

ÉTUDE BIBLIOGRAPHIQUE

I. 1. Introduction :

L'étude des mécanismes physiques de l'écoulement autour d'un cylindre présente un grand intérêt, tant sur le plan de la recherche fondamentale, cet écoulement a fait l'objet de nombreuses analyses dans la littérature.

Les écoulements autour des objets sont un phénomène qui se produit fréquemment dans la pratique. Ils sont indispensables dans la conception mécanique et thermique de nombreux systèmes en ingénierie comme : avions, automobiles, bâtiments, composant électroniques, les aubes de turbines et les formes géométriques à section carrée ou circulaire etc...

Notre travail consiste à étudier un écoulement laminaire autour d'un cylindre. De ce fait, le premier chapitre présente la base de ce phénomène et les différentes études effectuées sur ce sujet.

I.2. Rappels sur l'écoulement autour d'un cylindre :**I.2.1. Représentation de la turbulence en dynamique des fluides :**

En mécanique des fluides, les équations de Navier-Stokes sont des équations aux dérivées partielles non-linéaires qui décrivent le mouvement des fluides. Elles gouvernent par exemple les mouvements de l'air de l'atmosphère, les courants océaniques, l'écoulement de l'eau dans un tuyau, et de nombreux autres phénomènes d'écoulements de fluides [4,30,36]. Il existe plusieurs formes équivalentes des équations de Navier-Stokes. Voici l'équation obtenue à partir d'un bilan de quantité de mouvement :

$$\frac{\partial(\rho \vec{v})}{\partial t} + \nabla(\rho \vec{v} \cdot \vec{v}) = -\nabla p + \nabla \cdot \vec{\tau} + \rho \cdot \vec{f} \quad (\text{I.1})$$

Où :

- t représente le temps (s) ;
- ρ désigne la masse volumique du fluide ($kg \cdot m^{-3}$) ;
- \vec{v} est la vitesse d'une particule du fluide ($m \cdot s^{-1}$) ;
- p désigne la pression (Pa) ;
- $\vec{\tau}$ est le tenseur des contraintes visqueuses (Pa) ;
- \vec{f} désigne la résultante des forces massiques s'exerçant dans le fluide ($N \cdot kg^{-1}$) ;
- Le terme $-\nabla p$ représente donc des contraintes normales liées aux forces de pression.

L'équation de Navier-Stokes se démontre à partir d'un bilan de quantité de mouvement par unité de volume pour un fluide incompressible :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{v} = 0 \quad (\text{I.2})$$

$$\text{Et } \rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \rho (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} = -\vec{\nabla} p + \rho \vec{f}_{ext} + \mu \Delta \vec{v} \quad (\text{I.3})$$

L'équation (I.2) de divergence nulle du champ de vitesse \vec{v} assure l'incompressibilité du fluide. Chaque terme de l'équation (I.3) est une force par unité de volume.

La force par unité de masse \vec{f}_{ext} ($N \cdot kg^{-1}$) regroupe l'ensemble des forces appliquées dans le volume du fluide. Souvent, seules les forces de pesanteur $\vec{f}_{ext} = \vec{g}$ sont présentes. Dans ce cas, on appelle p_0 la valeur que prend la pression en absence d'écoulement, $\vec{v} = \vec{0}$ et $\vec{\nabla} p_0 = \rho \vec{g}$ (pression hydrostatique). Pour ces écoulements, la mise en mouvement du fluide est assurée par un forçage lié à la vitesse imposée par les conditions aux limites. Enfin, μ est p_0 la viscosité dynamique du fluide.

En divisant l'équation (I.3) par la densité ρ , on obtient le bilan de forces par unité de masse, qui s'interprète aussi comme une équation de transport de la vitesse :

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} = -\frac{1}{2} \vec{\nabla} (p - p_0) + \vec{f}_{ext} + \nu \Delta \vec{v} \quad (\text{I.4})$$

Cette forme de l'équation fait apparaître la viscosité cinématique du fluide : $\nu = \mu / \rho$ ($m^2 \cdot s^{-1}$). Le dernier terme du membre de droite $\nu \Delta \vec{v}$ qui est un terme linéaire, représente le transport de quantité de mouvement (par unité de masse) par diffusion moléculaire. Le second terme du membre de gauche $(\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v}$ se déduit de la dérivée *Lagrangienne* de la vitesse. Il correspond au transport convectif de la vitesse et contrairement au transport diffusif, il est non-linéaire car il s'agit d'une forme quadratique de la vitesse.

I.2.2. Les deux types de transport de la quantité de mouvement :

La diffusion moléculaire est un processus aléatoire d'événements indépendants. Chaque molécule du fluide est en interaction avec les autres (par chocs pour les gaz) de telle sorte que les molécules soient des vecteurs d'échanges de grandeurs physiques (énergie ou chaleur, quantité de mouvement, masse). C'est l'agitation thermique de l'ensemble des molécules qui assure l'incohérence à l'échelle moléculaire. En ce qui concerne le transport diffusif, le temps caractéristique pour transporter la quantité de mouvement sur une longueur L est :

$$\tau_v = \frac{L^2}{\nu} \quad (\text{I.5})$$

Dans le cas du transport convectif, c'est la vitesse elle-même qui transporte la quantité de mouvement. Contrairement au cas du transport diffusif, on assiste à la formation de tourbillon(s). Le temps caractéristique pour transporter la quantité de mouvement sur une longueur L est donc :

$$\tau_c = \frac{L}{U} \quad (\text{I.6})$$

Où U est la vitesse périphérique du tourbillon.

I.2.3. Résistance et nombre de Reynolds :

I.2.3.1. Nombres caractéristiques de l'écoulement :

Les propriétés de l'écoulement régnant autour d'un cylindre circulaire dépendent essentiellement d'un paramètre : le nombre de Reynolds :

Le nombre de Reynolds par définition est :

$$\text{Re} = \frac{U_\infty D}{\nu} \quad (\text{I.7})$$

Et il représente aussi le rapport des forces d'inertie sur les forces de viscosité :

$$\text{Re} = \frac{\rho (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v}}{\mu \Delta \vec{v}} = \frac{\text{forces d'inertie}}{\text{forces de viscosité}} \quad (\text{I.8})$$

U_∞ étant la vitesse du fluide à l'infini amont, D le diamètre du cylindre et ν la viscosité cinématique du fluide considéré. Selon ce nombre, on peut définir les différents régimes d'un écoulement. Plusieurs études numériques et expérimentales traitent ce sujet, citons : Williamson et Prazad [53], Perrin [38], Braza [8], Persillon et Braza [9]....

D'autre part, le nombre de Reynolds est aussi défini par le rapport entre effets convectifs et diffusifs :

$$\text{Re} = \frac{\tau_c}{\tau_\nu} = \frac{\text{effets convectifs}}{\text{effets diffusifs}} \quad (\text{I.9})$$

D'autres paramètres sans dimension ont été définis : les nombres de Reynolds Re_c et Re^c . Ces deux nombres correspondent à des changements de morphologie dans l'écoulement. Le premier Re_c représente la limite entre un écoulement rampant sans zone de recirculation et un écoulement avec zone de recirculation. Le deuxième nombre de Reynolds critique Re^c définit la limite entre un écoulement symétrique et un écoulement dissymétrique. Il représente ainsi le début de l'instabilité inertielle.

I.2.3.2. Force de traînée et coefficient de traînée :

Le système de forces aérodynamiques s'exerçant sur un obstacle se réduit à deux composantes. Une normale à la vitesse à l'amont, dite portance (\vec{L}) ; l'autre parallèle à la vitesse, dite traînée (\vec{D}) (Figure I.1).

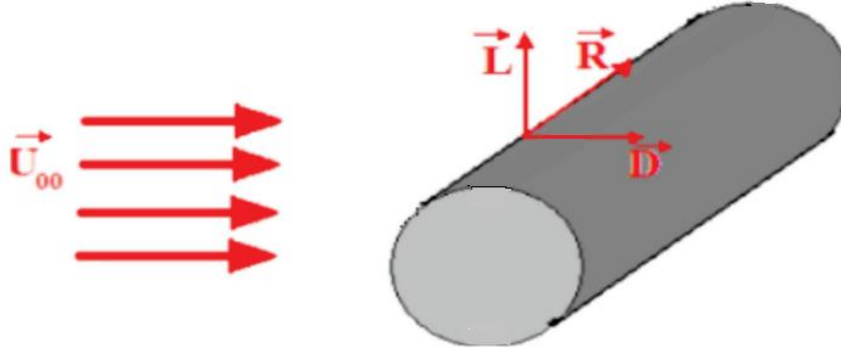


Figure I.1 : Système des forces aérodynamiques s'exerçant sur un cylindre.

$$D = \frac{1}{2} C_D \rho S U_\infty^2 \quad (\text{I.10})$$

$$L = \frac{1}{2} C_L \rho S U_\infty^2 \quad (\text{I.11})$$

Les efforts aérodynamiques sont généralement donnés sous forme de coefficients sans dimension, ce qui permet facilement de transposer un effort mesuré sur une maquette à un effort sur l'ouvrage réel. On définit donc les coefficients de force par [28]:

$$C_D = D / \left(\frac{1}{2} \rho S U_\infty^2 \right) \quad (\text{I.12})$$

$$C_L = L / \left(\frac{1}{2} \rho S U_\infty^2 \right) \quad (\text{I.13})$$

I.2.4. Écoulement autour d'un cylindre circulaire fixe :

I.2.4.1. Passage d'un régime à l'autre :

Les différents régimes d'un écoulement de couche limite bi-dimensionnel sur une plaque plane ont été mis en évidence par **Schlichting** [44]. Pour un nombre de Reynolds supérieur à une certaine valeur critique dépendante de la configuration considérée, l'écoulement de couche limite laminaire devient "instable" et se caractérise par l'apparition de mouvements secondaires aléatoires. Une représentation de la transition sur plaque plane sans incidence est proposée sur la figure I.2. L'écoulement initialement laminaire (1) est perturbé par l'apparition d'ondes bidimensionnelles (2) appelées ondes de Tollmien-Schlichting qui sont décrites par la théorie de la stabilité linéaire et les équations d'Orr Sommerfeld. L'amplification de ces ondes donne naissance à des structures tridimensionnelles de forme sinueuse dans le sens de l'envergure (3). L'étirement de ces structures

(4) conduit localement à d'importants différentiels de vitesses et à la formation de structures tourbillonnaires dispersées ou "bouffées tourbillonnaires" (5). Ces "tâches" turbulentes ont tendance à s'agglomérer et à occuper peu à peu l'ensemble de la couche limite qui est alors pleinement turbulente (6). La description proposée ici dans le cas générique de la plaque plane sans gradient de pression est succincte ; pour plus de détails concernant la transition laminaire/turbulent au sein d'une couche limite[44].

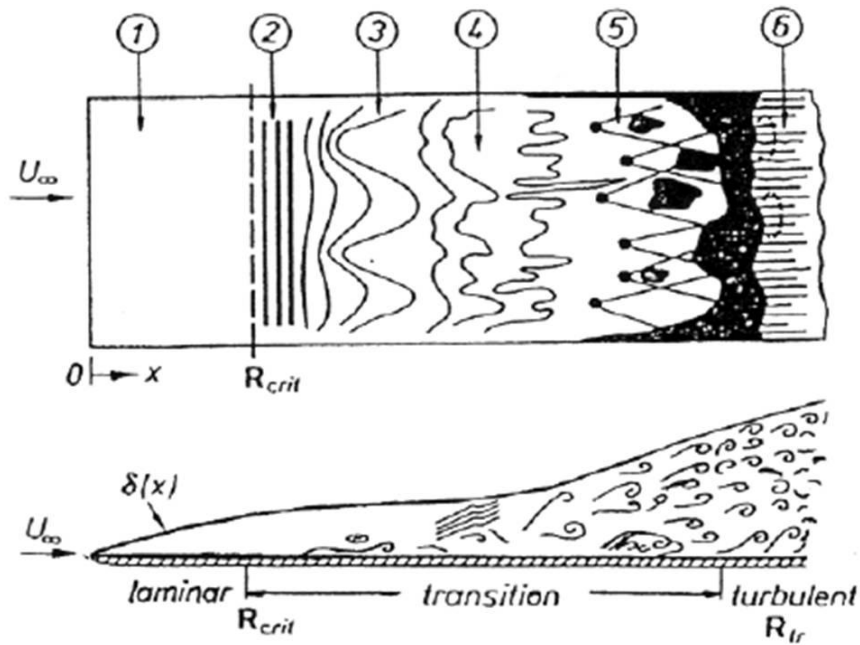


Figure I.2 : Représentation schématique du processus de transition sur plaque plane à incidence nulle, Schlichting [44].

I.2.4.2. Écoulement rampant :

Pour les très faibles nombres de Reynolds ($Re \leq 5$), l'écoulement est dit rampant. Les forces de viscosité sont alors prépondérantes, le fluide est attaché au cylindre et aucun décollement n'apparaît. L'écoulement est symétrique par rapport à l'axe longitudinal et à l'axe vertical du cylindre comme l'illustre la figure I.3 et la figure I.4.

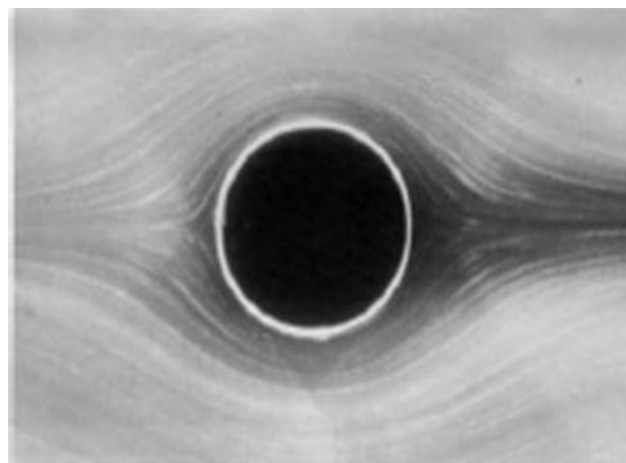


Figure I.3 : Écoulement rampant à $Re = 0$. Van Dyke [49]

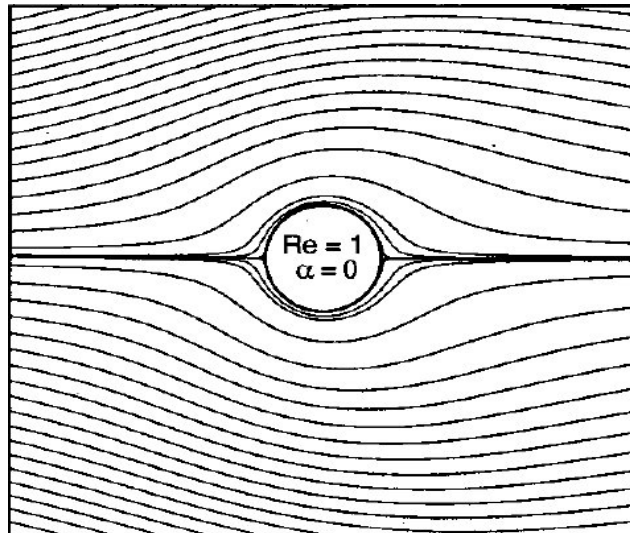


Figure I.4 : Écoulement rampant, $Re = 1$. Stojkovic et al. (2002) [45]

I.2.4.3. Régime stationnaire symétrique décollé :

Pour $5 \leq Re \leq 48$, le poids des forces d'inertie augmente et la viscosité ne suffit plus pour retenir l'écoulement dans la région aval du cylindre : un décollement de la couche limite apparaît dans cette région. Plus précisément, il se forme, en aval du cylindre deux zones de recirculation contrarotatives symétriques comme le montre la figure I.5 et la figure I.6. Le point de décollement de la couche limite laminaire se déplace vers l'amont du cylindre lorsque le nombre de Reynolds augmente. L'écoulement est stable, stationnaire et reste symétrique par rapport à l'axe longitudinal. Le point de rattachement défini comme le lieu d'annulation de la vitesse longitudinale sur l'axe longitudinal s'éloigne du cylindre vers l'aval quand Re augmente [49] [45].

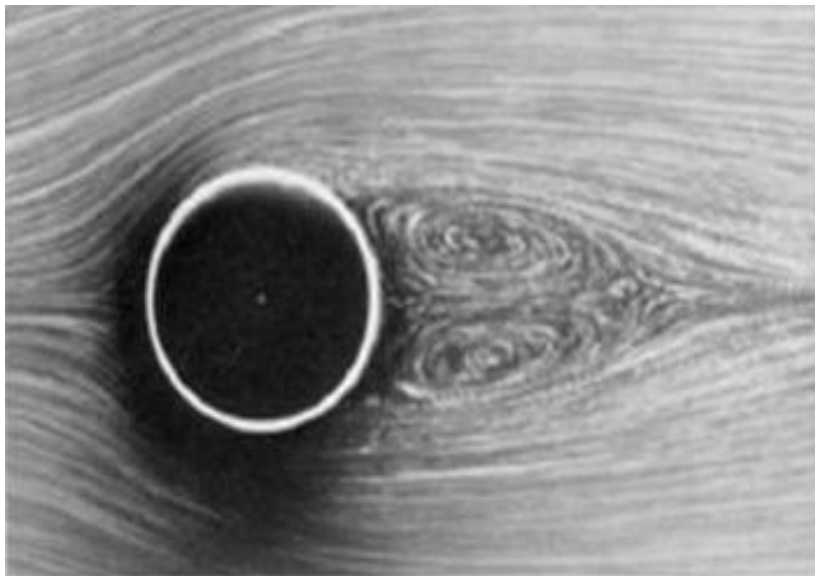


Figure I.5 : Écoulement stationnaire décollé à $Re = 26$ (Van Dyke [49]), visualisation, S.Taneda.

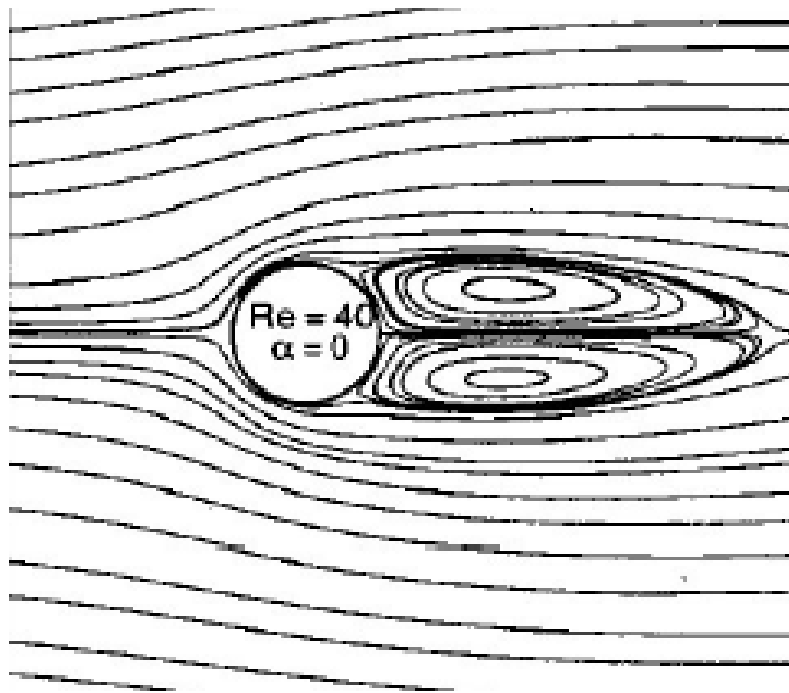


Figure I.6 : Ecoulement stationnaire périodique symétrique à $Re = 40$ [45].

I.2.4.4. Régime laminaire instationnaire bidimensionnel (2D) :

L'écoulement autour du cylindre est instationnaire pour $48 \leq Re \leq 180$. Au-delà d'une valeur critique du nombre de Reynolds ($Re = 48$), les deux zones de recirculation en aval du cylindre deviennent instables et sensibles à de petites perturbations qui conduisent au déclenchement de l'instabilité de von Kármán. Les deux tourbillons perdent leur symétrie par rapport à l'axe longitudinal, se détachent du cylindre alternativement et sont convectés dans le sillage voir la figure I.7 et la figure I.8. Cette instabilité absolue correspond à une bifurcation de Hopf supercritique [32]. Elle est de nature bidimensionnelle et se caractérise par une périodicité marquée : le spectre temporel de la vitesse ou de la pression en un point de l'écoulement présente un pic important à la fréquence de l'échappement tourbillonnaire ; Bloor [7]. Cette fréquence f , adimensionnée par la vitesse de l'écoulement incident à l'infini U et le diamètre du cylindre D définit le nombre de Strouhal :

$$St = \frac{f D}{U} \quad (\text{I.14})$$

Sur l'intervalle de valeurs du nombre de Reynolds considéré, le nombre de Strouhal augmente avec le nombre de Reynolds. La loi de similitude proposée et vérifiée expérimentalement par Goujon-Durand et al [23]. Pour l'évolution de l'amplitude de l'oscillation liée à l'échappement tourbillonnaire dans le sillage d'un obstacle trapézoïdal épais a également été confirmée numériquement dans le cas d'un cylindre circulaire ; Persillon & M. Braza [39]. Par ailleurs, la moyenne temporelle de l'écoulement conduit à une topologie symétrique par rapport à l'axe

longitudinal avec deux tourbillons contrarotatifs attachés au cylindre. La longueur de ces "bulbes" de recirculation croît également avec le nombre de Reynolds.

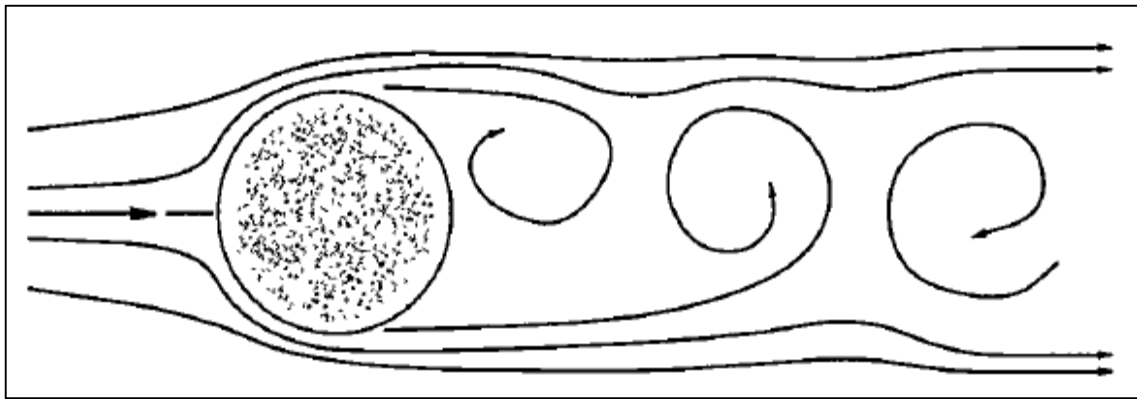


Figure I.7 : Allure de l'écoulement pour $48 < Re < 180$.



Figure I.8 : Écoulement instationnaire bidimensionnel à $Re = 105$ (Van Dyke [49], visualisation, S.Taneda).

Pour caractériser les forces exercées par le fluide sur le cylindre, les coefficients de traînée et de portance sont définis. Ils correspondent respectivement aux forces appliquées sur le corps dans la direction de l'écoulement et perpendiculairement à l'écoulement incident, adimensionnées par la masse volumique du fluide, sa vitesse à l'infini amont et une surface caractéristique calculée à partir du diamètre du cylindre et de son envergure. Ces forces sont les résultantes des actions de la pression pariétale et du frottement visqueux sur le cylindre obtenues par intégration sur sa surface. La symétrie de l'écoulement en moyenne temporelle conduit à un coefficient de portance nul en moyenne. Le coefficient de traînée moyen a tendance à diminuer lorsque le nombre de Reynolds augmente sur l'intervalle considéré ; Braza, M. Chassaing [12].

I.2.4.5. Régime laminaire instationnaire tridimensionnel (3D) :

L'écoulement devient tridimensionnel pour $180 \leq Re \leq 300$. Les tourbillons associés à l'instabilité de von Kármán présentent une ondulation dans la direction transversale, selon l'envergure du cylindre et des tourbillons longitudinaux apparaissent. Ce phénomène correspond au développement de l'instabilité secondaire (figure I.9).



Figure I.9 : Champ de vorticité instantané, écoulement laminaire symétrique à $Re = 180$, montrant l'allée de Von-Kármán, Persillon & Braza (1998) [39]

Deux discontinuités successives peuvent alors être observées sur la courbe représentant le nombre de Strouhal en fonction du nombre de Reynolds comme le montre la figure I.10. Ces discontinuités correspondent à deux topologies tridimensionnelles distinctes dans le sillage, illustrées sur la figure I.11 :

- **Le mode A** pour des nombres de Reynolds compris entre 180–190 et 230–240 est caractérisé par des longueurs d'onde de l'instabilité transversale de l'ordre de 3 à 4 diamètres. L'ondulation des tourbillons de von Kármán est associée à la formation de paires de rouleaux contrarotatifs longitudinaux disposés régulièrement entre les rouleaux primaires [50]. La discontinuité du nombre de Strouhal associée au mode A est hystérétique dans son évolution en fonction du nombre de Reynolds [39].
- **Le mode B** apparaît vers $Re = 230–240$ et constitue une transition douce vers la turbulence [52]. Ce mode est caractérisé par une longueur d'onde de l'instabilité secondaire plus petite (de l'ordre d'un diamètre). Les tourbillons longitudinaux sont plus fins et créent des connexions entre les tourbillons de von Kármán. Ce phénomène a été mis en évidence expérimentalement et par simulation numérique [52] [39].

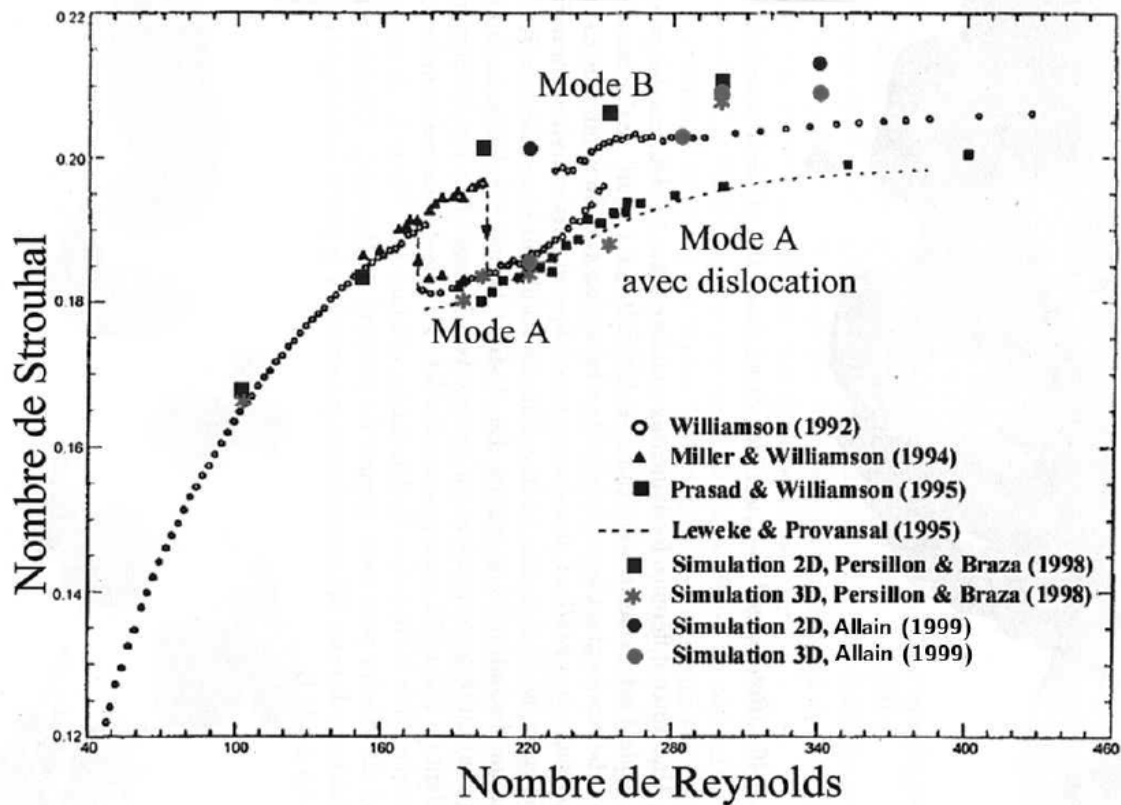


Figure I.10 : Evolution du nombre de Strouhal en fonction du nombre de Reynolds dans le sillage d'un cylindre circulaire selon plusieurs auteurs, (Allain (1999) [1]).

Pour des nombres de Reynolds proches du mode B, on observe également l'apparition de dislocations des tourbillons primaires qui marquent le début de la transition vers la turbulence. Ce phénomène – qui a été observé expérimentalement par Williamson [51] et numériquement par Persillon and Braza [39], Allain [1] et Braza et al[11]– est caractérisé par une rupture locale d'un rouleau primaire qui vient se joindre au rouleau suivant (figure I.12). Le passage d'une dislocation est associé à de fortes variations de vitesse et à une diminution notable du nombre de Strouhal. Ce phénomène, qui apparaît de façon naturelle sans forçage, ne présente pas de périodicité particulière et peut ainsi être considéré comme une première étape dans la transition vers la turbulence.

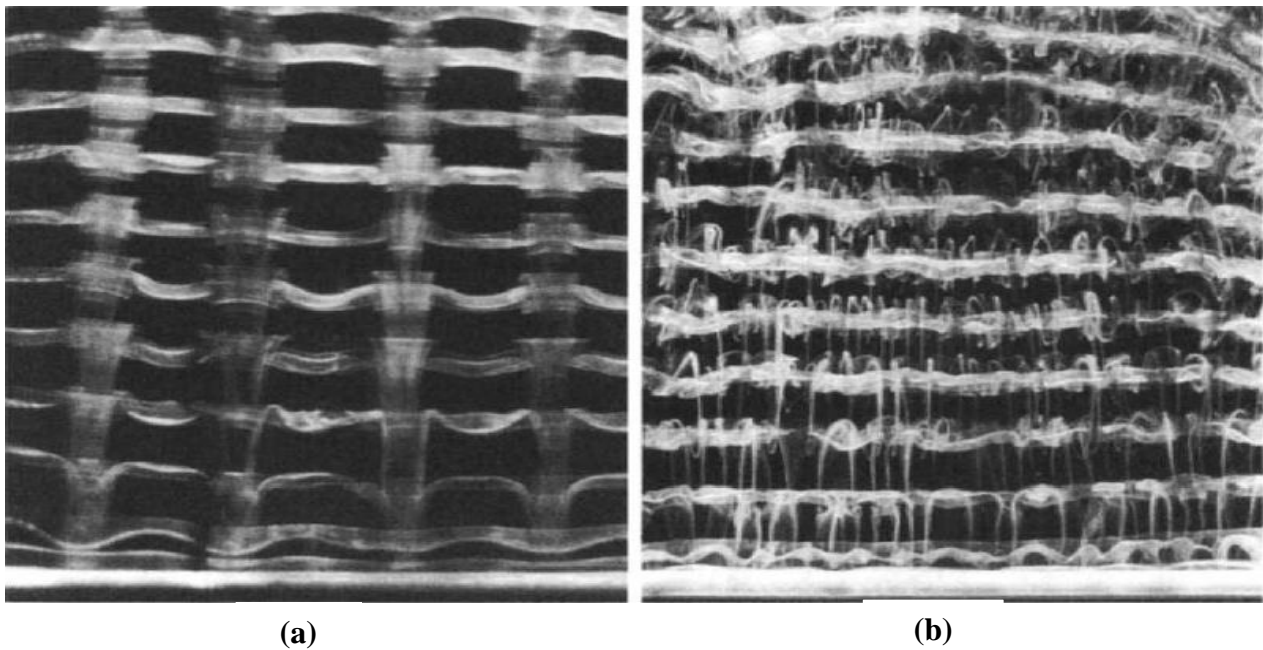


Figure I.11 : Visualisation des modes (a) A à $Re = 180$ et (b) B à $Re = 230$ dans le sillage d'un cylindre circulaire, Williamson [51].

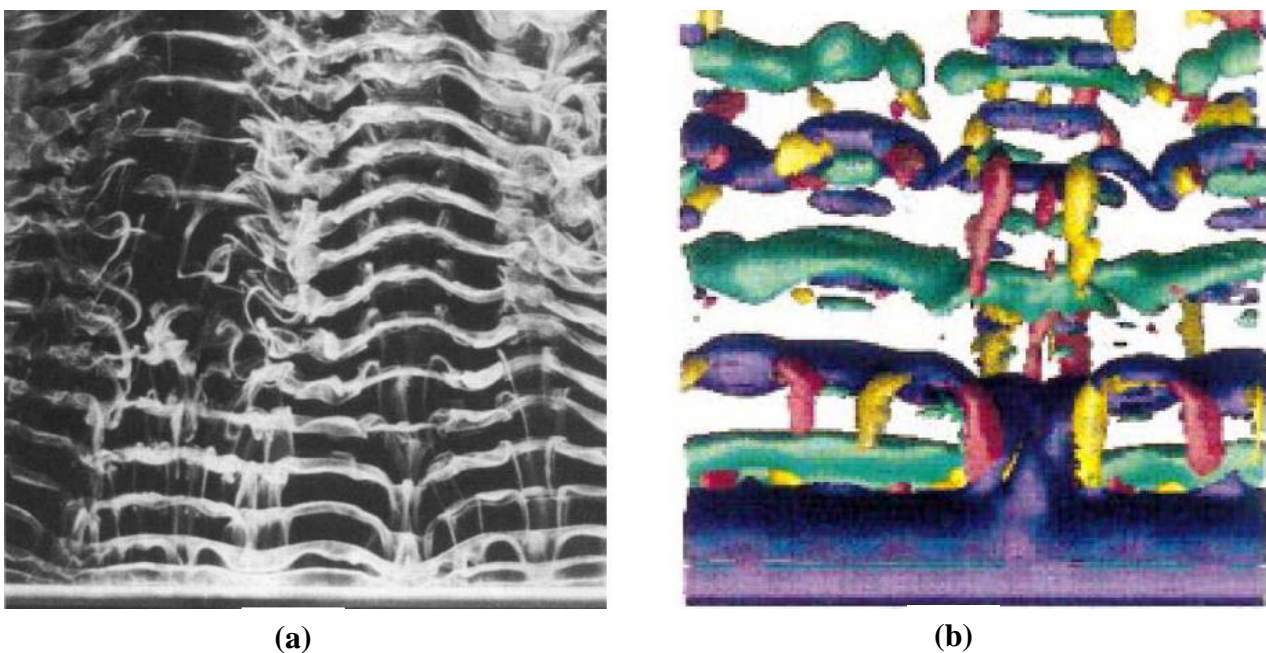


Figure I.12 : Phénomène de dislocation des tourbillons de von Kármán en aval d'un cylindre circulaire : (a) visualisation expérimentale à $Re = 210$ Williamson (1992) [51] et (b) iso-surfaces de vorticités longitudinale et transversale instantanées obtenues par simulation numérique directe à $Re = 220$ Braza et al. (2001)[11].

I.2.5. Régime subcritique :

Pour $300 \leq Re \leq 2 \cdot 10^5$ et $300 \leq Re \leq 2 \cdot 10^6$, l'écoulement devient turbulent dans le sillage mais la couche limite en amont du point de décollement reste laminaire. A partir de $Re = 1000$, de petits tourbillons secondaires se développent de part et d'autre de l'allée tourbillonnaire suite à l'amplification de l'instabilité locale de Kelvin-Helmholtz dans les zones de cisaillement autour du cylindre (Braza et al., 1986) [10]. Lorsque le nombre de Reynolds augmente ($Re = 2600$), cette

instabilité est plus prononcée et couvre une région importante de la zone de mélange. Les tourbillons associés à ce phénomène de plus haute fréquence que l'échappement tourbillonnaire dû à l'instabilité de von Kármán, se détachent périodiquement et interagissent avec les tourbillons primaires. Une loi reliant les fréquences caractéristiques des instabilités de von Kármán et Kelvin-Helmholtz a été proposée par Bloor (1964) [7] et retrouvée numériquement par Braza et al. (1990) [12] notamment :

$$f_{KH}/St = 0.095 \text{Re}^{0.5} \quad (\text{I.15})$$

Où : f_{KH} est la fréquence adimensionnelle associée à l'instabilité de Kelvin-Helmholtz. L'interaction entre les tourbillons issus de ces deux instabilités de fréquences incommensurables conduit à un remplissage du spectre et constitue une nouvelle étape de la transition vers la turbulence aléatoire.

I.2.6. Régime critique :

$2 \times 10^5 \leq \text{Re} \leq 5 \times 10^5$ Ce régime est atteint quand le point de transition qui remonte vers l'amont au cours du régime subcritique, rejoint le point de décollement. La valeur du nombre de Reynolds critique varie fortement selon les différentes études expérimentales rapportées par Braza (1981) [8], du fait de la grande sensibilité de l'écoulement aux différents paramètres tels que la rugosité du cylindre, l'intensité turbulente de l'écoulement incident, le rapport d'allongement du cylindre, le coefficient du blocage. Le régime critique est caractérisé par la transition turbulente de la couche limite avant le décollement. Le sillage est irrégulier et l'allée tourbillonnaire de Von-Kármán se dégrade et disparaît à la fin de ce régime. A ce régime correspond une brusque augmentation du nombre de Strouhal ($St = 0.45$) et une diminution du coefficient de traînée, comme observé par Roshko (1961) [42], lors d'une étude détaillée de l'écoulement au franchissement du régime critique. En augmentant le nombre de Reynolds, la distribution de pression sur le cylindre devient asymétrique à cause des rattachements instationnaires et asymétriques des couches limites, apparaissant sans préférence d'un côté ou de l'autre du cylindre, et ainsi, le coefficient de portance n'est plus négligeable.

I.2.7. Régime super critique :

Pour des nombres de Reynolds supérieurs à 2×10^6 , le régime est appelé régime super critique et l'écoulement est entièrement turbulent. Une étude détaillée de ce régime a été fournie par Roshko [42]. Dans ce cas, il a été montré que l'allée tourbillonnaire réapparaît dans le sillage à une fréquence de Strouhal constante plus élevée que celle des régimes précédents.

I.2.8. Régime transcritique :

$Re \leq 3 \times 10^6$ La transition a maintenant lieu tout près du point d'arrêt et l'écoulement autour du cylindre est alors totalement turbulent. Le point de dépression maximale, auparavant situé près du maître-couple Le coefficient de traînée augmente doucement avec Re pour se stabiliser vers 0.2–0.3. L'écoulement redevient beaucoup plus bidimensionnel. Les répartitions moyennes de pression et de frottement, également extraites de Achenbach [2], sur un cylindre lisse à $Re = 3.6 \times 10^6$. Le décollement des couches limites turbulentes est situé à 115° du point d'arrêt moyen. Du fait d'un décollement plus aval, la dépression maximale est plus importante. ($K_p = -2.2$, Au lieu de -1.7) et le sillage plus étroit.

I.3. Travaux antérieurs :

I.3.1. Etude numérique :

Yano et A. Kieda [55] présentent une méthode approximative pour résoudre les équations linéarisées d'Ossen pour l'écoulement stationnaire bidimensionnel d'un fluide visqueux incompressible sur un cylindre elliptique incliné à faible nombres de Reynolds. Deux valeurs de l'allongement sont considéré dans cette étude $AR = 10$ et 2 . Le nombre de Reynolds varie entre 0.1 et 5 . L'angle d'attaque est : $\alpha = 0^\circ, 45^\circ$ et 90° . Ils montrent que les coefficients de traînée et de portance ont des valeurs maximums à $\alpha = 90^\circ$ et $\alpha = 45^\circ$ respectivement.

Umemura et al. [48] utilisent la méthode des expansions asymptotiques assorties pour fournir une description détaillée du champ d'écoulement près d'un cylindre elliptique placé dans un écoulement uniforme à faible nombre de Reynolds (écoulement de Stokes). Les paramètres fixés dans cette étude sont l'angle d'attaque $\alpha = 90^\circ$ et le nombre de Reynolds $Re = 0.1$ alors que l'excentricité de l'ellipse est ε variée. Ils ont constaté aussi que la distribution de pression est conforme à celle d'un cylindre circulaire pour $\varepsilon < 0.7071$ et que pour $\varepsilon > 0.7071$, la pression maximum était indépendante du point de stagnation ($\eta = 270^\circ$).

Atabek et Chang (1961) [3] ont développé une solution analytique pour les profils de vitesse en écoulement laminaire pulsé dans un tube cylindrique. Ils ont considéré que l'écoulement est établi avec une vitesse débitante sous forme d'une somme algébrique des pulsations en sinus et en cosinus. Ils ont obtenu une expression de la vitesse, écrite sous forme d'une série de fonction de Bessel de première espèce d'ordres 0 et 2 .

Zhao et Cheng (1990) [57] ont obtenu une solution numérique pour le développement d'un écoulement alternatif laminaire dans une conduite de longueur finie. Les résultats numériques de profils de vitesse sont typiquement transitoires au cours d'un cycle complet à différents endroits le long de la conduite pour une amplitude $= 10$ et $Re_w = 100$. Lorsque $x=0$, le fluide rentre dans la

conduite comme un bouchon de circulation au cours de la première moitié du cycle ($0^\circ < f < 180^\circ$), et une couche limite visqueuse causée par les frottements avec la paroi du canal à l'entrée.

D'alessio et F. W. Chapman [16] étudiés analytiquement et numériquement l'écoulement bidimensionnel instable d'un fluide incompressible visqueux sur un cylindre elliptique incliné qui est uniformément accéléré à partir du repos. L'allongement de cylindre est 2 et l'angle d'incliner égale à 45° . Les résultats sont présentés pour les cas de $Re = 100$ et $Re = 1000$. Deux méthodes de calcul sont employées dans cette étude. La première est une méthode analytique qui prend la forme d'une série d'expansion où une expansion est effectuée dans les puissances du temps t , et de paramètre $\lambda = \sqrt{8t/Re}$. La deuxième est numérique basée sur la méthode de la différence finie et la méthode spectrale pour résoudre les équations de Navier-Stokes. La comparaison entre les résultats des deux méthodes concernant les coefficients de traînée et de portance et le coefficient de pression démontre que pour des faibles valeurs du temps et de grands nombres de Reynolds les deux méthodes de résolution sont en bon accord. Quand le temps progresse l'accord entre les deux méthodes s'affaiblit.

D'Allessio et S. Kocabiyik (2001) [17] ont étudié numériquement l'écoulement d'un fluide incompressible visqueux autour d'un cylindre elliptique incliné. Le cylindre effectue des oscillations transversales. L'étude est basée sur la méthode des différences finies et la méthode spectrale pour résoudre les équations de Navier Stokes. Le nombre de Reynolds et le rapport des axes sont fixés respectivement à $Re = 103$ et $AR = 2$. Deux angles d'attaque ont été considéré dans cette étude : $\alpha = 45^\circ$ et $\alpha = 90^\circ$. Ils examinent l'effet de l'augmentation du rapport de vitesse sur la structure du sillage aussi bien que les forces hydrodynamiques agissant sur le cylindre. La dynamique de vortex derrière le cylindre est affectée par l'accélération du cylindre. Le coefficient de traînée C_D et le coefficient de portance C_L varient avec la fréquence du cylindre dans tous les cas considéré dans cette étude.

Saha, G. Biswas, K. Muralidhar (2002) [43] ont réalisé une étude tridimensionnelle de l'écoulement autour d'un cylindre carré à petits nombres de Reynolds, il a été considéré entre 150 et 500. Ils ont trouvé que les vortex secondaires de Mode A sont apparus sur une gamme de Reynolds entre 175 et 240. Pour un nombre de Reynolds environ de 250, des vortex secondaires de Mode-B sont illustrés, ceux-ci sont principalement de petites tailles. Les résultats obtenus pour le cylindre carré sont en bon accord avec les modes tridimensionnels de la transition qui sont bien connus dans le sillage d'un cylindre circulaire. Les calculs numériques de la présente étude prouvent que les valeurs du nombre de Strouhal et le coefficient de traînée sont étroitement associées avec l'évolution du nombre de Reynolds et reflètent la structure spatiale du sillage.

Roquet et al (2003) [41] ont travaillé sur l'écoulement d'un fluide stationnaire autour d'un

cylindre en utilisant la modélisation numérique pour étudier et expliquer la variation de l'effort de fléchissement sur le sillage d'un cylindre. Les résultats portent sur la détermination du comportement asymptotique du fluide.

Khan et al (2005) [27] étudient le transfert thermique et l'écoulement incompressible sur un cylindre elliptique. La méthode intégrale de Von Karman-Pohlhausen est employée pour résoudre l'équation de la quantité de mouvement et l'équation d'énergie. Le nombre de Reynolds varie entre 102 et 105. L'allongement d'ellipse est $AR=2, 3, \text{ et } 4$. Ils ont constaté que le coefficient de traînée est inférieur à celui obtenu pour des cylindres circulaires alors que le coefficient de transfert thermique moyen est plus élevé pour les cylindres elliptiques que pour les cylindres circulaires.

Nishino et al (2006) [32] ont effectué une étude numérique bidimensionnelle de l'écoulement autour d'un cylindre circulaire, en utilisant la modèle DES (Detached Eddy Simulation). Les résultats obtenus par La DES a prévu la cessation du décollement de tourbillon derrière le cylindre ; et même résultat a été obtenu en utilisant la méthode simulation RANS (Reynolds Average Numerical Simulation), mais avec un rapport $\text{—espace } G = h/d$ plus petit que la DES.

Zhang et al (2006) [56] ont effectué une étude numérique de l'écoulement laminaire bidimensionnel autour d'une tige ascendante et d'un cylindre circulaire. Les résultats obtenus à l'aide du logiciel de simulation Fluent démontrent que le coefficient de traînée moyenne et le coefficient de fluctuation de portance du cylindre peuvent être réduits par une tige ascendante.

Belakroum et al (2007) [5] Ont étudié par la méthode des éléments finies, le modèle LES (Large Eddy Simulation) pour simuler l'écoulement instationnaire et turbulent d'un fluide incompressible autour d'un cylindre. Ils ont trouvé que Le phénomène d'éclatement tourbillonnaire est nettement mis en évidence.

Dhouieb et al. (2008) [19] Une étude expérimentale et numérique menée dans une conduite horizontale rectangulaire au milieu de la quelle est placé un cylindre carré de hauteur $h = 0.01 \text{ m}$ et de largeur $l = 0.02 \text{ m}$. L'écoulement en amont de celui-ci est laminaire. Des mesures PIV ont été effectuées afin de caractériser expérimentalement les structures tourbillonnaires. Parallèlement une simulation numérique 2D est réalisée pour faire la comparaison avec les résultats numériques. D'autres mesures PIV complémentaires ont été menées par le dessus du canal en aval du cylindre afin de détecter une éventuelle tri- dimensionnel de l'écoulement. Lors des mesures, ils ont constaté l'apparition des tourbillons de Von Karman dans le cas d'un écoulement derrière un cylindre dans un milieu confiné. Les résultats expérimentaux sont en bonnes concordances avec les simulations numériques 2D, $Re_{mc} = 90$. Pour des valeurs dès $Re > 180$ les instabilités

deviennent très importantes. Les résultats de la simulation numérique 2D sont en concordance avec les résultats expérimentaux l'erreur est inférieure à 15%.

Shu et al (2008) [46] Ont mené une étude numérique d'un écoulement transitoire bidimensionnel au-dessus d'un cylindre circulaire. La résolution numérique du problème a été faite à l'aide d'une méthode IBM (Méthode Immergée de Boltzmann) de correction-treillis. Ils ont constaté que cette méthode est simple dans le concept et facile pour l'exécution et la convergence du calcul numérique est plus rapide et plus stable.

Faghani et al (2009) [22] ont étudié l'écoulement et le transfert de chaleur d'un cylindre circulaire à partir d'un gicleur à air isotherme. L'étude s'est établie sur le nombre de Reynolds bas. Ils ont trouvé que le nombre de Nusselt moyen croît avec le nombre de Reynolds. Ainsi la distance entre le bec et le cylindre a un effet fort sur le transfert de chaleur.

Bhattacharyya et al (2010) [6] ont montré que pour $100 < Re < 200$ et $Ri > 1$, la fréquence du détachement tourbillonnaire augmentait avec le nombre de Richardson jusqu'à une valeur critique au-delà de laquelle, l'écoulement autour du cylindre s'organise plutôt sous la forme d'un panache thermique.

Matthieu Boirlaud, Couton [31] ont mené une étude sur la modélisation directe d'un écoulement de convection mixte autour d'un cylindre circulaire horizontal pour $Re = 1091$. Ils ont retrouvé certains résultats connus pour des écoulements laminaires, $Re < 200$, l'accélération du fluide en dessous du cylindre, l'étirement de la rangée tourbillonnaire inférieure ainsi que des niveaux de température plus importants au niveau de la rangée tourbillonnaire supérieure.

I.3.2. Etudes expérimentales :

Eustice (1911) [21] a effectué pour la première fois des expériences de visualisation de l'écoulement de fluide dans des coudes à sections circulaires. Il a ainsi formulé que les vecteurs vitesses peuvent être décomposés en une composante axiale et une composante $(u + v)$ caractérisant la vitesse de l'écoulement secondaire. Un mouvement hélicoïdal promouvait le mélange des particules véhiculées. La distorsion du profil de l'écoulement causée par la courbure du coude est associée à une augmentation de la résistance. Cette dépendance de résistance a été confirmée par un travail expérimental effectué par **White (1929)**.

Norberg [33], il est connu depuis 1913 qu'en modifiant les conditions du bouts d'un cylindre, on influe sur l'écoulement autour de ce cylindre et aussi sur toute sa longueur.

En 1922, on a réalisé qu'un cylindre relativement long avec des extrémités exposées au fluide ne représentait pas un cylindre de longueur "infini" (cas bidimensionnel). Depuis, les essais ont généralement été effectués sur des cylindres dont les extrémités passent, soit à travers les parois de la veine d'essais, soit à travers les plaques de bouts. Du point de vue géométrique, les deux

méthodes devraient produire des résultats similaires, surtout si les plaques sont suffisamment grandes par rapport au diamètre du cylindre.

Dans les deux cas, il y a formation de structures tourbillonnaire en "fer à cheval" à la jonction entre le cylindre et la paroi (de la soufflerie ou de la plaque de bouts). En fait, la seule différence provient de la valeur du rapport de la hauteur de la couche limite de cette paroi sur le diamètre du cylindre. Ce rapport, étant évidemment plus faible dans le cas des plaques, influence dans ces conditions sur la dimension des tourbillons en "fer à cheval". Puisque ces tourbillons interagissent avec le décollement des tourbillons du cylindre, tous les chercheurs s'accordent pour affirmer qu'en réalité, les plaques de bouts tendent à réduire plutôt que d'éliminer complètement les effets dus à la paroi. On souligne cependant que leur utilisation est essentielle même si le cylindre traverse la paroi de la soufflerie.

Dean 1927 [18] a montré théoriquement pour des petites courbures, dans un écoulement laminaire complètement développé, la dépendance des particules à un paramètre dynamique adimensionnel caractérisant le mouvement secondaire noté $De = (D_h/2 Rc)^{1/2} Re$, (De : nombre de Dean, D_h :: diamètre hydraulique, Rc : rayon de courbure, Re : nombre de Reynolds). Il a posé donc les fondements analytiques des écoulements secondaires. L'intensité du mouvement secondaire augmente avec Re et le rapport de la courbure ($D_h/2 Rc$).

Womersley (1955) [54] et S. Uchida (1956) [47] ont étudié, séparément, l'écoulement laminaire d'un fluide visqueux et incompressible à l'intérieur d'une conduite cylindrique horizontale, à section transversale circulaire. Le gradient de pression est considéré comme une fonction périodique du temps. Ils ont pu aboutir à une solution exacte des équations du mouvement : Ils ont obtenu une expression de vitesse écrite sous forme d'une série de fonction de Bessel de première espèce. Et en fonction de la vitesse, ils ont déterminé le flux massique traversant la section perpendiculaire à la direction de l'écoulement, les contraintes de cisaillement qu'exerce le fluide sur les parois, le coefficient de frottement et d'autres paramètres caractérisant l'écoulement. Ils ont montré qu'il existe une phase de décalage entre le mouvement du liquide et le gradient de pression qui le provoque (déphasage entre le gradient de pression et la vitesse).

Keefe [26] (1961) et Cowdrey [15] (1963) sont probablement les premiers à avoir essayé de réduire les effets tridimensionnels en utilisant des plaques de bouts. Keefe étudie l'écoulement autour d'un cylindre avec et sans plaques de bouts dans l'intervalle $5 \times 10^3 \leq Re \leq 10^5$. Il conclut que les forces fluctuantes de portance et de traînée dépendent considérablement des conditions de bouts. Quant à Cowdrey, il examine l'effet des plaques de bouts sur un cylindre de section rectangulaire. Il mesure ainsi une augmentation notable de la force de traînée des modèles ayant des plaques de bouts.

Ota et al.1971 [34] ont étudié expérimentalement l'écoulement de fluide et le transfert de chaleur à partir d'un cylindre elliptique avec les rapports d'axes 2 et 3. Ils ont trouvé que le coefficient de transfert thermique est plus élevé que celui obtenu pour les cylindres circulaires avec la même circonférence et les coefficients de traîné sont très inférieure que ceux obtenu par les cylindres circulaires.

Humphrey et all 1977 [24] ont procédé à l'étude expérimentale d'un écoulement laminaire dans un coude à 90° de section carrée et de rayon de courbure de 9.2 cm, pour un nombre de Reynolds égale 790 correspondant à un nombre de Dean $De = 368$ ont utilisé la LDA (laser Doppler Anémométrie) pour mesurer les caractéristique de l'écoulement. Les résultats obtenus confirment (ou mesurent) que l'endroit de la vitesse maximale se déplace du centre du conduit vers la paroi externe. Par contre, dans le plan 90° cette même vitesse est localisée à 85% de la largeur du conduit, captée à partir de la paroi interne. Les vitesses secondaires représentent 65% de la vitesse moyenne.

Johnston 1978 [25] a conclu que les mouvements secondaires peuvent être expliqués, en termes de réponse à l'élément de fluide visqueux, à un déséquilibre entre l'accélération centripète et le gradient de pression radial de l'écoulement moyen induit par la courbure externe

Guojon-Durand et al [23] ont étudié l'écoulement d'un fluide autour d'un cylindre animé d'un mouvement de rotation oscillante autour de son axe. Ils ont confirmé que pour certaines valeurs de la fréquence d'oscillation, il y a lieu d'une réduction de l'instabilité hydrodynamique. Et par la suite, ils ont modifié l'écoulement moyen en fonction de certains paramètres mécanique de structure du corps.

Calluad et al [13] ont mené une étude expérimentale et numérique de l'écoulement laminaire d'un fluide autour d'un obstacle de section carrée disposé sur une plaque plane. La mesure de l'écoulement est faite par PIV (Particle Image Velocimetry). La confrontation des deux méthodes a donné les mêmes résultats qui se manifestent par la topologie de l'écoulement, les lignes de séparation, le lâchage tourbillonnaire. A part, une légère formation de tourbillons verticaux lâchés au-dessus du cube s'avère un peu plus grand que celle faite par l'expérience.

Pascal-Ribot et Y. Blanchet [22] ont réalisé une étude expérimentale et numérique de l'écoulement de fluide autour d'un cylindre rigide en deux phases l'air et eau. La résolution numérique du problème a été faite à l'aide d'une méthode d'analyse dimensionnelle standard. Ils ont présenté une exploration de base pour évaluer les forces de portance de vibration exercées sur le cylindre.

Lam -L. Zou [29] ont étudié numériquement et expérimentalement les écoulements turbulents autour de quatre cylindres dans une configuration carrée intégrée avec différents rapports

d'espacement choisis. Les résultats obtenus de la fluctuation de vitesse sont avérés similaires aux résultats numériques.

Roquet et al [41] ont travaillé sur l'écoulement d'un fluide stationnaire autour d'un cylindre en utilisant la modélisation numérique pour étudier et expliquer la variation de l'effort de fléchissement sur le sillage d'un cylindre. Les résultats portent sur la détermination du comportement asymptotique du fluide.

Cao Shuyang , Tamura [14] Ont étudié numériquement et expérimentalement l'écoulement autour d'un cylindre circulaire pour un nombre de Reynolds sous-critique. On le constate que le nombre de Strouhal ne montre aucune variation par rapport au paramètre de cisaillement, et que le point d'arrêt à haute vitesse a une grande influence sur la force aérodynamique.

I.4. Conclusion :

Dans ce chapitre, nous avons présenté un rappel sur l'écoulement autour d'un cylindre et certaines notions relatives à cet écoulement, nous avons aussi présenté les travaux sur les études expérimentales et numériques faite sur ce sujet.

Dans le chapitre suivant, nous allons résoudre notre problème d'étude.

