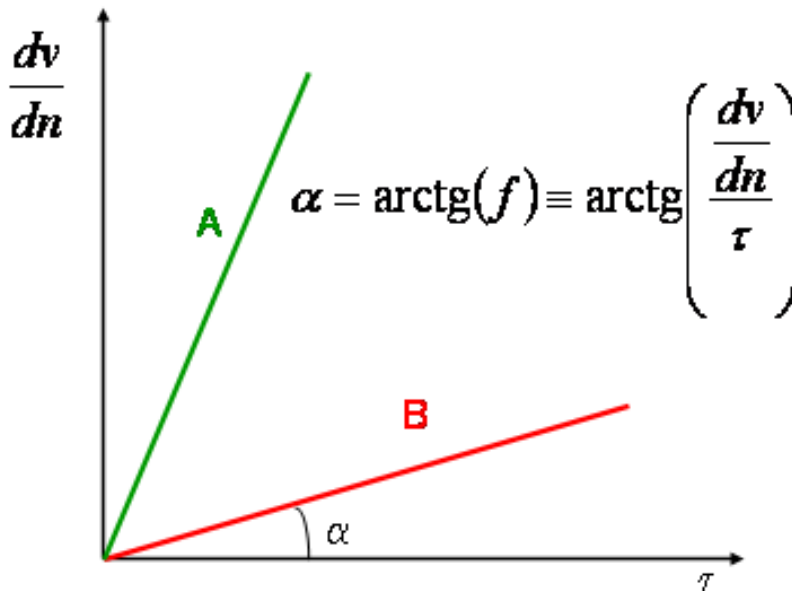


Figura 2 Reogrammi di fluidi newtoniani. A ha maggiore fluidità di B

In Figura 2 sono rappresentati i reogrammi di due fluidi newtoniani: l'andamento lineare del gradiente di velocità con lo sforzo di taglio è caratteristico delle sostanze newtoniane. La pendenza della retta è detta fluidità della sostanza ed è il reciproco della viscosità.

Per il caso rappresentato in Figura 1, nel quale la velocità cresce linearmente con z , la (1) si può riscrivere come $F = \eta A \frac{v_0}{L}$.

La viscosità si misura in Pa·s anche se è ancora spesso utilizzata l'unità del sistema CGS, il poise (in onore di J.R. Poiseuille): 10 poise = 1 Pa·s.

Tabella 1 Viscosità per alcuni fluidi a temperature diverse

Fluido	Temperatura ($^{\circ}\text{C}$)	Viscosità (Pa·s)
Acqua	0	$1,79 \cdot 10^{-3}$
Acqua	20	$1,00 \cdot 10^{-3}$
Acqua	100	$0,30 \cdot 10^{-3}$
Alcool etilico	20	$1,20 \cdot 10^{-3}$
Mercurio	20	$1,55 \cdot 10^{-3}$
Olio di oliva	20	$8,1 \cdot 10^{-2}$
Sangue	37	0,23
Pece	20	$2,3 \cdot 10^8$
Aria	0	$1,70 \cdot 10^{-5}$
Aria	10	$1,75 \cdot 10^{-5}$
Aria	20	$1,80 \cdot 10^{-5}$

Se occorre applicare uno sforzo τ per mantenere la piastra in moto, allora questo significa che il fluido esercita uno sforzo uguale ed opposto sulla lastra. In generale, se consideriamo il piano a

quota z , parallelo all'asse xy , abbiamo che il fluido sottostante il piano esercita sul fluido sovrastante uno sforzo di taglio

$$\tau_{zx} = -\eta \frac{dv_x(z)}{dz} \quad (2)$$

La notazione con doppio pedice (tensore degli sforzi) è particolarmente utile in casi di modo più complesso. Il primo pedice indica la direzione della normale al piano considerato, il secondo pedice indica la direzione di azione dello sforzo. Ad esempio, con doppio pedice z , indichiamo lo sforzo normale (pressione) esercitato dal fluido che si trova a $z' < z$ sul fluido sovrastante.

Il fenomeno della viscosità è un fenomeno di trasporto di quantità di moto: la quantità di moto della lastra viene comunicata agli strati di fluido sottostante perché il fluido possiede una viscosità diversa da zero: τ_{zx} può considerarsi come la densità di flusso della componente x della quantità di moto nella direzione z . Infatti la densità di flusso della quantità di moto $\Phi(p)$ è la quantità di moto trasmessa attraverso una superficie unitaria nell'unità di tempo. Quindi ha dimensioni $[\Phi(p)] = MLT^{-1}L^{-2}T^{-1} = ML^{-1}T^{-2}$ che coincidono con quelle di una forza per unità di superficie.

Viscosità nei gas e nei liquidi

La legge di Newton per i gas può essere dedotta nell'ambito del modello cinetico. Facendo riferimento alla Figura 1, si consideri un piano parallelo al piano xy , posto ad una generica quota $0 < z_0 < L$. Le molecole che attraversano tale piano portano con sé la propria componente x della quantità di moto: la parte di gas che sta a $z > z_0$ riceve molecole lente e cede molecole veloci, quindi perde quantità di moto. Per il gas che sta al di sotto del piano considerato accade esattamente il contrario.

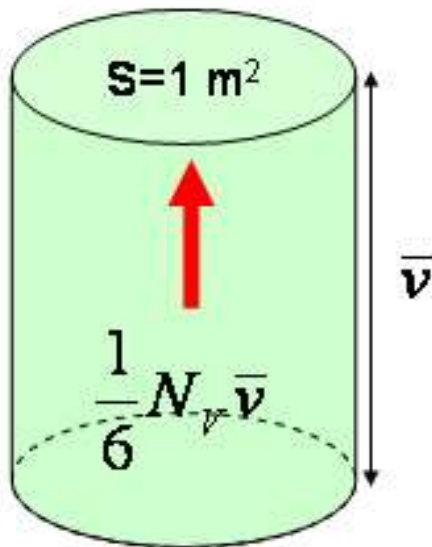


Figura 3 Numero di molecole che attraversano una superficie unitaria in un secondo

Se indichiamo con N_V il numero di molecole per unità di volume e con \bar{v} la loro velocità media, il numero di molecole per unità di volume che in ogni momento si muovono verso l'alto (o verso il basso) è, per l'ipotesi di caoticità del moto molecolare, pari a $\frac{1}{2} \left(\frac{1}{3} N_V \right) = \frac{1}{6} N_V$. Il numero di

molecole che in un secondo attraversano una superficie unitaria muovendosi dal basso verso l'alto (e viceversa) è pari a quello contenuto in un cilindro di base unitaria ed altezza \bar{v} (cfr Figura 3). La quantità di moto trasferita al gas che si trova a $z > z_0$ per unità di superficie e per unità di tempo

(flusso della quantità di moto) è $\Phi_A = \frac{1}{6} N_V \bar{v} m v_x (z_0 - \lambda)$, dove λ è il libero cammino

medio e $v_x(z_0 - \lambda)$ è la componente x della velocità delle molecole calcolata per $z = z_0 - \lambda$.

Analogamente, il flusso della quantità di moto verso il basso è $\Phi_B = \frac{1}{6} N_V \bar{v} m v_x(z_0 + \lambda)$. Per il teorema dell'impulso, la componente x della forza per unità di superficie esercitata sulla parte di gas che si trova a $z > z_0$ (ossia τ_{zx}) è data dal flusso netto di quantità di moto verso l'alto:

$$\tau_{zx} = \Phi_A - \Phi_B = \frac{1}{6} N_V \bar{v} [m v_x(z_0 - \lambda) - m v_x(z_0 + \lambda)] \cong -\frac{1}{3} N_V \bar{v} m \lambda \frac{dv_x}{dz} \quad (3)$$

La (2) non è altro che l'espressione della legge di Newton per i gas ideali. Confrontando la (2) e la (3) si trova che la viscosità di un gas può essere espressa come:

$$\eta = \frac{1}{3} N_V \bar{v} m \lambda$$

Se sostituiamo in questa espressione i valori della velocità media e del libero cammino medio previsti dal modello cinetico, troviamo:

$$\eta = \frac{1}{3} N_V \bar{v} m \lambda = \frac{1}{3} N_V \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} m \frac{1}{\sqrt{2} N_V \pi d^2} = \frac{1}{\pi d^2} \sqrt{\frac{4kTm}{\pi}}$$

Quindi la viscosità è effettivamente una caratteristica del gas e cresce al crescere della temperatura con andamento $\eta \propto \sqrt{T}$. In effetti i dati riportati in Tabella 1 mostrano un aumento della viscosità dei gas con la temperatura. Viceversa i liquidi presentano una viscosità che diminuisce al crescere di T .

Un modello molto semplificato per descrivere il flusso viscoso in un liquido è quello che descrive le molecole del liquido come sfere rigide poste a contatto tra loro, ma libere di scorrere le une sulle altre. In condizioni di quiete, ogni molecola occupa una posizione che è dovuta alle forze esercitate dalle altre molecole presenti nel liquido: ogni molecola si trova quindi in una buca di potenziale di

valore W_0 . La distanza media tra le molecole vale $\ell = \sqrt[3]{\frac{V}{N}}$ dove V è il volume occupato dal liquido

e N il numero totale di molecole presenti. In caso di moto di scorrimento, su ogni molecola agisce una forza F tendente a spostarla nella posizione adiacente distante ℓ , in altri termini si viene ad alterare la struttura della buca di potenziale: il moto nella direzione concorde con la forza è più probabile di quello nella direzione discorde. Se il liquido si trova alla temperatura T , il numero di spostamenti di una quantità ℓ nel verso della forza esterna nell'unità di tempo è, secondo la meccanica statistica:

$$k_A = C e^{-\frac{W_0 - W}{kT}} = C e^{-\frac{W_0}{kT}} e^{\frac{W}{kT}} = C' e^{\frac{W}{kT}} \cong C' \left(1 + \frac{W}{kT} \right)$$

dove $W = F\ell$ (è il lavoro fatto sulla molecola dalla forza esterna) e dove si è utilizzata l'espressione

$$e^x = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{x^n}{n!}, \text{ arrestandosi al primo ordine (per } x \ll 1 \text{)}.$$

Analogamente il numero di spostamenti nella direzione opposta è:

$$k_I \cong C' \left(1 - \frac{W}{kT} \right)$$

Queste relazioni ci dicono che la barriera di potenziale da superare per muoversi nella direzione concorde con la forza esterna è meno profonda di quella da superare per muoversi nella direzione opposta. La velocità media di propagazione in direzione concorde con la forza è:

$$v = \ell(k_A - k_I) = C' \frac{2\ell W}{kT} = C' \frac{2F\ell^2}{kT}$$

Quindi la forza che agisce sulla molecola vale $F = \frac{vkT}{2\ell^2 C}$. Lo sforzo di taglio sul volume elementare occupato da una molecola è legato per definizione alla viscosità dalla relazione seguente, che consente di esprimere la viscosità in termini microscopici:

$$\eta \frac{dv}{dz} \equiv \frac{F}{\ell^2} = \frac{kT}{2C'\ell^3} \left(\frac{v}{\ell} \right) \Rightarrow \eta = \frac{kT}{2C'\ell^3} = \frac{kT}{2C\ell^3} e^{\frac{W_0}{kT}}$$

Tenendo presente che $\ell^3 = \frac{V_{MOL}}{N_A}$ e che $R = kN_A$ si trova:

$$\eta = \frac{RT}{2V_{MOL}C} e^{\frac{N_A W_0}{RT}} = \frac{RT}{2V_{MOL}C} e^{\frac{E_{ATT}}{RT}}$$

L'energia di attivazione E_{ATT} è l'energia necessaria per spostare una mole di liquido ed ha un valore compreso tra un quarto ed un terzo dell'entalpia di evaporazione.

Distribuzione di velocità in un velo d'acqua

Si consideri uno strato di fluido newtoniano, di spessore d , che scorre su una parete verticale (per brevità: velo d'acqua, anche se la natura del fluido è irrilevante) come illustrato in Figura 4 sotto l'azione della forza di gravità. Limitiamo la nostra attenzione ad una porzione della parete alta h e larghezza ℓ . In condizioni di regime, il flusso è stazionario e, se lo spessore è piccolo, laminare.

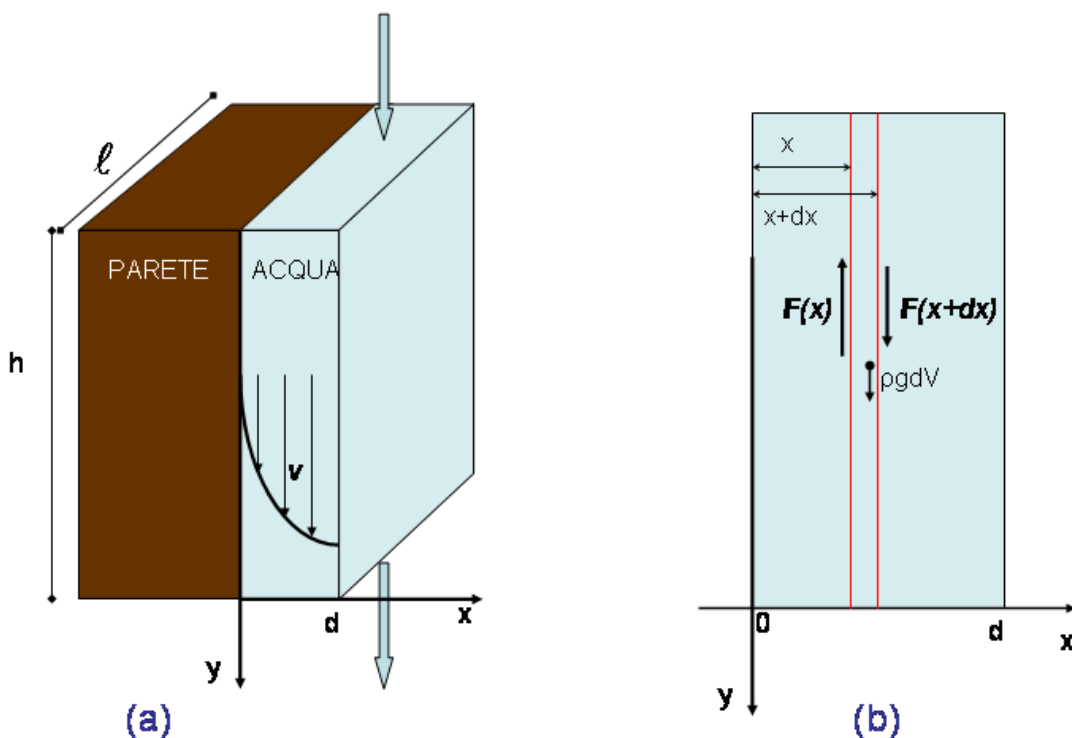


Figura 4 (a) Velo di fluido che fluisce su una parete verticale. (b) Schema delle forze che agiscono su uno strato fluido

Il vettore velocità degli strati di fluido sarà sempre parallelo all'asse y e concorde con esso. Vogliamo determinare la dipendenza da x della velocità. A tale scopo fissiamo la nostra attenzione su uno strato infinitesimo di fluido situato tra x e $x+dx$ (Figura 4 b). Esso è soggetto a 3 forze, tutte agenti lungo l'asse y :

1. La forza peso $dF_p = \rho g dV = \rho g \ell h dx$,

2. la forza di attrito viscoso esercitata dallo strato fluido esterno ($x' > x + dx$)

$$F(x + dx) = \eta \ell h \left. \frac{dv}{dx} \right|_{x+dx}$$

3. la forza di attrito viscoso esercitata dallo strato fluido interno ($x' < x$) $F(x) = -\eta \ell h \left. \frac{dv}{dx} \right|_x$

In condizioni stazionarie la forza risultante deve essere nulla e quindi:

$$\eta \ell h \left(\left. \frac{dv}{dx} \right|_{x+dx} - \left. \frac{dv}{dx} \right|_x \right) + \rho g \ell h dx = 0 \Rightarrow \eta \ell h \frac{d^2 v}{dx^2} dx + \rho g \ell h dx = 0 \Rightarrow \frac{d^2 v}{dx^2} = -\frac{\rho g}{\eta}$$

Si tratta di equazione differenziale del secondo ordine facilmente integrabile. La prima integrazione fornisce:

$$\int \frac{d^2 v}{dx^2} dx = \int -\frac{\rho g}{\eta} dx \Rightarrow \frac{dv}{dx} = -\frac{\rho g}{\eta} x + K_1$$

La costante di integrazione si determina tenendo presente che $\lim_{x \rightarrow d} \frac{dv}{dx} = 0$ e quindi $K_1 = \frac{\rho g}{\eta} d$.

Pertanto il rateo di variazione della velocità con x è

$$\frac{dv}{dx} = \frac{\rho g}{\eta} (d - x)$$

Con un'ulteriore integrazione si ottiene la dipendenza della velocità da x :

$$v(x) = \frac{\rho g d}{\eta} x - \frac{\rho g}{2\eta} x^2 + K_2$$

La costante di integrazione K_2 si determina tenendo presente che la velocità dello strato limite è nulla, quindi:

$$v(x) = \frac{\rho g}{\eta} \left(xd - \frac{1}{2} x^2 \right)$$

Dalla velocità si ricava la portata, che è definita come il flusso del campo di velocità e si esprime in m^3/s :

$$Q = \int_S \vec{v} \cdot \hat{n} dS \quad (dS \text{ è un elemento di superficie e } \hat{n} \text{ è il versore normale ad esso})$$

In questo caso la superficie è un rettangolo di area ℓd e la portata si scrive come

$$Q = \int_S [v(x) \hat{j}] \cdot \hat{j} \ell dx = \frac{\rho g \ell}{\eta} \int_0^d \left(xd - \frac{x^2}{2} \right) dx = \frac{\rho g \ell d^3}{3\eta}$$

Essa è inversamente proporzionale alla viscosità e proporzionale al cubo dello spessore del velo d'acqua e alla sua larghezza ℓ .

Legge di Hagen-Poiseuille

Affrontiamo ora un altro esempio notevole di moto laminare viscoso: consideriamo un condotto cilindrico orizzontale, di sezione costante (Figura 5) all'interno del quale scorra un fluido incomprimibile con flusso stazionario e laminare. Ci proponiamo di trovare la portata del condotto. Per la simmetria cilindrica del problema, la velocità, parallela all'asse x , dipende dalla distanza r da esso: in particolare è nulla per $r=R$ (strato limite) e massima per $r=0$. La portata si può quindi esprimere come:

$$Q = \int_0^R v(r) dS = \int_0^R 2\pi r v(r) dr$$

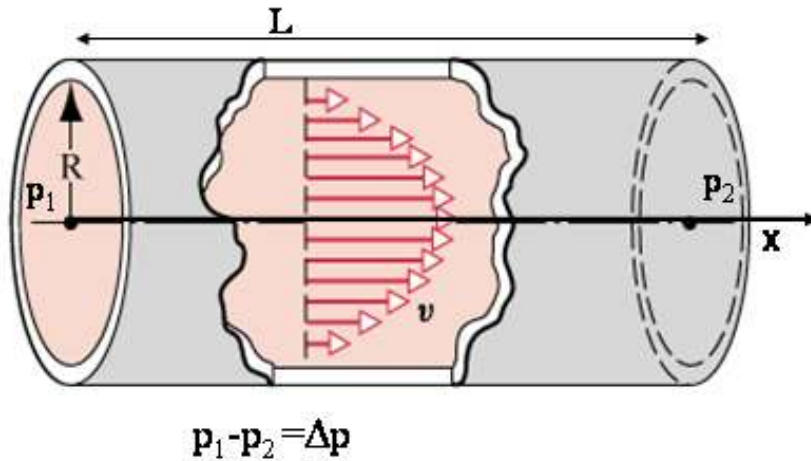


Figura 5 Flusso laminare e stazionario in un condotto cilindrico

Per valutare la portata occorre quindi trovare la dipendenza della velocità da r . A questo scopo utilizziamo lo stesso approccio adottato per il velo d'acqua e consideriamo una corona cilindrica avente per base una corona circolare, coassiale con il condotto, di raggi r e $r+dr$. Dato che il flusso è stazionario, la risultante delle forze agenti sulla corona cilindrica è nulla. Queste forze sono 3 e sono tutte dirette secondo l'asse x :

1. La differenza di pressione $\Delta p = p_1 - p_2$ determina una forza di componente $\Delta p dS = \Delta p 2\pi r dr$
2. La forza di attrito viscoso esercitata dal fluido situato all'interno della corona considerata. Questo fluido è più veloce e quindi tende a trascinare con sé gli strati fluidi più esterni. La forza è quindi diretta nel verso positivo dell'asse x e vale $-\eta 2\pi L \left(r \frac{dv}{dr} \right)_r$. Il segno negativo è dovuto al fatto che la velocità diminuisce al crescere di r .
3. La forza di attrito viscoso esercitata dal fluido esterno alla corona cilindrica. Dato che questo fluido è più lento di quello situato più internamente, la forza è negativa e vale $\eta 2\pi L \left(r \frac{dv}{dr} \right)_{r+dr}$

La risultante delle forze è quindi:

$$F_{ris} = \Delta p 2\pi r dr + \eta 2\pi L \left[\left(r \frac{dv}{dr} \right)_{r+dr} - \left(r \frac{dv}{dr} \right)_r \right] = \Delta p 2\pi r dr + \eta 2\pi L \frac{d \left(r \frac{dv}{dr} \right)}{dr} dr = 0$$

Si tratta di un'equazione differenziale a variabili separabili:

$$d \left(r \frac{dv}{dr} \right) = -\frac{\Delta p}{\eta L} r dr \Rightarrow \int d \left(r \frac{dv}{dr} \right) = -\frac{\Delta p}{\eta L} \int r dr \Rightarrow r \frac{dv}{dr} = -\frac{\Delta p}{2\eta L} r^2 + K_1$$

Per arrivare ad un'espressione di v in funzione di r , occorre effettuare una seconda integrazione:

$$\int dv = -\frac{\Delta p}{2\eta L} \int r dr + K_1 \int \frac{dr}{r} \Rightarrow v = -\frac{\Delta p}{4\eta L} r^2 + K_1 \ln r + K_2$$

Le due costanti di integrazione si determinano considerando le condizioni al contorno: $K_1 = 0$ perché $v(0)$ è una quantità finita, mentre per determinare l'altra costante si impone che $v(R) = 0$:

$$v(R) = 0 \Rightarrow K_2 = \frac{\Delta p}{4\eta L} R^2$$

Quindi l'espressione finale per il profilo radiale della velocità è:

$$v(r) = \frac{\Delta p}{4\eta L} (R^2 - r^2) = \frac{\Delta p_L R^2}{4\eta} \left[1 - \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right]$$

La velocità ha un andamento parabolico ed è direttamente proporzionale alla caduta di pressione per unità di lunghezza Δp_L (quantità uguale ed opposta al gradiente di pressione).

A questo punto è possibile calcolare la portata del condotto:

$$Q = \int_0^R 2\pi r v(r) dr = \int_0^R 2\pi r \frac{\Delta p_L}{4\eta} (R^2 - r^2) dr = \frac{\pi \Delta p_L R^4}{8\eta}$$

Questo risultato è noto come legge di Hagen-Poiseuille. La portata è direttamente proporzionale alla quarta potenza del raggio del condotto e direttamente proporzionale al modulo del gradiente di pressione.

La velocità media con la quale il fluido scorre è $v_m = \frac{Q}{\pi R^2} = \frac{R^2 \Delta p_L}{8\eta}$. Vista la dipendenza dal quadrato del raggio, la velocità è in generale bassa nei tubi capillari. Come vedremo tra poco, il flusso è laminare solo in particolari condizioni, che si realizzano per basse velocità del flusso. Quindi la legge di Hagen-Poiseuille è generalmente valida per il moto di fluidi in tubi capillari.

Fluidi non newtoniani (cenni)

In Figura 2 sono rappresentati dei reogrammi di fluidi newtoniani per i quali c'è proporzionalità tra la variazione della velocità nella direzione ortogonale allo sforzo di taglio applicato e l'intensità dello sforzo. In Figura 6 sono invece rappresentati dei reogrammi non lineari, caratteristici dei fluidi non newtoniani.

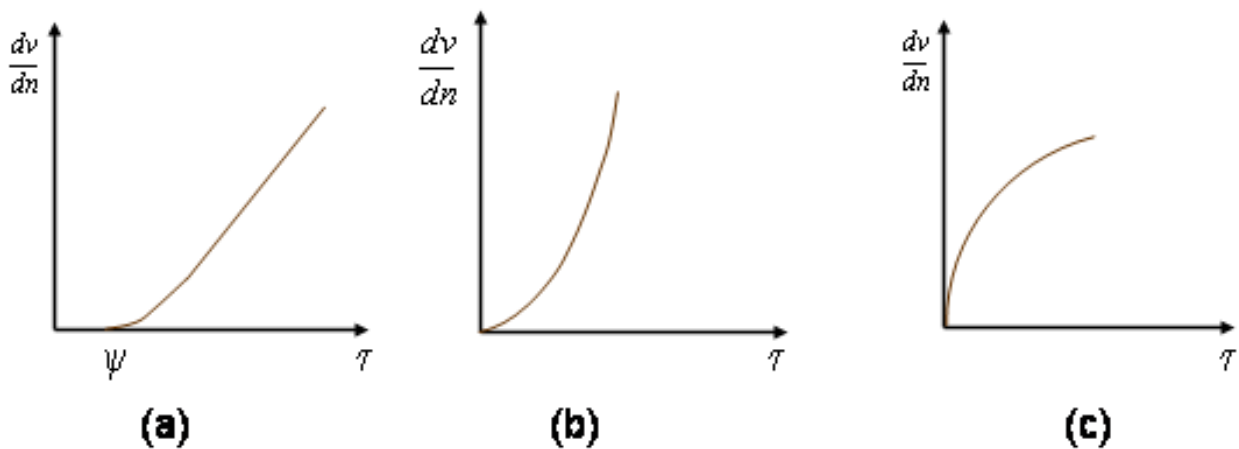


Figura 6 Flusso plastico (a) ; Flusso pseudoplastico (b); Flusso dilatante (c)

Il grafico mostrato in Figura 6-a rappresenta il comportamento di un fluido che presenta flusso plastico. Queste sostanze sono in grado di reggere sforzi di taglio senza che si verifichino deformazioni se lo sforzo è inferiore ad un valore di soglia ψ che prende il nome di valore limite di scorrimento. Al di sopra del valore limite di scorrimento, il fluido segue con buona approssimazione la legge di Newton. Presentano flussi plastici le sospensioni concentrate nelle quali il materiale in sospensione fornisce una certa struttura al sistema, che può scorrere una volta vinte le forze di legame che gli danno coesione. I fanghi e certe pomate seguono un comportamento di questo tipo. Nel caso di flusso pseudoplastico (Figura 6-b) si ha scorrimento anche in presenza di sforzi di modica entità, ma la viscosità non è definita in modo univoco. Essa può essere definita come funzione dello sforzo applicato e si determina a partire dalla pendenza $f(\tau)$ della tangente alla curva come $\eta(\tau) = \frac{1}{f(\tau)}$. Si vede che nel caso di flusso pseudoplastico, la

viscosità diminuisce al crescere dello sforzo applicato (*shear thinning*, nella terminologia anglosassone). Questo comportamento è proprio dell'argilla, dei sistemi colloidali, della gelatina, del cemento liquido e dei polimeri in soluzione.

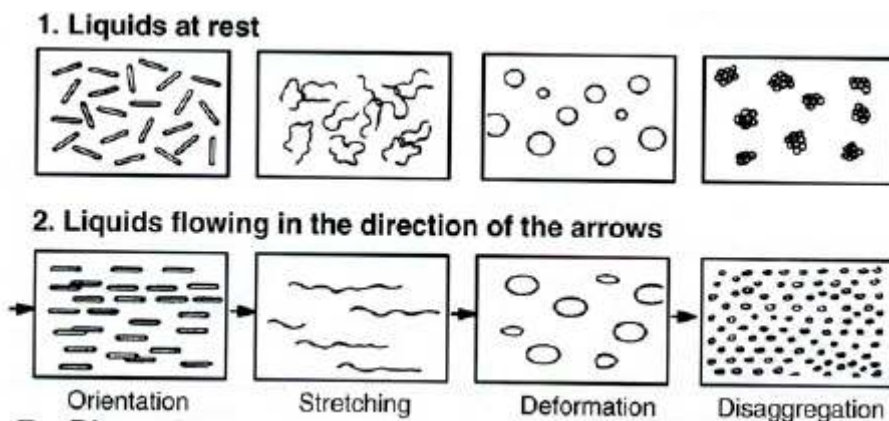


Figura 7 Meccanismi responsabili del flusso pseudoplastico

I meccanismi responsabili del flusso pseudoplastico sono illustrati in Figura 7: esso è dovuto al fatto che queste sostanze non sono omogenee, ma costituite da particelle di forma irregolare disperse in una base liquida, da emulsioni o da molecole caratterizzate da catene lunghe. In presenza di un flusso si passa dalla situazione schematizzata in Figura 7-1 a quella schematizzata in Figura 7-2: l'allineamento delle particelle o delle molecole consente alle medesime di scivolare più facilmente le une sulle altre.

In Figura 6-c è mostrato invece il reogramma di un flusso dilatante (*shear thickening*) per il quale si ha un aumento della viscosità al crescere dello sforzo applicato. Questo comportamento è caratteristico delle sospensioni di particelle solide ad elevata concentrazione (>50%) non aggregate (ad esempio le sospensioni di amido in acqua, paste all'ossido di zinco). In condizioni di riposo, gli spazi tra le particelle in sospensione sono ridotti al minimo. Il fluido che permea gli spazi liberi è in grado di assicurare scorrimenti modesti. Al crescere dello sforzo applicato, aumenta il moto delle particelle, che si urtano fra loro determinando un aumento degli spazi liberi che non riescono ad essere riempiti dal veicolo liquido che pertanto non riesce a garantire una lubrificazione adeguata: questo determina un aumento della viscosità.

Per molti fluidi non newtoniani la curva del reogramma percorsa per sforzi crescenti non coincide con quella per sforzi decrescenti, in altri termini il gradiente di velocità non è una funzione univoca dello sforzo applicato, ma può dipendere dalla velocità con cui variano gli sforzi e dal tempo per cui sono applicati. Questo fenomeno prende il nome di tixotropia. I sistemi tixotropici sono costituiti da particelle che formano una struttura non molto stabile: in condizione di quiete il materiale ha la consistenza di un gel. In presenza di sforzi di taglio, la struttura si disgrega ed il sistema acquisisce fluidità. Lo stato di gel si ricostituisce lentamente, una volta cessata la sollecitazione. Le vernici tixotropiche sono caratterizzate da una certa fluidità quando vengono applicate e pertanto soggette a sforzi, ma non colano perché riprendono consistenza dopo l'applicazione.