Lezione 13 -

$$F = f(\rho, \mu, k, l, B, h, s)$$

$$\frac{F}{\rho V^2 h^2} = f_2\left(\frac{l}{h}, \frac{B}{h}, \frac{s}{h}, Re, Ma\right) \rightarrow$$ Adimensionamento di legami con teorema π

λ_h $\quad\quad$ λ_V

$\lambda_\rho \Longrightarrow$

λ_μ $\quad\quad$ λ_k

Se tutti i π sono in scala si ha una similitudine completa.

Trovare un fluido che mantiene Re, Ma e k.

Quello che si può fare è prendere un fluido che ha:

λ_ρ $\quad$ Fare un modello con lo stesso
λ_μ $\quad$ fluido al modello del prototipo,
λ_k $\quad$ significa che dobbiamo fare un modello delle stesse dimensioni del prototipo.

Si può fare con l'acqua, ci da dei $\lambda_\rho, \lambda_\mu, \lambda_k$ e possiamo allora fare così.

↳ L'unico problema l'acqua deve esser

muore molto velocemente, con delle dimensioni grandi

Concettualmente la similitudine completa non è praticamente fattibile date le quantità requisite.

Tranne se il prototipo è sestimo piccolo.

Se il prototipo non è piccolo, bisogna fare una similitudine incompleta.

Similitudine Incompleta

Tengo lo stesso fluido del caso reale.

$\Rightarrow \lambda_\rho = 1$

$\lambda_\kappa = 1$

$\lambda_\mu = 1$

Scegliamo anche un $\lambda_L = \dots$

Violando il teorema Π dove dovevamo scegliere solo 3 $\Rightarrow$ ci sarà una conseguenza.

Cerchiamo di imporre la similitudine degli altri λ

$\lambda_{Re} = 1 \implies \dfrac{\lambda_\rho \lambda_V \lambda_L}{\lambda_\mu} \implies \lambda_V = \lambda_L^{-1}$

senza scelta di λ_L — sono diversi

$\lambda_{Ma} = 1 \implies \dfrac{\lambda_V}{\sqrt{\dfrac{\lambda_\kappa}{\lambda_\rho}}} \Rightarrow \lambda_V = 1 \longrightarrow$ Paghiamo con problemi

Garantendo λ_{Re}, cambia λ_v, garantendo λ_{Ma} non cambia λ_v.

↳ Allora si sceglie a quale obbedire.

Conseguenza della scelta.

Facciamo una similitudine Reynolds

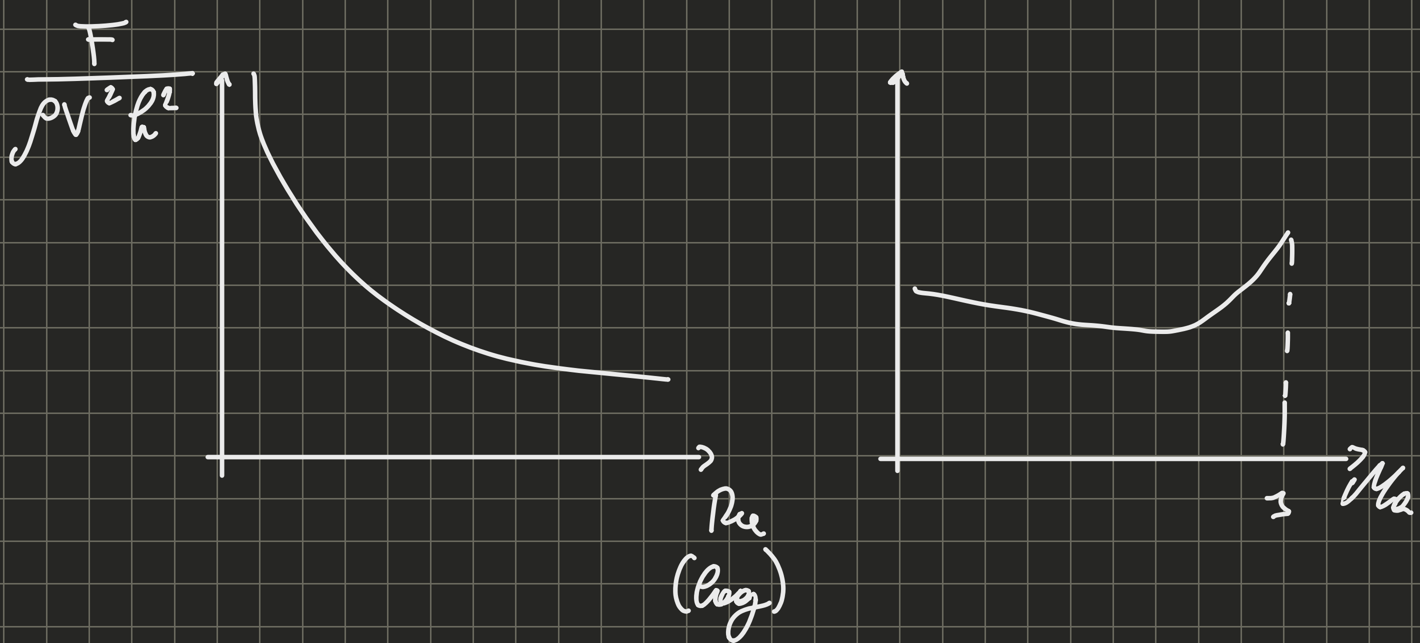
$$\lambda_{Re} = 1 \Rightarrow \lambda_{Ma} = \frac{\lambda_v}{\sqrt{\frac{\lambda_u}{\lambda_\rho}}} = \lambda_h^{-1}$$

Se obbediamo al numero di Reynolds λ_{Ma} è più grande del vero.

$$\text{Se } \lambda_{Ma} = 1 \Rightarrow \lambda_{Re} = \frac{\lambda_\rho \lambda_v \lambda_h}{\lambda_\mu} = \lambda_h$$

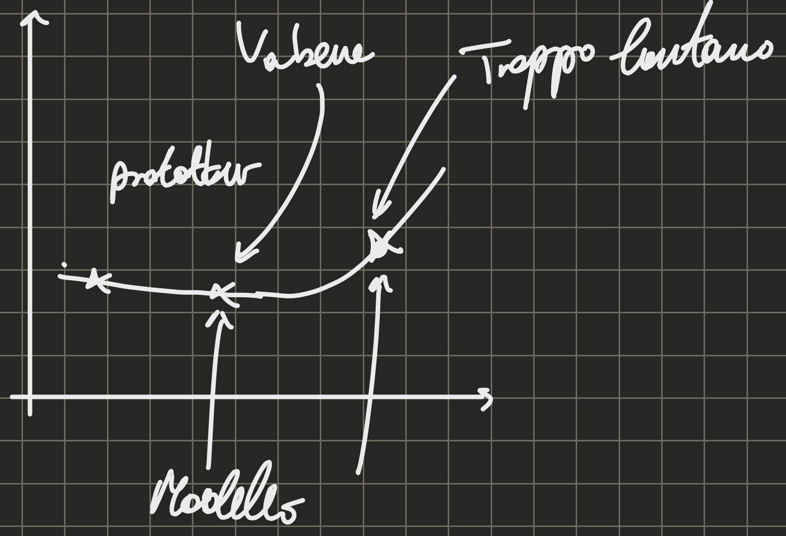
<u>È accettabile o no?</u>

Dipende dai valori che prendiamo.



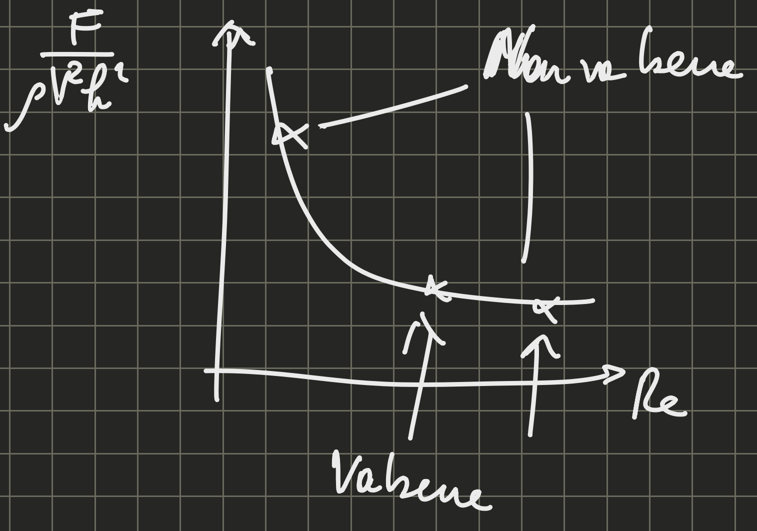
Dipendenza di $F/\rho V^2 h^2$ da Re e Ma

Facendo una similitudine in Re, Ma aumenta se



Le regioni dove sono piatti si chiamano autosimilitudine, cioè il parametro non importa.

Allora variamo 1 e accettiamo l'altro a patto che non vari molto

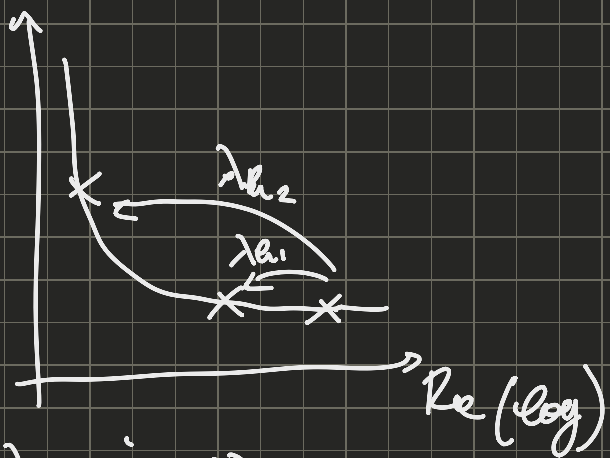


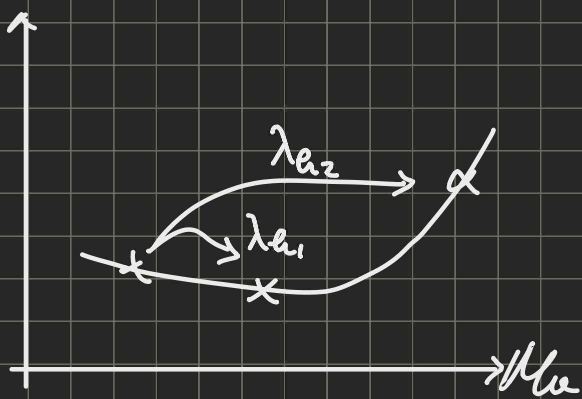
Quando facciamo modelli nello stesso fluido, dobbiamo accettare una similitudine incompleta, si accetta che un parametro vario, a patto che rimango in similitudine.

Riducendo il modello di tanto cambia la nostra posizione nelle curve di più.

Più grande è la galleria, più vicino a 1 può esser λ_L, più va meglio il modello.

Reynolds di solito è in similitudine di Ma, perché è più facile uscire dalla autosimilitudine di Mach che Reynolds perché Reynolds è logaritmico.



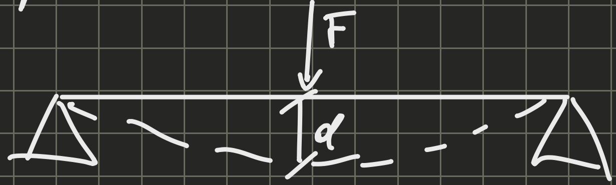


λ_{L_2} è più grande di λ_{L_1}

Reynolds ha un campo di autosimilitudine più grande, quindi è meno facile uscirne, quindi scegliamo la similitudine per Mach.
(similitudine completa ha $\lambda_{Ma}, \lambda_{Re}, \lambda_L = 1$, se il fluido è lo stesso)

Il teorema Π è molto elastico in come viene usato

Corpi flessibili



$$d = f(F, \gamma_s, l, B, s, E)$$

↳ Young

Adimensionalizzazione

$$\frac{d}{l} = f_2\left(\frac{\gamma_s l^3}{F}, \frac{B}{l}, \frac{s}{l}, \frac{E l^2}{F} \right)$$

Scegliamo $\lambda_l, \lambda_{\gamma_s} \Rightarrow \lambda_F, \lambda_E$

↳ Problema perché abbiamo lo stesso problema di trovare un materiale che ha λ_{γ_s} e λ_E

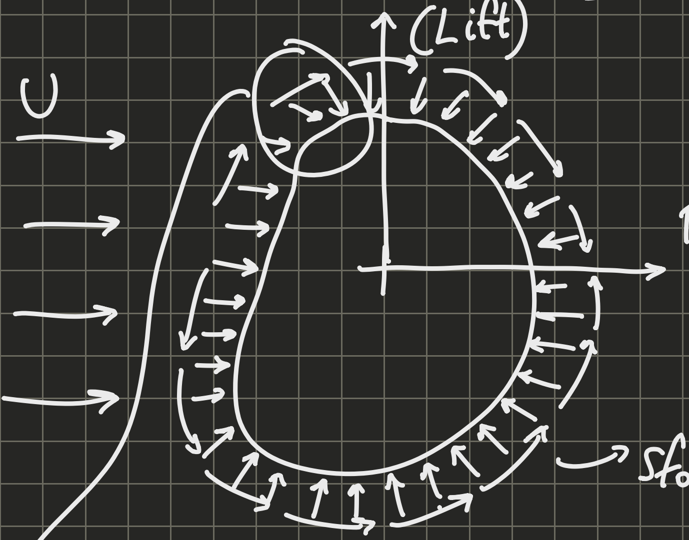
Non c'è materiali per cui abbiamo λ_{γ_s} e λ_E, quindi nelle gallerie del vento si usano aeroelastici, usando tocchetti e molle tra di loro per avere la similitudine che non avremmo in altri casi.

↳ simile ai metodi numerici per discretizzazione di travi.

10:23 Nome nuovo capitolo

Perpendicolare moto incidente.

Forze da fluido su oggetto



Parallelo a moto incidente

Sforzi su superficie.

Di solito non si fa riferimento alle forze ma ai loro Π.

Non uguale alla funzione di prima

$$\Pi_{Drag} = C_D = \frac{D}{\frac{1}{2}\rho U^2 A_f}$$

$$\Pi_{Lift} = C_L = \frac{L}{\frac{1}{2}\rho U^2 A_f}$$

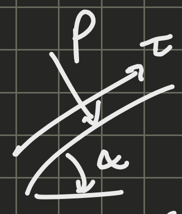
Area frontale

Tutte e due obbediscono il teorema Π

$$F = f(\rho, \mu, k, V, h, \ell, B, s)$$

$$\frac{F}{\rho V^2 h B} = f_2\left(\dots, \frac{B}{h}, \dots\right)$$

Da dove esce A_f



Pezzo abbastanza piccolo per esser considerato piano

$$D = \int_A p \sin\alpha + \tau\cos\alpha \, dA$$

$$L = \int_A (-p\cos\alpha + \tau \sin\alpha) \, dA$$

Facciamo una distinzione

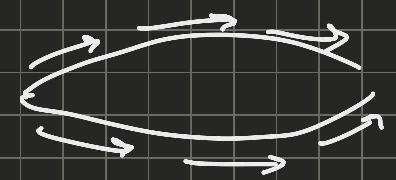
Corpi Affusolati

Non oppone una grossa area frontale, e adattato a fare passare il fluido

Tozzi

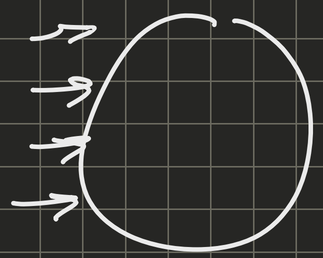
↳ Hanno grossa area frontale.

Affusolato



Drag principalmente da attrito

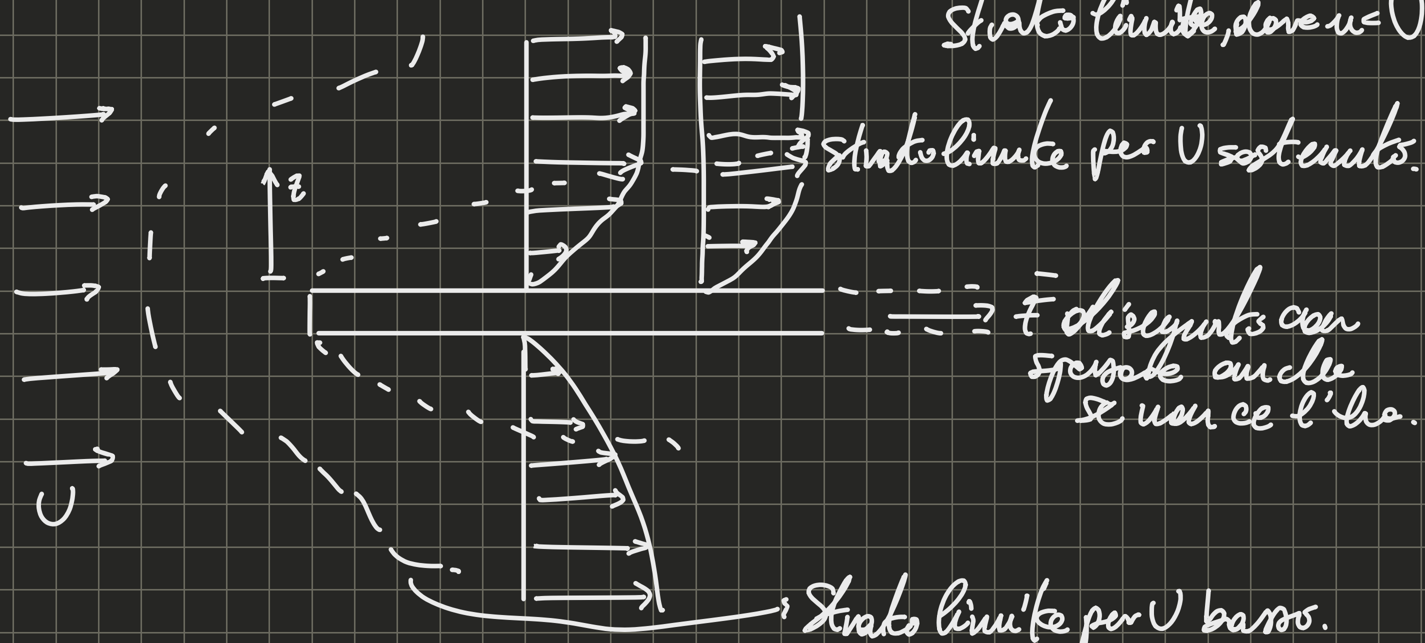
Tozzi



Drag principalmente da pressione

Viene dalla loro forma

Corpi Affusolati ($D \sim \tau$)



Vale la condizione di aderenza perché è un interfaccia fluido parete, allora si crea il profilo di velocità.

A seconda di U, lo strato limite è molto grosso piuttosto che molto piccolo.

Di solito invece di U si parla di Re, ma perché è una lista indefinita, non c'è L per cui definire Re.

L'altezza dello strato limite cresce rispetto alla distanza trascorsa.

spessore strato limite

$\delta \rightarrow$ dove $\frac{u}{U} = 0{,}99$

spessore di spostamento

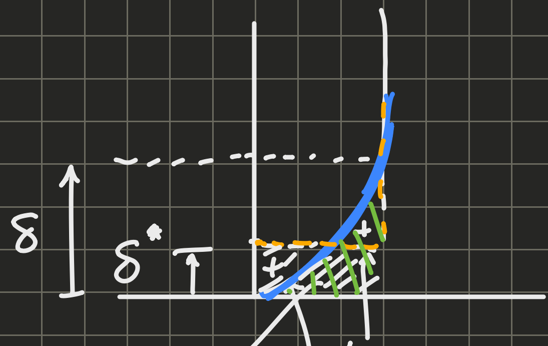
δ^*

$\theta \rightarrow$ spessore di quantità di moto

quadrato della velocità

$$= \int_0^\infty \frac{u}{U}\left(1 - \frac{u}{U}\right) dz$$

$$\delta > \delta^* > \theta$$



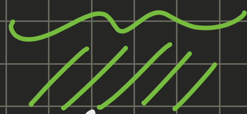
queste aree sono uguali.

Area di è uguale a

hanno la stessa portata.

$$\delta^* U = \int_0^\infty (U - u)\, dz$$

$$\delta^* \boxed{\text{Area}} \over U$$



Area

$$\delta^* = \int_0^\infty \left(1 - \frac{u}{U}\right) dz$$

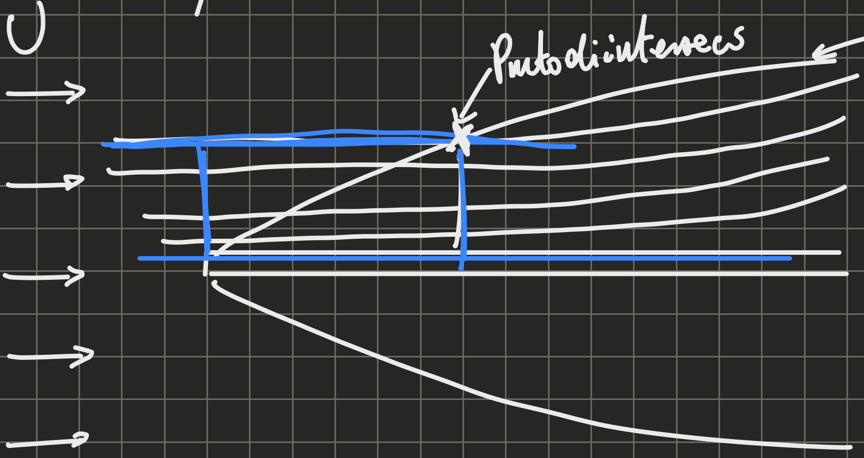
Non ha molto a che fare con δ

Vogliamo trovare il drag

Possiamo guardare il problema in diverse scale di osservazione.

Guardiamo alla scala globale:

Equazione Globale di Strato limite



Linee di corrente sono divergenti perché fluido sta rallentando, quindi la sezione aumenta, qui sono leggermente divergenti.

La divergenza è tanto più grande meno è spesso il fluido

Il volume di controllo per deflessione non è un rettangolo, perché il lato a destra è un po' più grande.

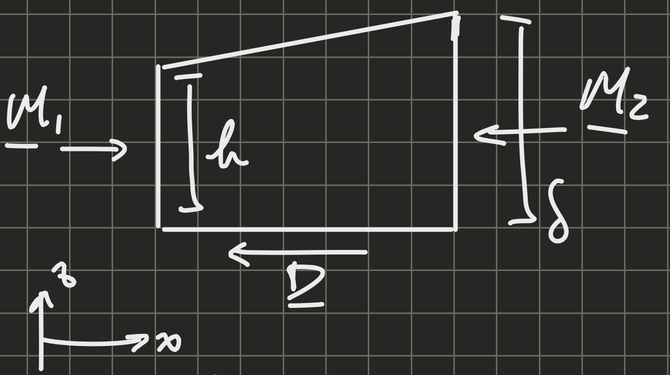
Ipotesi:

Flusso è permanente, laminare.

T solo su piastra e P è uniforme.
‖
Π su quattro facce di equilibrano

↳ Volume di controllo preso una qualsiasi corrente di flusso.

Risultato



$$\underline{M} = \int_A \rho \underline{v}\, v_n \, dA =$$

larghezza piastra.

$$M_{1x} = \rho U^2 h B$$ → perché siamo fuori dallo strato limite quindi le velocità sono costanti

$$M_{2x} = -\int_A \rho u^2 dz \cdot B$$

↳ Siamo dentro quindi dobbiamo considerare $u(z)$!

2 possibilità

$D_x = -M_{1x} - M_{2x}$

$D = M_1 - M_2$

$$D = \rho U^2 h B - \int_0^\delta \rho u^2 B \, dz$$

Equazione di continuità

$$UhB = \int_0^\delta u B \, dz \longrightarrow h = \int_0^\delta \frac{u}{U} \, dz$$

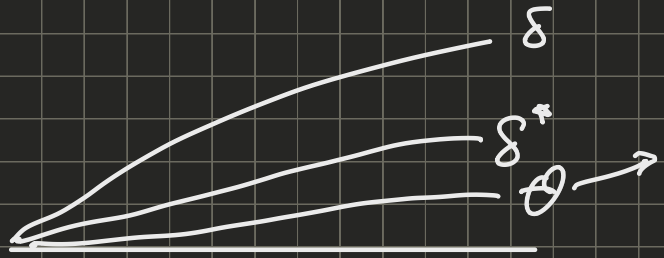
$$\Longrightarrow D = \rho U^2 B \int_0^\delta \frac{u}{U} dz - \underbrace{\int_0^\delta \rho u^2 B \, dz}_{U^2 \int_0^\delta \rho \frac{u^2}{U^2} B \, dz} =$$

$$= \rho U^2 B \int_0^\delta \left(\frac{u}{U} - \frac{u^2}{U^2} \right) dz$$

$$= \rho U^2 B \underbrace{\int_0^\delta \frac{u}{U} \left(1 - \frac{u}{U} \right) dz}_{\Theta}$$

$$D = \rho U^2 B \Theta$$

Drag che è esercitato lungo la lunghezza del volume di controllo, più è grande il volume più è grande il drag.



θ è crescente, quindi anche D è crescente.

τ non è costante, è funzione decrescente della distanza trascorsa.

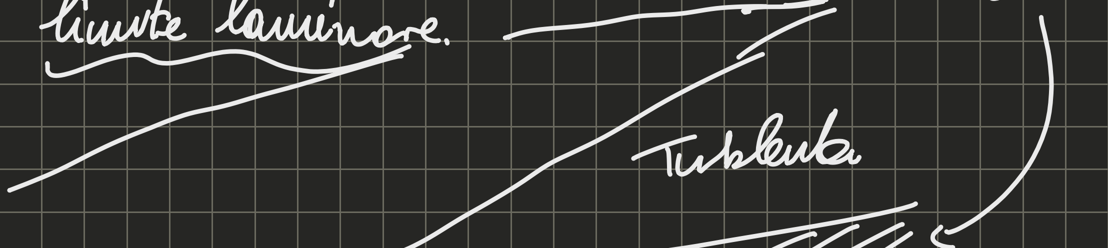
$$\tau(x) = \frac{1}{B}\frac{dD}{dx} = \rho U^2 \frac{d\theta}{dx}$$

Soluzioni all'indefinito senza dimostrazione

$$\frac{\delta}{x} = \frac{k}{\sqrt{Re_x}} \quad \text{dove} \quad Re_x = \frac{\rho U x}{\mu}$$

$$\delta \sim \sqrt{x}$$

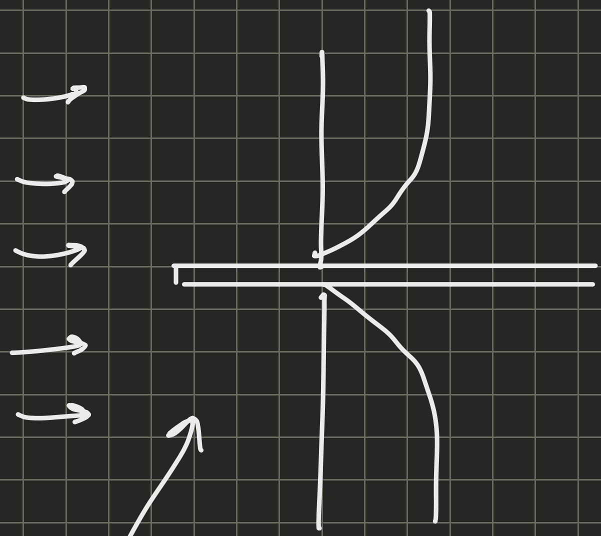
A mano a mano che la lastra è percorsa, lo strato limite non è più sostenibile e diventa turbolente e creano uno substrato limite laminare.

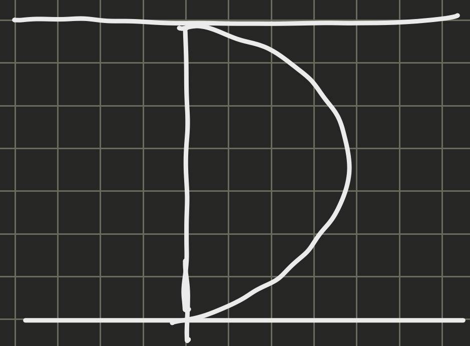


Quando si genera è in base al Re_x.

Con il metodo turbolento il problema non è più risolvibile, si fa solo riferimento a misure sperimentali.

Flusso interno vs. Flusso esterno





$\tau = \rho V^2 \frac{d\theta}{dx} = cost$

↳ legame a quantità di moto

$\rho = cost$

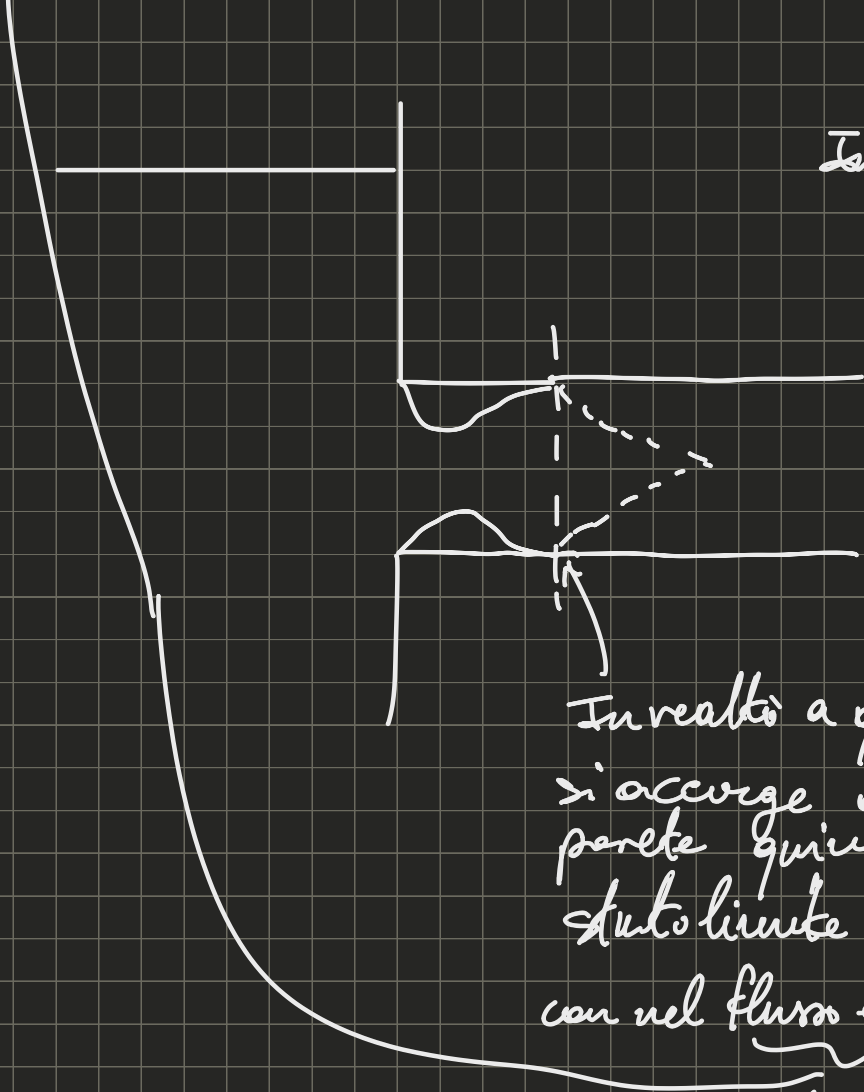
↳ Ipotesi

$\tau = \gamma R J = cost$

↳ legame a pressione

stesso studio, ma il comportamento è completamente diverso.

Il tubo fa da contorno che non gli permette di perdere τ, perché non si può espandere.
Quello esterno può espandersi quindi perde quantità di moto.



In realtà

In realtà a questo punto il fluido si accorge di avere una parete quindi sviluppano uno strato limite sia sopra che sotto, come nel flusso esterno, quando questi strati limiti si incontrano cresce come il flusso di Poiseuille.