Dynamique et modélisation de la turbulence

5. Turbulence cisaillée

5.1 Ecoulements cisaillés libres

5.2 Ecoulements de paroi

Paola CINNELLA

paola.cinnella@sorbonne-universite.fr

SCIENCES SORBONNE UNIVERSITÉ

∂'Alembert Institut Jean le Rond d'Alembert

Ecoulements cisaillés libres

SCIENCES SORBONNE UNIVERSITÉ

∂'Alembert
Institut Jean le Rond d'Alembert

Ecoulements cisaillés libres

Cas 2D : m=j=0
Cas axi : m ou j =1

- Caractérisés par une direction dominante
- Effets visqueux de proche paroi absents
- Les équations RANS peuvent être simplifiées en adoptant une approximation de type couche limite :

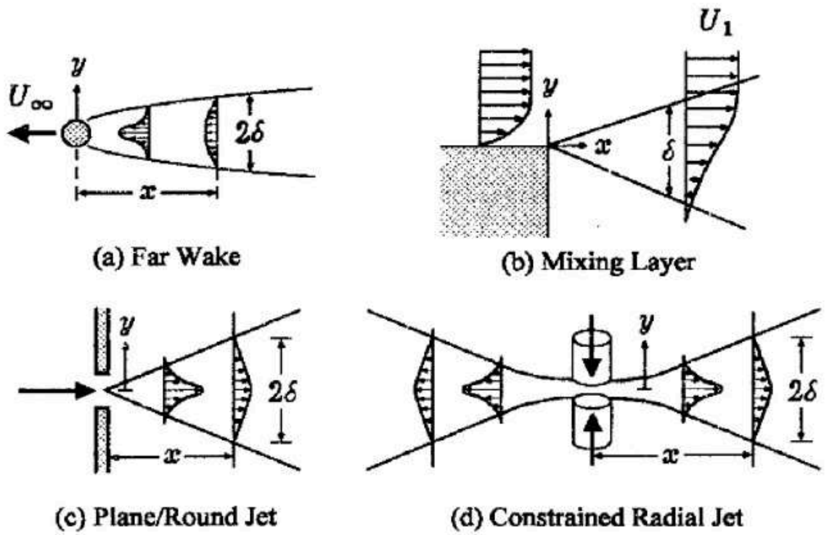
$$\frac{1}{x^m}\frac{\partial(x^m u)}{\partial x}+\frac{1}{y^j}\frac{\partial(y^j v)}{\partial y}=0 \text{ (continuité)}$$

(*)

$$u\frac{\partial u}{\partial x}+v\frac{\partial u}{\partial y}=\frac{1}{y^j}\frac{\partial\left(y^j(\tau_{xy}+\tau_{xy}^R)\right)}{\partial y} \text{(Q. mvt en x)}$$

- Recherche de **solutions auto-similaires**
- Loin de la géométrie, la solution adimensionnée ne dépend que d'une seule variable (variable de similitude)
- Exemple :

$$\frac{u(x,y)}{u_0(x)}=F(\eta), \qquad \eta=\frac{y}{\delta(x)}$$



Exemples d'écoulements cisaillés libres
(From Wilcox, 2006)

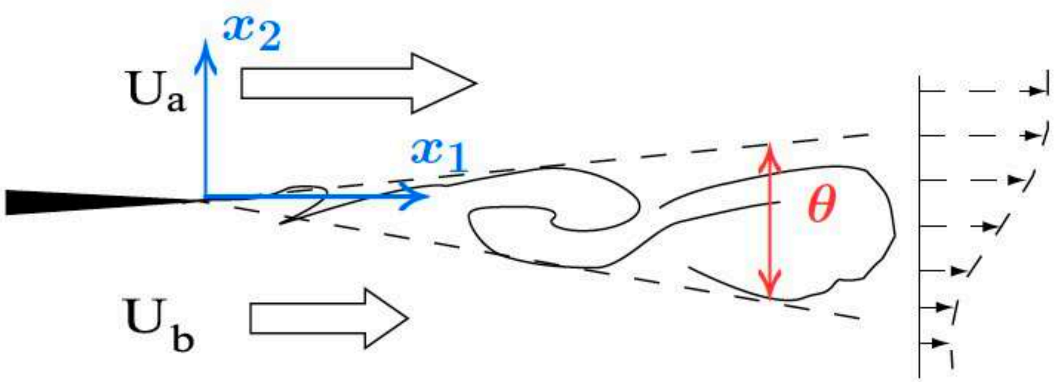
Couche de mélange turbulente

- Définitions :

$$\boxed{u_1 = U + \tilde{u}_1, \qquad u_2 = V + \tilde{u}_2}$$

$$\boxed{\langle \tilde{u}_1 \rangle = \langle \tilde{u}_2 \rangle = 0}$$

$$\boxed{\overline{U} = \frac{U_a + U_b}{2}} \qquad \boxed{\beta = \frac{U_a - U_b}{U_a + U_b} \in (0,1)}$$



- Objectif :
  - Calculer $U(x_1, x_2), V(x_1, x_2), \theta(x_1)$, etc.
- Assez loin de l'origine il n'y a pas d'échelle de longueur, hormis la distance à l'origine → solution autosimilaire

$$\frac{U(x_2)}{U_a - U_b}, \frac{u'}{U_a - U_b}, \ldots = f(x_2/x_1, \beta)$$

SCIENCES SORBONNE UNIVERSITÉ ∂'Alembert Institut Jean le Rond d'Alembert

Epaisseur de la couche de cisaillement

- Epaisseur de quantité de mouvement
  - Défaut de quantité de mouvement par rapport à un profil de vitesse constant par morceaux (variation discontinue)

$$\theta = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{(U - U_b)(U_a - U)}{(U_a - U_b)^2} \mathrm{d}x_2,$$

- La couche de mélange s'épaissit à cause de la dissipation d'énergie
- L'épaississement est plutôt **lent**
  → écoulement qui varie lentement selon la direction longitudinale et rapidement dans la direction transverse
  →couche mince

SCIENCES SORBONNE UNIVERSITÉ ∂'Alembert Institut Jean le Rond d'Alembert

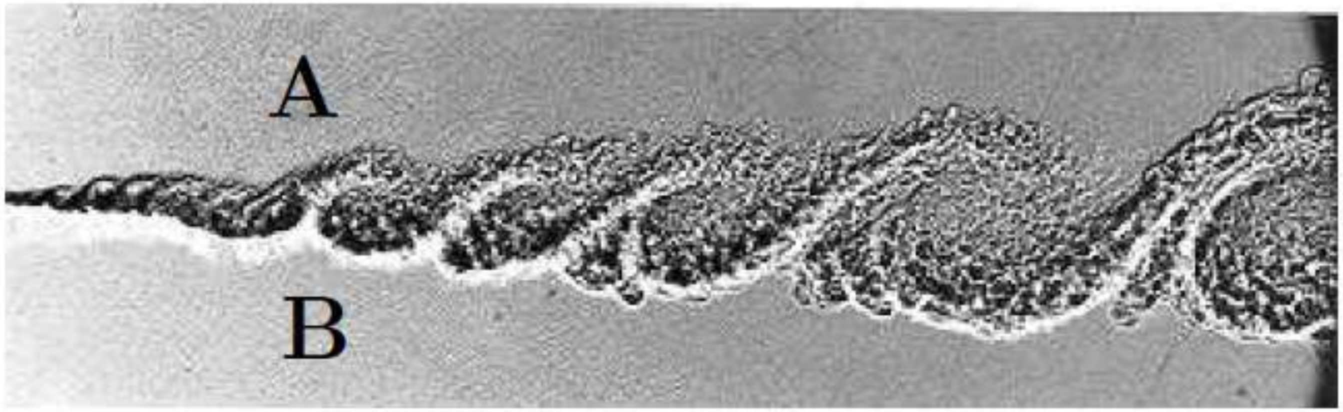
Viscosité tourbillonnaire

- Une modélisation grossière des contraintes turbulentes est de la forme :

$$\nu_\varepsilon = C' \Delta U \theta$$

- Avec C' une constante

- En pratique, les grandes échelles ne sont pas du tout homogènes et l'analogie de Boussinesq n'est pas justifiée



Van Dyke, M. 1982 Album of Fluid Motion

SCIENCES SORBONNE UNIVERSITÉ ∂'Alembert Institut Jean le Rond d'Alembert

Exemple de calcul : jet plan turbulent

- Exercice au tableau

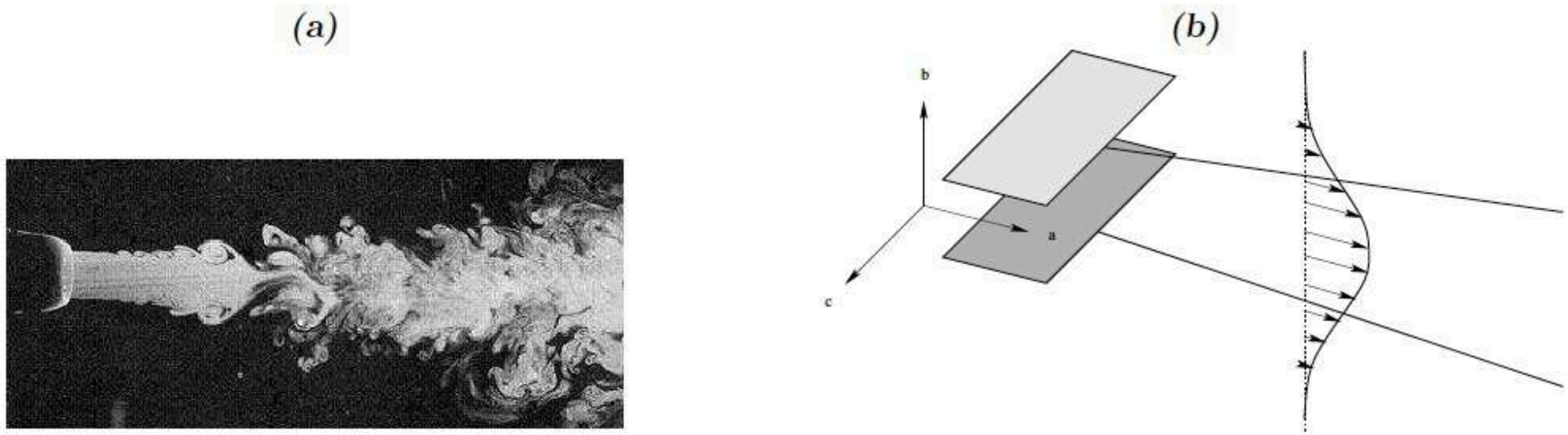


FIGURE 1 – (a) Visualisation d'un jet rond turbulent pour un nombre de Reynolds basé sur le diamètre de la buse D de $Re_D \approx 10^4$. (b) Vue schématique du jet plan et du système de coordonnées. Directions : $x_1 =$ "axiale", $x_2 =$ "transversale", $x_3 =$ "latérale".

Exemple de calcul : jet plan turbulent

- Exercice au tableau

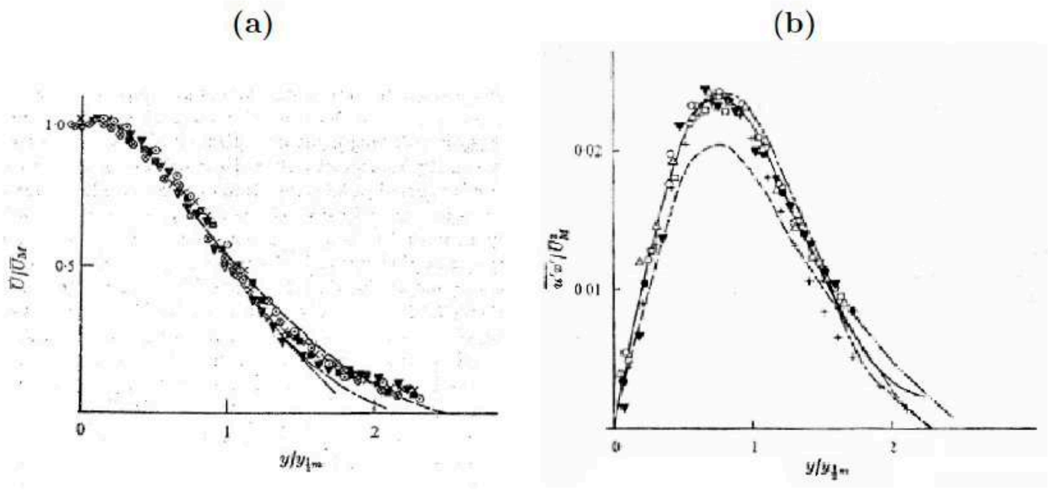


FIGURE 2 – Données expérimentales de Gutmark & Wygnanski (*Journal of Fluid Mechanics*, **73**, 1976) obtenues pour un jet plan. (a) Profil de la vitesse moyenne axiale normalisée par la vitesse sur l'axe $\overline{U_1}/U_m$ ($\overline{U}/\overline{U}_M$ avec les notations de la figure) en fonction de la distance normalisée à l'axe du jet η ($y/y_{\frac{1}{2}m}$ sur la figure), pour différentes positions axiales : ▼, $x_1/h = 118$; ×, $x_1/h = 103$; ■, $x_1/h = 88$; ⊗, $x_1/h = 76$; ⊙, $x_1/h = 65$. (h : hauteur initiale du jet). (b) Profil de la contrainte de Reynolds $\overline{u_1'u_2'}/U_m^2$ ($\overline{u'v'}/\overline{U}_M^2$ avec les notations de la figure) en fonction de la distance normalisée à l'axe du jet η ($y/y_{\frac{1}{2}m}$ sur la figure), pour différentes positions axiales : ∘, $x_1/h = 143$; △, $x_1/h = 129$; ▼, $x_1/h = 118$; □, $x_1/h = 106$; •, $x_1/h = 95$;

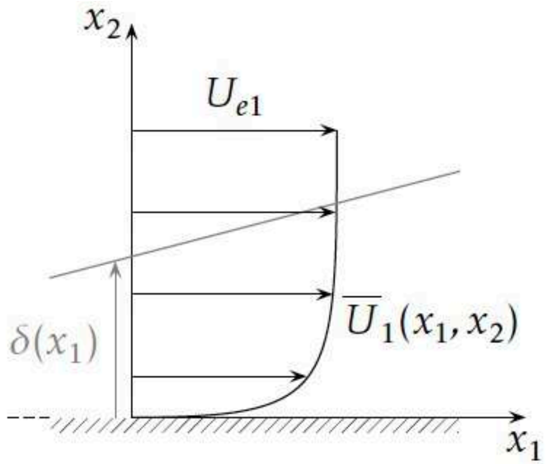
Ecoulements de paroi

SCIENCES
SORBONNE
UNIVERSITÉ

∂'Alembert
Institut Jean le Rond d'Alembert

Types d'écoulements de paroi

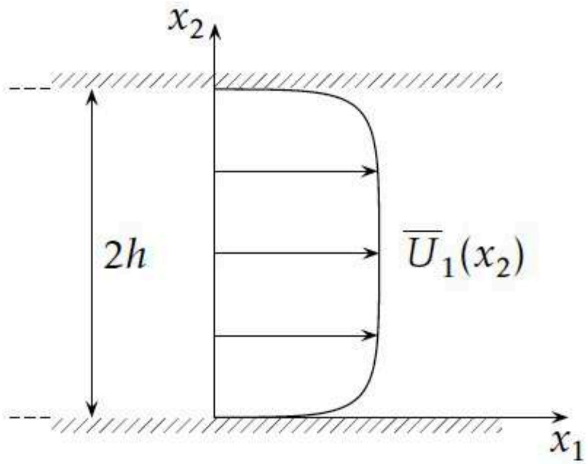
- Ecoulements externes ou écoulements confinés



flat-plate boundary layer

$$\mathrm{Re}_\delta = \frac{U_{e1}\delta}{\nu}$$

fully turbulent for $\mathrm{Re}_\delta \geq 2800$



channel flow

$$\mathrm{Re}_{2h} = \frac{U_d 2h}{\nu} \quad (U_d \text{ bulk velocity})$$

fully turbulent for $\mathrm{Re}_{2h} \geq 1800$

homogeneous flow along x_1

SCIENCES SORBONNE UNIVERSITÉ ∂'Alembert Institut Jean le Rond d'Alembert

Canal plan turbulent

- Simplification des équations RANS pour

$$\overline{U}_1 = \overline{U}_1(x_2) \qquad\qquad \overline{U}_2 = \overline{U}_3 = 0$$

et écoulement homogène selon x_1

$$\begin{cases} 0 = -\dfrac{\partial \overline{P}}{\partial x_1} - \dfrac{d}{dx_1}\left(\rho \overline{u_1'^2}\right) + \dfrac{d}{dx_2}\left(\mu \dfrac{d\overline{U}_1}{dx_2} - \rho \overline{u_1' u_2'}\right) & \text{(i)} \\ 0 = -\dfrac{\partial \overline{P}}{\partial x_2} - \dfrac{d}{dx_1}\left(\rho \overline{u_1' u_2'}\right) - \dfrac{d}{dx_2}\left(\rho \overline{u_2' u_2'}\right) & \text{(ii)} \end{cases}$$

- En intégrant l'équation (ii) :

$$\overline{P}(x_1, x_2) = \overline{P}_w - \rho \overline{u_2' u_2'}$$

- Pression moyenne à la paroi (mesurable) :

$$\overline{P}_w = \overline{P}(x_1, x_2 = 0)$$

Canal plan turbulent

- L'équation (i) est réécrite sous la forme

$$0 = -\frac{d\overline{P}_w}{dx_1} + \frac{d}{dx_2}\underbrace{\left(-\rho\overline{u_1'u_2'} + \mu\frac{d\overline{U}_1}{dx_2}\right)}_{\bar{\tau}_t(x_2)}$$

- et intégrée dans la direction transverse jusqu'à la position x_2 :

$$\frac{d\overline{P}_w}{dx_1}x_2 = -\rho\overline{u_1'u_2'} + \mu\frac{d\overline{U}_1}{dx_2} - \bar{\tau}_w \qquad (*)$$

- Avec la contrainte pariétale :

$$\bar{\tau}_w \equiv \mu\left.\frac{d\overline{U}_1}{dx_2}\right|_{x_2=0}$$

Canal plan turbulent

- On introduit la vitesse de frottement :

$$\boxed{u_\tau \equiv \sqrt{\bar{\tau}_w/\rho}}$$

  - Échelle caractéristique au voisinage de la paroi
  - Directement liée à la perte de charge

$$\frac{d\overline{P}_w}{dx_1} h = -\bar{\tau}_w \quad \Longrightarrow \quad u_\tau^2 = -\frac{1}{\rho}\frac{d\overline{P}_w}{dx_1} h = \text{ cst}$$

  - En injectant la relation précédente dans (*) :

$$\boxed{u_\tau^2\left(\frac{x_2}{h}-1\right)-\overline{u_1' u_2'}+\nu\frac{d\overline{U}_1}{dx_2}=0} \qquad \bar{\tau}_t = \bar{\tau}_w\left(1-\frac{x_2}{h}\right)$$

Couche limite turbulente

- Approximation de Prandtl pour les équations RANS $(\delta \ll L)$
- Conservation de la masse :

$$\frac{\partial \overline{U}_1}{\partial x_1} + \frac{\partial \overline{U}_2}{\partial x_2} = 0 \qquad \Longrightarrow \qquad V \sim \frac{\delta}{L} U$$

- Conservation de la quantité de mouvement longitudinale

$$\begin{cases} \overline{U}_1 \dfrac{\partial \overline{U}_1}{\partial x_1} + \overline{U}_2 \dfrac{\partial \overline{U}_1}{\partial x_2} = -\dfrac{1}{\rho}\dfrac{\partial \overline{P}}{\partial x_1} - \dfrac{\partial \overline{u_1'^2}}{\partial x_1} - \dfrac{\partial \overline{u_1' u_2'}}{\partial x_2} + \nu \left(\dfrac{\partial^2}{\partial x_1^2} + \dfrac{\partial^2}{\partial x_2^2} \right) \overline{U}_1 \\ \sim \dfrac{U^2}{L} \qquad \sim \dfrac{U^2}{L} \qquad \qquad \sim \dfrac{u^2}{L} \qquad \sim \dfrac{u^2}{\delta} \qquad \sim \nu \left(\dfrac{U}{L^2} ; \dfrac{U}{\delta^2} \right) \end{cases}$$

- Vérifié seulement si

$$u \sim \sqrt{\delta / L}\, U$$

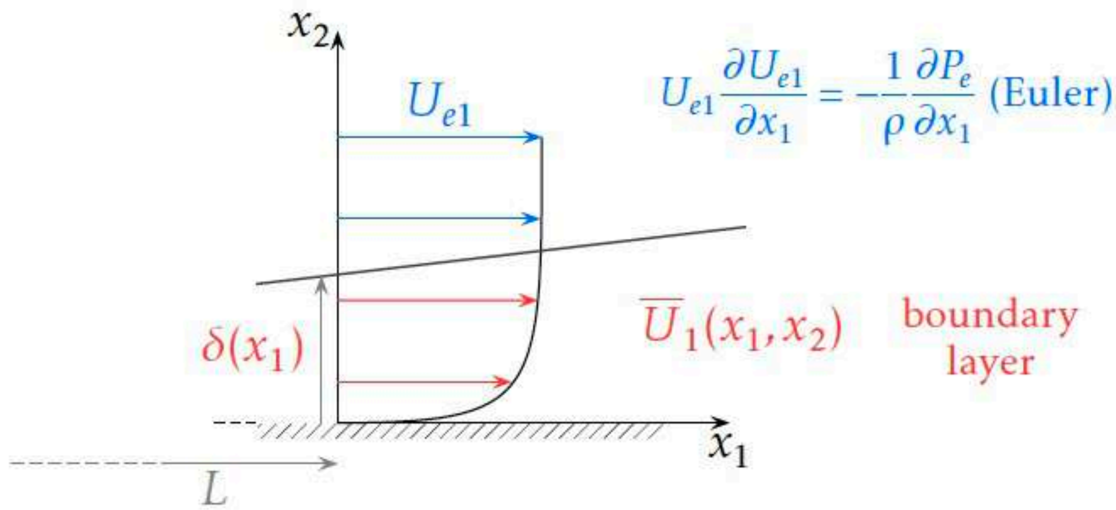
Couche limite turbulente

- Conservation de la quantité de mouvement transverse :

$$\begin{cases} \overline{U}_1 \dfrac{\partial \overline{U}_2}{\partial x_1} + \overline{U}_2 \dfrac{\partial \overline{U}_2}{\partial x_2} = -\dfrac{1}{\rho}\dfrac{\partial \overline{P}}{\partial x_2} - \dfrac{\partial \overline{u_1'u_2'}}{\partial x_1} - \dfrac{\partial \overline{u_2'^2}}{\partial x_2} + \nu\left(\dfrac{\partial^2}{\partial x_1^2}+\dfrac{\partial^2}{\partial x_2^2}\right)\overline{U}_2 \\ \sim \dfrac{\delta}{L}\dfrac{U^2}{L} \qquad \sim \dfrac{\delta}{L}\dfrac{U^2}{L} \qquad \qquad \sim \dfrac{\delta}{L}\dfrac{U^2}{L} \qquad \sim \dfrac{\delta}{L}\dfrac{U^2}{\delta} \qquad \sim \nu\dfrac{\delta U}{L\delta^2} \sim \dfrac{1}{\mathrm{Re}_\delta}\dfrac{\delta}{L}\dfrac{U^2}{\delta} \end{cases}$$

- Il en suit $\overline{P} + \rho\overline{u_2'^2} = \mathrm{cst}$
- Plus particulièrement

$$\overline{P} + \rho\overline{u_2'^2} = P_e = \overline{P}_w$$



Couche limite turbulente

- Récapitulatif des équations :

$$\begin{cases} \overline{U}_1 \dfrac{\partial \overline{U}_1}{\partial x_1} + \overline{U}_2 \dfrac{\partial \overline{U}_1}{\partial x_2} = -\dfrac{1}{\rho}\dfrac{dP_e}{dx_1} + \dfrac{\partial}{\partial x_2}\left(\nu \dfrac{\partial \overline{U}_1}{\partial x_2} - \overline{u'_1 u'_2} \right) \\ \overline{P}(x_1, x_2) = P_e - \rho \overline{u_2'^2} \end{cases}$$

- Evolution dans la direction longitudinale (écoulement non homogène mais lentement variable)
- L'accroissement dépend du gradient de pression externe

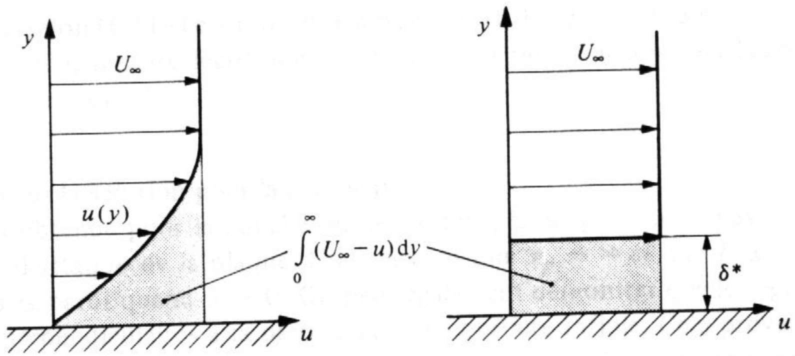
Echelles caractéristiques d'une couche limite

- Epaisseur de couche limite à 99% :

$$\frac{u(x,\delta(x))}{u_e(x)} = 0.99$$

- Epaisseur de déplacement : perte de débit par rapport à un écoulement idéal

$$\int_0^\delta \rho_e u_e dy - \int_0^\delta \rho u dy = \rho_e u_e \delta^* \quad \text{soit} \quad \boxed{\delta^* = \int_0^\delta (1 - \frac{u}{u_e}) dy}$$



Echelles caractéristiques d'une couche limite

- Epaisseur de quantité de mouvement :
  - Perte de quantité de mouvement, à débit constant, par rapport à un écoulement idéal

$$\left(\int_0^\delta \rho u dy\right)\times u_e - \int_0^\delta \rho u^2 dy = \rho u_e^2 \theta \quad \text{i.e.} \quad \boxed{\theta = \int_0^\delta \frac{u}{u_e}(1-\frac{u}{u_e})dy}$$

- Facteur de forme

$$\boxed{H = \frac{\delta^*}{\theta}}$$

  - Couche limite de Blasius : 2.59
  - Couche limite turbulente : 1.3 – 1.4

Couche limite sans gradient de pression

- Equation intégrale de von Karman (voir cours Aérodynamique)
  - Equations de la masse et q mvt + intégration à travers la c.l.

$$\int_{y=0}^{y\to\infty} \underbrace{[u\frac{\partial u}{\partial x} + v\frac{\partial u}{\partial y} - u_e\frac{du_e}{dx} - \frac{1}{\rho}\frac{\partial \tau}{\partial y}]}_{(ii)} + (u-u_e)\underbrace{[\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}]}_{(i)}\, dy = 0$$

* Conditions aux limites

→

$$\frac{1}{\rho}\tau_w = \frac{du_e}{dx}\cdot\int_0^\infty (u_e - u)dy + \frac{\partial}{\partial x}(\int_0^\infty u(u_e-u)dy)$$

→ Introduction des épaisseurs de déplacement et q mvt

$$\frac{\tau_w}{\rho u_e^2} = \frac{1}{u_e}\frac{du_e}{dx}(\delta^* + 2\theta) + \frac{d\theta}{dx}$$

or

$$\boxed{\frac{C_f}{2} = \frac{d\theta}{dx} + (H+2)\frac{\theta}{u_e}\frac{du_e}{dx}}$$

Couche limite sans gradient de pression

- Cas sans gradient de pression :

$$\frac{C_f}{2} = \frac{d\theta}{dx}$$

- Vitesse de frottement :

$$\frac{u_\tau^2}{u_e^2} = \frac{d\theta}{dx} + (H+2)\frac{\theta}{u_e}\frac{du_e}{dx}$$

- D'où :

$$\frac{u_\tau^2}{u_e^2} = \frac{d\theta}{dx} \Rightarrow u_\tau^2 = \frac{d\theta}{dx} u_e^2$$

  - La vitesse de frottement varie en fonction de la vitesse extérieure et du taux d'épaississement de la couche limite

Profil de vitesse moyen pour une couche limite turbulente

- Intégration de l'équation de quantité de mouvement dans la direction transverse :

$$\int_0^{x_2} \rho\left(\overline{U}_1 \frac{\partial \overline{U}_1}{\partial x_1} + \overline{U}_2 \frac{\partial \overline{U}_1}{\partial x_2}\right) dx_2 = \bar{\tau}_t(x_2) - \bar{\tau}_w \qquad \bar{\tau}_t(x_2) \equiv -\rho\overline{u_1' u_2'} + \mu \frac{\partial \overline{U}_1}{\partial x_2}$$

- Approximation du membre de droite par une relation linéaire :

$$\int_0^{x_2} \rho\left(\overline{U}_1 \frac{\partial \overline{U}_1}{\partial x_1} + \overline{U}_2 \frac{\partial \overline{U}_1}{\partial x_2}\right) dx_2 \simeq -\frac{x_2}{\delta}\tau_w \qquad \boxed{\bar{\tau}_t(x_2) \simeq \tau_w\left(1 - \frac{x_2}{\delta}\right)}$$

- La vitesse est donc régie par la même relation trouvée pour le canal plan mais avec une vitesse de frottement variable le long de la paroi

$$u_\tau = u_\tau(x_1)$$

Profil de vitesse moyen pour une couche limite turbulente

- Sous-couche visqueuse
  - Près de la paroi le nombre de Reynolds local tend vers zéro et les fluctuations turbulentes ne peuvent subsister (elles sont nulles à la paroi)
  - La contrainte totale se réduit à :

$$\bar{\tau}_t \simeq \mu \frac{\partial \overline{U}_1}{\partial x_2} \qquad \text{and} \qquad \bar{\tau}_w = \rho u_\tau^2 \qquad \text{in the viscous sublayer}$$

  - Par conséquent la vitesse suit une loi linéaire :

$$\frac{\overline{U}_1}{u_\tau} = \frac{x_2 u_\tau}{\nu}$$

  - En introduisant les variables adimensionnelles

$$\overline{U}_1^+ \equiv \frac{\overline{U}_1}{u_\tau} \qquad x_2^+ \equiv \frac{x_2 u_\tau}{\nu} = \frac{x_2}{l_\nu} \qquad l_\nu = \frac{\nu}{u_\tau} \equiv \text{wall unit length}$$

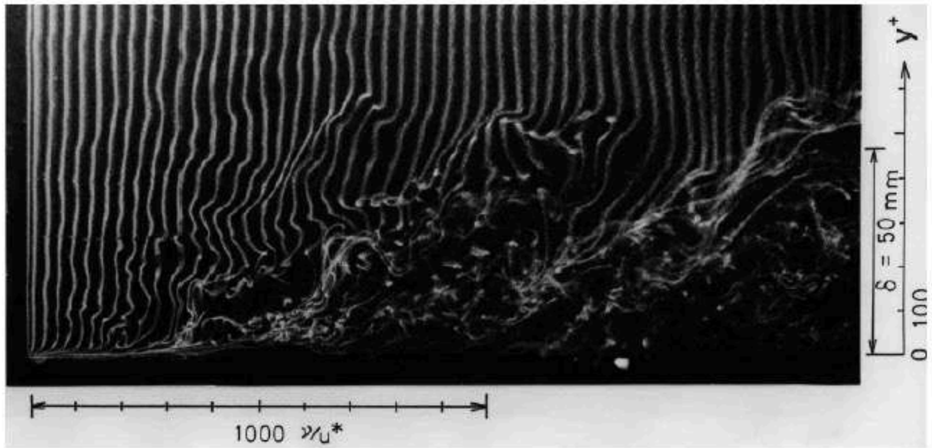
  - On a

$$\boxed{\overline{U}_1^+ = x_2^+}$$

Echelles caractéristiques dans une couche limite turbulente

- Echelle externe δ et échelle interne l_v

Turbulent boundary layer along a flat plate : particle tracing in water, hydrogen bubble method, $U_\infty = 20.4\ \mathrm{cm.s^{-1}}, \mathrm{Re}_{\delta_\theta} = 990$
from *Visualized flow*, Japan Soc. Mech. Eng. (1988)



Spatially developing turbulent boundary layer on a flat plate
from Lee, Kwon, Hutchins & Monty (University of Melbourne)

SCIENCES SORBONNE UNIVERSITÉ
∂'Alembert
Institut Jean le Rond d'Alembert

Profil de vitesse moyen pour une couche limite turbulente

- Sous-couche logarithmique

$$x_2^+ = \frac{x_2 u_\tau}{\nu} = \mathrm{Re}^+ \times \frac{x_2}{\delta} \qquad \boxed{\mathrm{Re}^+ \equiv \frac{u_\tau \delta}{\nu} = \delta^+} \quad \text{Karman number}$$

- Satisfait les deux relations :
  - Contraintes visqueuses négligeables : $x_2^+ \gg 1, \quad \mathrm{Re}^+ \gg 1$
  - Forces d'inertie faibles : $x_2/\delta \ll 1$

SCIENCES SORBONNE UNIVERSITÉ ∂'Alembert Institut Jean le Rond d'Alembert

Profil de vitesse moyen pour une couche limite turbulente

- Analyse dimensionnelle :

$$\frac{\overline{U}_1}{u_\tau} = f\left(\frac{x_2 u_\tau}{\nu}, \frac{x_2}{\delta}\right) \implies \begin{cases} \dfrac{\overline{U}_1}{u_\tau} = f_1\left(\dfrac{u_\tau x_2}{\nu}\right) & \text{in the inner layer} \\ \dfrac{U_{e1} - \overline{U}_1}{u_\tau} = f_2\left(\dfrac{x_2}{\delta}\right) & \text{in the outer layer} \end{cases}$$

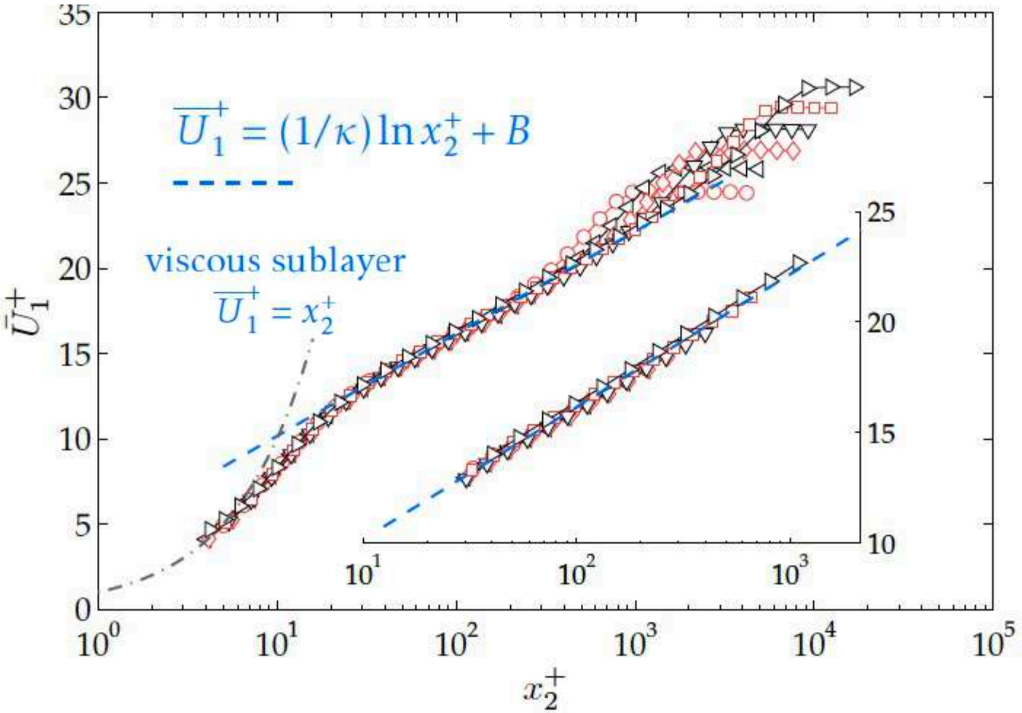
- En imposant la continuité de la vitesse et de ses dérivées entre les deux couches :

$$\begin{cases} \dfrac{\overline{U}_1}{u_\tau} = \dfrac{1}{\kappa}\ln\left(\dfrac{u_\tau x_2}{\nu}\right) + B \\ \dfrac{U_{e1} - \overline{U}_1}{u_\tau} = -\dfrac{1}{\kappa}\ln\left(\dfrac{x_2}{\delta}\right) + A \end{cases} \quad \text{with} \quad \frac{U_{e1}}{u_\tau} = \ln(\mathrm{Re}^+) + A + B$$

- Avec κ la « constante » de von Karman

$$0.38 \leq \kappa \leq 0.41$$

Profil de vitesse moyen pour une couche limite turbulente



For a zero-pressure-gradient boundary layer,

$\kappa \simeq 0.384 \quad B \simeq 4.17$

log-law $\quad x_2^+ \geq 30$ & $x_2/\delta \leq 0.20$

(data from Osterlünd, 1999)

$Re_{\delta_{0.95}}$	1.7×10^4	2.8×10^4	4.3×10^4	6.9×10^4	1.1×10^5	1.9×10^5
$Re^+_{\delta_{0.95}}$	684	1092	1594	2462	3944	6147
	○	◁	◇	▽	□	▷

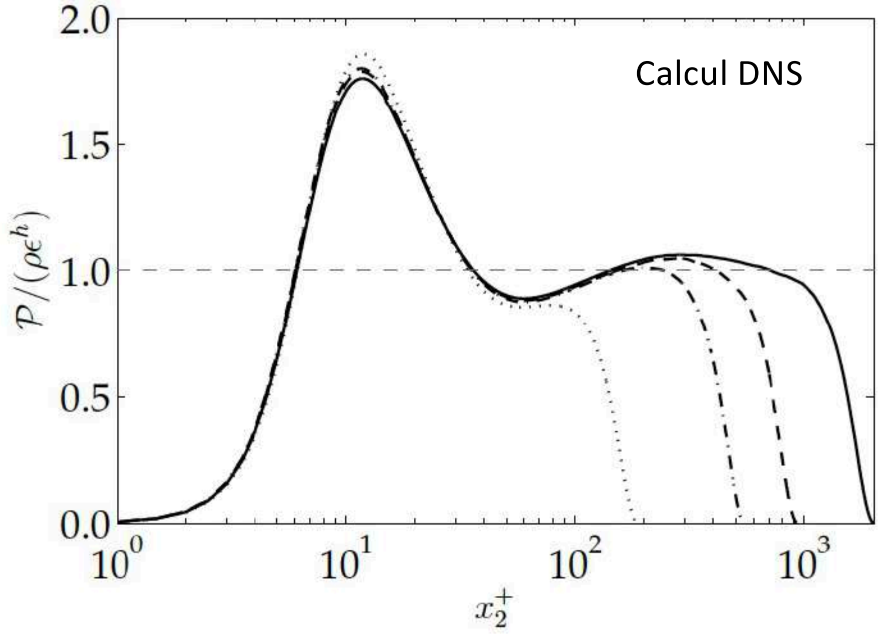
SCIENCES SORBONNE UNIVERSITÉ ∂'Alembert Institut Jean le Rond d'Alembert

Loi-log et gamme inertielle

- Dans la zone logarithmique, contraintes visqueuses et les forces d'inertie moyennes négligeables
  - Les seuls termes actifs dans l'équation de l'énergie cinétique sont la production et la dissipation

$$\boxed{\mathcal{P} \equiv -\rho \overline{u_1' u_2'} \frac{d\overline{U}_1}{dx_2} \quad \simeq \quad \rho\epsilon}$$

  - Ce constat est utilisé pour le développement de nombreux modèles de turbulence
  - Cette condition « d'équilibre » n'est pas rigoureusement vérifiée



Ratio of $\mathcal{P}/(\rho\epsilon^h)$ for $Re^+ = 180, 550, 950, 2000$
Hoyas & Jiménez (2006)

SCIENCES SORBONNE UNIVERSITÉ ∂'Alembert Institut Jean le Rond d'Alembert

Echelle de Kolmogorov

- Rappel : échelle représentative des plus petites structures turbulentes
  - La viscosité équilibre les termes non-linéaires

$$Re_\eta = \frac{\eta u_\eta}{\nu} = 1$$

  - Comportement régi par la dissipation et la viscosité du fluide :

$$\eta = \left(\frac{\nu^3}{\epsilon}\right)^{\frac{1}{4}}$$

- Dans la zone logarithmique :

$$\mathcal{P} = \nu \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_2}\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_2} \cong \epsilon$$

  - D'après la loi-log :

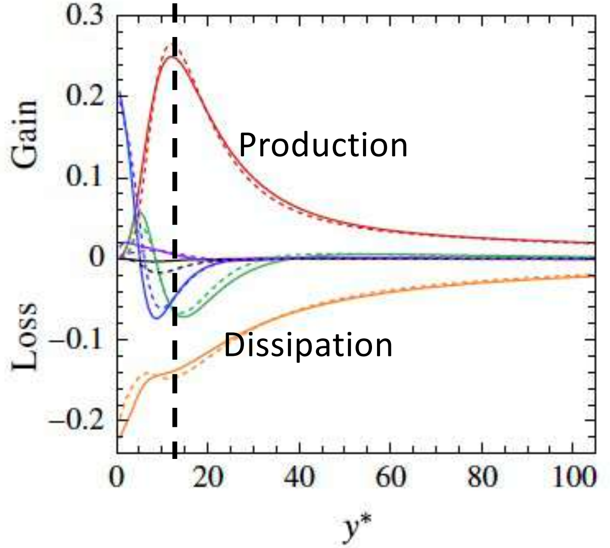
$$\mathcal{P} = \frac{u_\tau^4}{\nu(\kappa x_2^+)^2} \Rightarrow \eta^+ = \frac{\eta u_\tau}{\nu} = u_\tau\left(\frac{\nu^3\nu(\kappa x_2^+)^2}{\nu^4 u_\tau^4}\right)^{\frac{1}{4}} = (\kappa x_2^+)^{\frac{1}{2}}$$

→ Production décroissante avec la distance à la paroi dans la zone log

→ Echelle de Kolmogorov croissante (plus petites structures proches de la paroi)

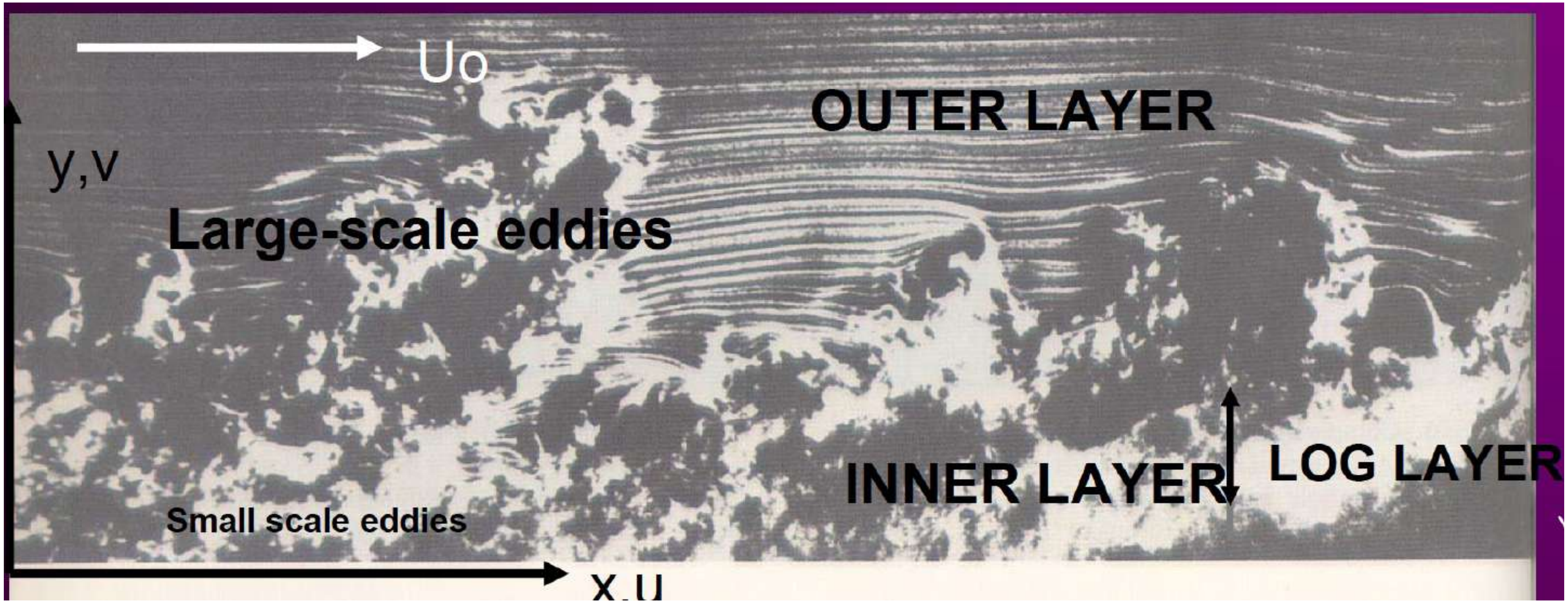
→ Pic de production autour de $x_2^+ \approx 12$

DNS canal plan turbulent à Mach 3
(Sciacovelli, Cinnella, Gloerfelt 2017)



Structures turbulentes

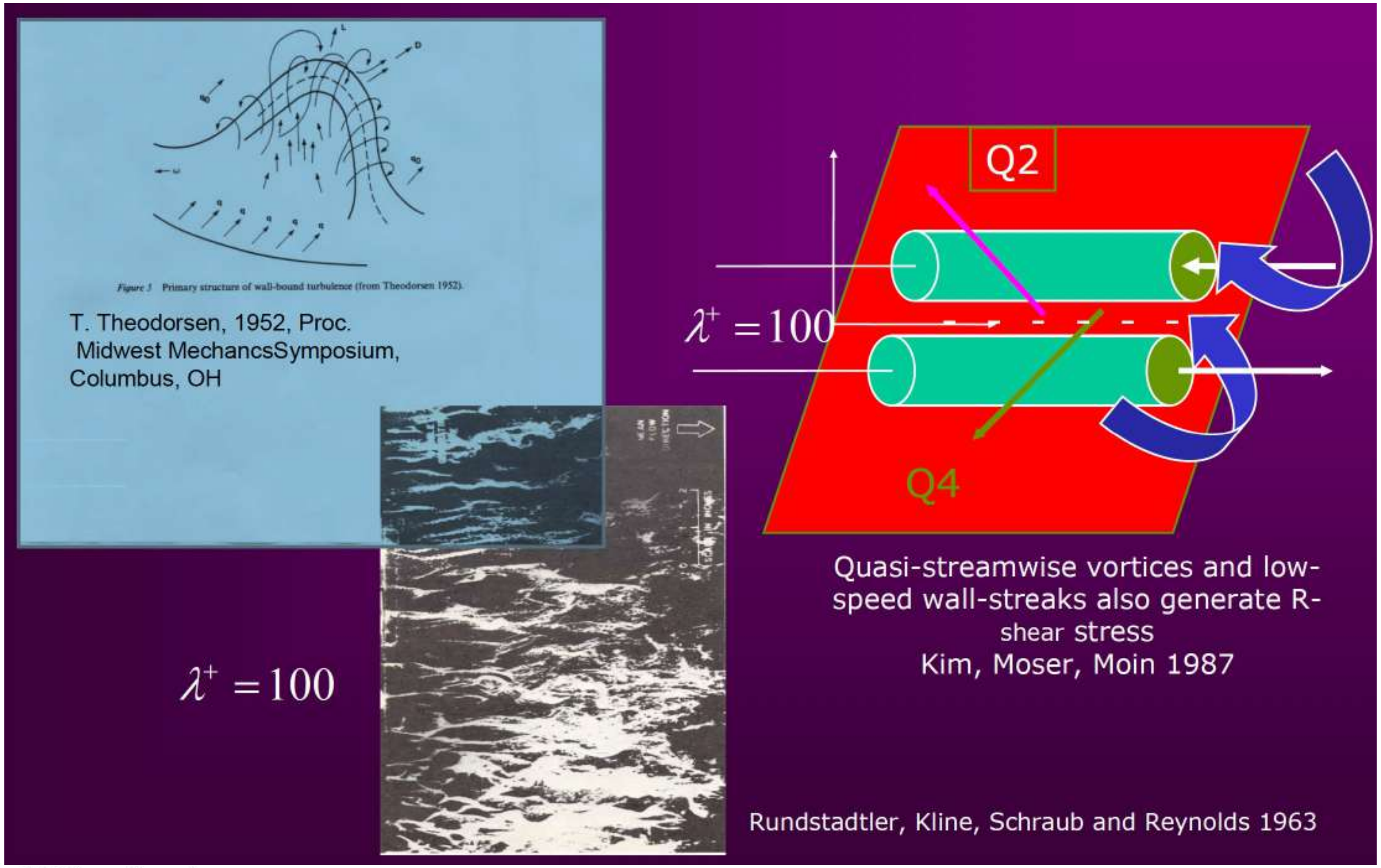
- Les écoulements de paroi sont statistiquement inhomogènes dans la direction normale
- Ils sont caractérisés par des structures très petites près de la paroi et très grandes dans la région extérieure



From Adrian, Laporte Lecture 2006

Structures observées dans une couche limite

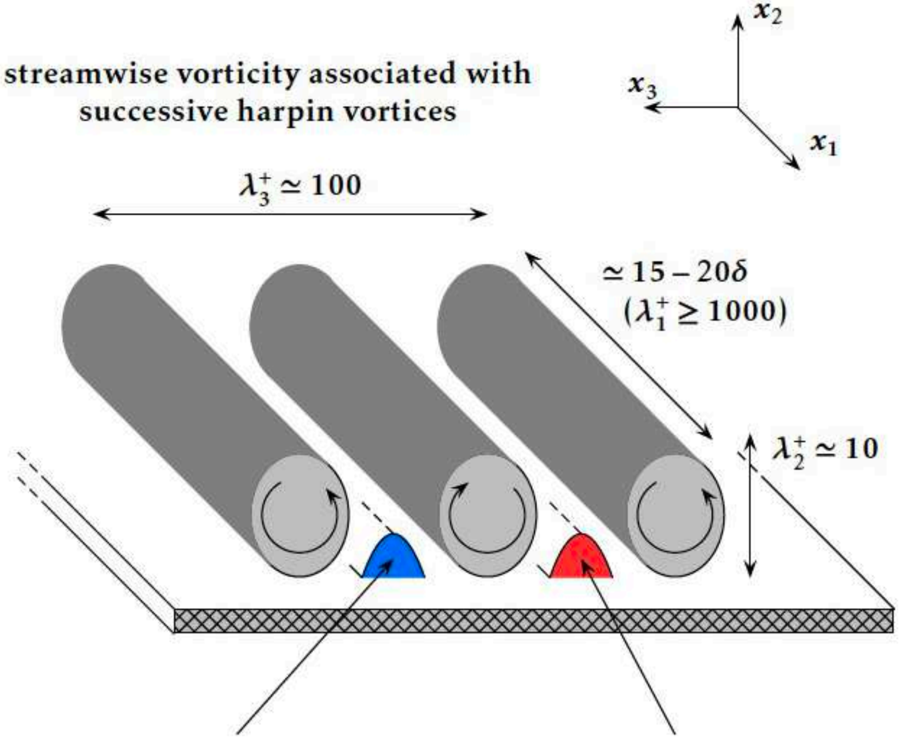
- Tourbillons en épingle à cheveux, stries et tourbillons longitudinaux

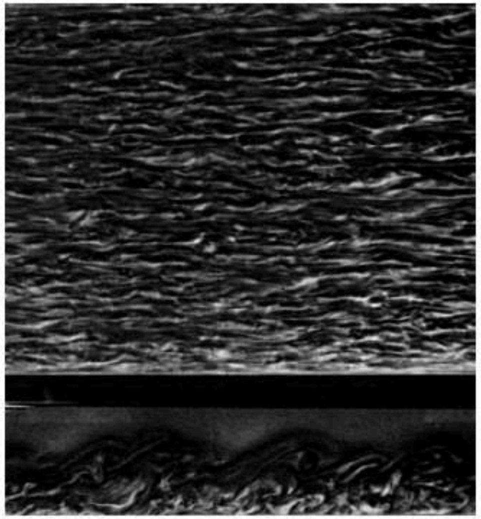


SCIENCES SORBONNE UNIVERSITÉ ∂'Alembert Institut Jean le Rond d'Alembert

Tourbillons et stries

- Structures fortement anisotropes
- Entraînement de fluide basse/haute vitesse

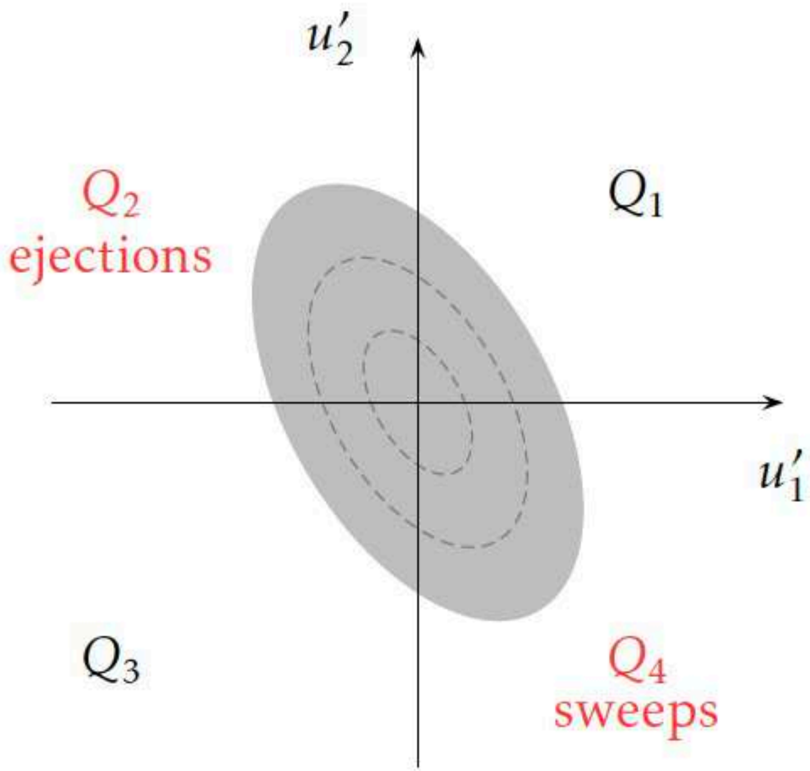




Cantwell, Coles & Dimotakis (1978)

Visualization of sublayer streaks from a suspension of aluminium particules (water, $U_\infty = 15$ cm.s^{-1})

Sweeps/ejections



- Drag generating events fall in the second and fourth quadrant, positive turbulent production

$$\mathcal{P} \simeq -\rho \overline{u'_1 u'_2} \frac{\partial \overline{U}_1}{\partial x_2}$$

SCIENCES SORBONNE UNIVERSITÉ ∂'Alembert Institut Jean le Rond d'Alembert

Coming soon…

- Méthodes numériques et expérimentales pour la turbulence