
Chapitre I : Généralités et synthèse bibliographique

I.1 Introduction

La modélisation numérique des écoulements des fluides autour d'un obstacle a fait l'objet de plusieurs études, ces études ont été réalisées pour des obstacles collés et décollés sur la paroi. La majorité des écoulements étudiés sont de types stationnaires et permanents où la direction de l'écoulement est perpendiculaire à la surface de l'obstacle. Un faible nombre d'études existe sur les obstacles décollés de la paroi et les écoulements instationnaires et turbulents. Nous avons abordé la modélisation et la simulation numérique de ces phénomènes par l'utilisation d'un code industriel de mécanique des fluides et de transfert thermique (Computational Fluid Dynamics - CFD).

I.2 Utilisation d'obstacles pour l'amélioration du transfert convectif

L'emploi des obstacles comme moyen d'accroissement des échanges thermiques se justifie dans des domaines aussi divers que le nucléaire, l'aéronautique, l'espace ou l'électronique. Dans les échangeurs, l'efficacité de l'obstacle, est un paramètre essentiel dans l'évaluation des coefficients globaux des transferts convectif. La figure I.1 présente une étude réalisée par Tutar et Oguz [1], cette étude illustre les différentes zones obtenues au voisinage de l'obstacle, les inconvénients de cette méthode sont l'augmentation de la perte de charge et l'établissement en aval des obstacles de poches chaudes.

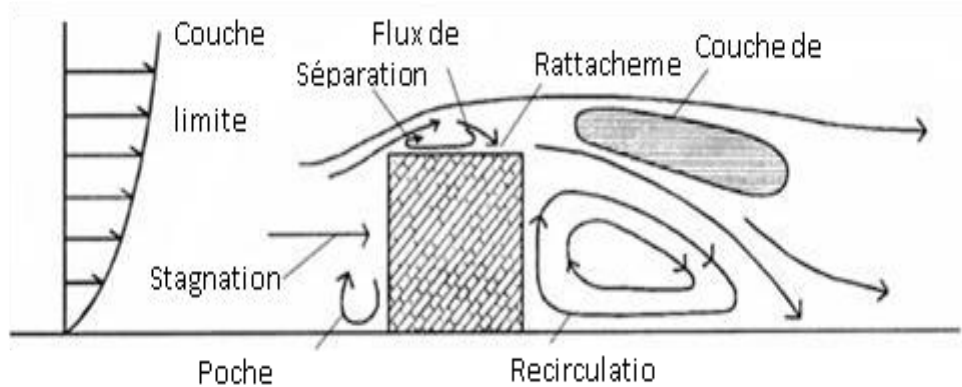


Figure I.1. Structure de la couche limite dynamique autour d'obstacles bidimensionnel [1]

Le cadre de cette, étude : il s'agit de l'augmentation du transfert thermique convectif sur une plaque plane, par adjonction d'éléments perturbateurs. De nombreux chercheurs se sont déjà intéressés au sujet, et dans la majorité des cas, les résultats sont présentés sous forme d'une comparaison avec une plaque sans élément perturbateur.

I.2.1. Revue des travaux à caractère expérimental

L'amélioration du transfert convectif à l'aide des obstacles dans les échangeurs de chaleur a fait l'objet de plusieurs recherches expérimentales et numériques. Deux types d'obstacles ont été utilisés.

I.2.1.1 Obstacles collés

Parmi les premières études dans ce domaine, on retrouve les travaux de Weeb et al. [2] qui ont étudié un certain nombre d'investigation expérimental pour caractériser le comportement de l'écoulement turbulent autour de deux obstacles. Les résultats montrent que le transfert thermique par convection forcée est meilleur lorsque le rapport entre le pas d'espacement et la hauteur de ces obstacles est inférieur à 10 ($P/e < 10$).

Aliaga et al. [3] ont effectué des mesure par la thermographie infrarouge sur une plaque a présence des obstacles à flux constant, pour un nombre de Reynolds varie de $0,5 \cdot 10^6$ à $1,5 \cdot 10^6$, les résultats montrent qu'on trouve des vortex si le rapport entre le pas d'espacement et la hauteur des obstacle prend la valeur de ($P/e = 5$), et la limite des zones de rattachement quand le rapport atteint la valeur de ($P/e = 12$).

Tropea et Gackstatter [4], ont étudié, à l'aide de Vélocimétrie Laser Doppler les dimensions des zones de recirculation au voisinage d'un obstacle bidimensionnel.

Buchlin [5], a étudié expérimentalement le transfert de chaleur par convection forcée dans un canal muni de pontets perforés immergées dans la couche limite turbulente, il ce trouve que le nombre de Reynolds joue un rôle très important dans le coefficient de transfert thermique. La méthode de mesure utilisée est la thermographie infrarouge combinée à la technique stationnaire du feuillet chauffant.

Wang et Sundén [6], ont également étudié quatre géométries des obstacles, carrée, triangulaire, trapézoïdal avec la hauteur décroissante dans le sens d'écoulement, et trapézoïdal avec l'augmentation de hauteur dans le sens d'écoulement. La méthode de mesure est La thermographie à cristal liquide, le nombre de Reynolds varie de $8 \cdot 10^3$ à $2 \cdot 10^4$. Les résultats montrent que la distribution de coefficient de transfert thermique est dépend de la forme des obstacles, l'obstacle de forme trapézoïdal formée avec la hauteur décroissante dans le sens d'écoulement a la valeur la plus élevée du transfert thermique.

I.2.1.Obstacles décollés

L'utilisation des obstacles collés dans l'amélioration du transfert convectif montre deux inconvénients : une perte de charge assez importante et la formation des poches chaudes au voisinage de l'obstacle. Ces deux inconvénients ont amené certains chercheurs qui ont proposé des alternatives à ces problèmes. Liou et al. [7], ont réalisé une étude numérique où le régime d'écoulement est turbulent $Re=2 \cdot 10^4$, en perforant les obstacles, ils ont introduit un coefficient de perméabilité défini par :

$$\beta = \frac{\text{nombre de trous} \times \pi \times (\text{rayon des trous})^2}{\text{hauteur des obstacles} \times \text{largeur des obstacles}}$$

L'objectif de cette étude est de déterminer la valeur du coefficient de perméabilité, pour laquelle les obstacles sont réellement perméables, ils ont trouvé que le meilleur transfert thermique obtenu lorsque le coefficient de perméabilité atteint la valeur ainsi qu'il y aura une disparition des poches chaudes derrière les obstacles, les résultats sont comparés aux tests

Expérimentaux obtenus par Chang [8], il est à noter que les obstacles étudiés sont conducteurs de chaleur.

Tansawa et al. [9], ont utilisé la méthode de chauffage de résistance et la technique de thermocouple pour déterminer le coefficient de transfert de chaleur dans un canal muni de pontets perforés et fissurés de type pleins. Les résultats ont prouvé que les obstacles perforés fournissent la meilleure performance thermique.

Tsia et Hawang [10], ont conduit une série d'expériences pour étudier le transfert convectif et le frottement dans un conduit rectangulaire avec des obstacles collés et décollés de la paroi, le nombre de Reynolds varie de 12000 à 70000, les résultats montrant que le coefficient de transfert convectif varie selon la hauteur et l'écartement de l'obstacle.

Lu et Jiang [11], ont aussi étudié le transfert thermique sur une plaque mené par des obstacles inclinée de plusieurs angle de 0° , 10° , 20° , 30° , 45° , 60° , et 90° , les résultats expérimentaux et numériques indiquent que la plus grande valeur du coefficient de transfert thermique est obtenue pour les obstacles inclinés de 60° .

Agelinchaab et Tachie [12], ont étudié expérimentalement par vélocimétrie des images des particules, des obstacles de type semi sphérique, les résultats trouvés montent un énorme transfert convectif par rapport aux obstacles bidimensionnels.

Une autre étude expérimentale réalisée par Sewall et al. [13] à l'aide de la méthode de vélocimétrie laser sur des obstacles cubiques inclinés de plusieurs angles, ils ont trouvé que l'angle 90° fourni un meilleur transfert thermique par rapport aux autres cas.

Rampanarivo [14], conduit une série d'investigation concernant l'augmentation du transfert convectif par ajout d'un obstacle bidimensionnel décollé de la paroi, deux méthodes de mesure utilise la technique de l'infrarouge (PIV) et la méthode de mesure par fil chaud, nous essayons de faire une validation de ses résultats par la simulation numérique à l'aide du code "FLUENT".

I.2.2 Revue des travaux à caractère numérique

Yakhot et al. [15], ont étudié par la simulation numérique direct (DNS), un écoulement d'air autour d'un cube fixé sur la paroi plane, le nombre de Reynolds est de 5600.pour déterminer la zone située au voisinage des parois.

Abbassi et al. [16], de leur coté, ont étudié numériquement le transfert par convection forcée d'air dans un canal plan différentiellement chauffé et contenant un obstacle ayant la forme d'un prisme triangulaire. Les résultats montrant que ce type d'obstacle a un effet sur la

structure de l'écoulement et le transfert thermique par rapport à un obstacle rectangulaire Lien et al. [17], ont aussi intéresser à l'augmentation du transfert thermique et l'effet du pas d'espacement sur une plaque par ajout des éléments perturbateurs, sept obstacles rectangulaires collés sur la paroi, ils ont réalisé une simulation en 2D, basée sur le modèle standard de type Velagati et Yaghoubi [18].

Ont étudié une simulation numérique en 3D basée sur la méthode des volumes finis sur des blocs pontets sur une plaque, ils ont varié le nombre de Reynolds entre $5,5 \cdot 10^3$ et $3 \cdot 10^4$ et varie aussi le rapport entre la largeur w et le pas d'espacement p , il ont trouvé que si le rapport atteint la valeur ($w/p = 25\%$), on a un meilleur transfert thermique.

Lahcen et al. [19], ont réalisé une étude qui concerne la simulation numérique de la couche limite dans une conduite rendu rugueuse par des promoteurs collés et décollés de la paroi. Ils ont montré que les obstacles collés sur la paroi améliorent le transfert thermique mais produit des zones à basse échange thermique dans les coins des promoteurs, cette détérioration de transfert thermique peut être évitée par l'utilisation des promoteurs décollés.

Korichi et Oufer [20], ont étudié numériquement en deux dimensions le transfert de chaleur conjugué dans un canal rectangulaire en présence de trois obstacles chauffés montés sur la paroi, deux obstacles placés sur la paroi inférieure et l'autre placé sur la paroi supérieure, les résultats montrent que le transfert croit avec l'augmentation du nombre de Reynolds, de la hauteur d'obstacle, de l'espacement et la diminution de la largeur de l'obstacle.

Lorsque le nombre de Reynolds est élevé, l'écart entre les plus grandes échelles dans l'écoulement et les plus petites devient tellement élevées qu'il est impossible de prendre en compte toutes les échelles dans un calcul. On montre que le nombre de mailles nécessaires pour résoudre toutes les échelles est proportionnel à Re^3 . Ainsi pour un nombre de Reynolds de 104, il faut envisager un nombre de mailles de 109 mailles, c'est ce que l'on appelle la simulation numérique directe (DNS ou Direct Numerical Simulation) : aucune modélisation de la turbulence n'est effectuée, on résout toutes les quantités physiques. En l'état actuel des choses, les plus gros calculs sont justement de l'ordre de 10243 mailles, et tournent sur des machines de plusieurs centaines de processeurs en parallèle. Ce type de calcul est extrêmement difficile à mettre en œuvre et génère un nombre de données tellement important qu'elles sont très difficiles à utiliser, même dans un cadre de recherche scientifique. Ce type

de simulation est donc réservé à des écoulements académiques à des nombres de Reynolds inférieurs à 1000 [21].

I.3. Simulation des équations de Navier - Stokes Moyennées (RANS)

Cette approche consiste à ne simuler que l'écoulement moyen en temps. Toutes les fluctuations sont filtrées et on modélise ces fluctuations.

Les deux types de moyenne possible sont les suivantes :

- Moyenne d'ensemble : on effectue N fois la même expérience (c'est-à-dire le même écoulement dans la même soufflerie) et on moyenne les données obtenues;
- Moyenne temporelle : on effectue une expérience pendant un temps très long et on moyenne les données obtenues.

Si le temps de moyenne est suffisamment long, en principe les moyennes temporelles sont indépendantes du temps. En revanche si le temps de moyenne est court (pas de temps petit devant le phénomène principal), les moyennes temporelles restent dépendantes du temps. Les moyennes d'ensemble peuvent également être dépendantes du temps, par exemple pour un écoulement à une fréquence principale périodique.

Lorsque les moyennes temporelles et d'ensemble ne coïncident pas, on dit que le système n'est pas ergodique : lorsque le système évolue lentement par exemple, ou lorsque la moyenne temporelle sera différente en fonction des conditions initiales différentes. Les moyennes d'ensemble et les moyennes temporelles sont indépendantes du temps et égales, on dit que le processus est "statistiquement stationnaire".

I.4 Couches limites

Lorsqu'un fluide s'écoule le long d'une surface, les particules à proximité de la surface sont ralenties en vertu des forces de viscosité. Les particules adjacentes y adhèrent et ont une vitesse nulle par rapport à la paroi. Les autres particules glissent sur les premières ralenties et par suite de l'interaction entre le mouvement accéléré et retardé du fluide donne naissance aux forces de cisaillement. La figure I.2, ci-dessous montre l'écoulement d'un fluide près d'une plaque plane de faible épaisseur.

Les effets des forces de viscosité qui prennent naissance à la paroi s'étendent dans la masse fluide, mais à une faible distance de la paroi la vitesse des particules atteint celle de l'écoulement libre non perturbé. La région dans la quelle les variations de la vitesse sont

notables est appelée couche limite hydrodynamique. L'épaisseur de cette couche est définie comme étant la distance comptée à partir de la paroi où la vitesse locale atteint 99% de la vitesse de l'écoulement libre.

Le profil des vitesses à l'intérieur de la couche limite dépend de la nature de l'écoulement. Pour une plaque plane placée parallèlement à un courant d'air, initialement, au bord d'attaque, la couche limite est laminaire, et à partir d'une distance critique qui dépend de la nature du fluide, la couche limite devient turbulente. La transition vers le régime turbulent peut être visualisée comme une région où le mouvement des particules est aléatoire.

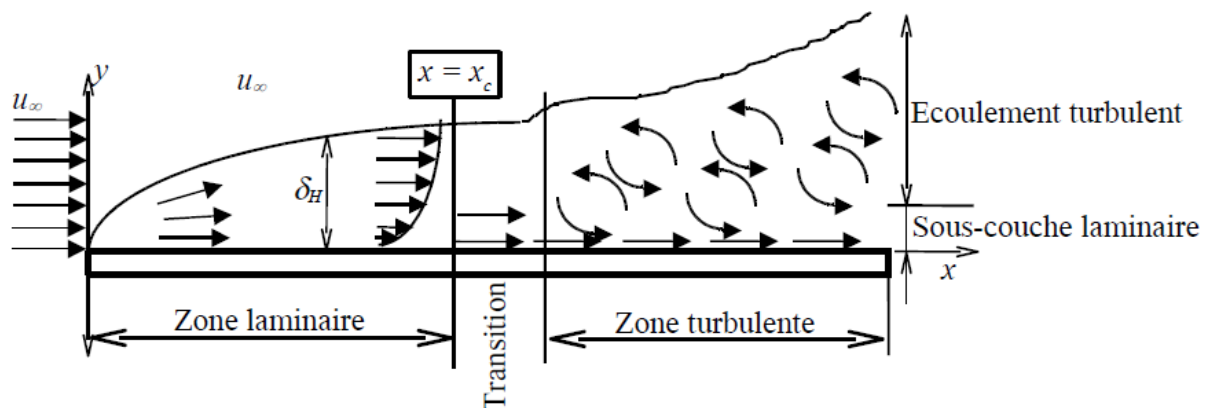


Figure I.2 : transition entre les régimes laminaire et turbulent.

Lorsque l'écoulement est stable et qu'aucune perturbation n'a lieu, l'écoulement laminaire persiste dans la couche limite pour des nombres de Reynolds aussi élevés que $5 \cdot 10^6$. Si la surface est rugueuse et si l'écoulement est perturbé volontairement, il peut devenir turbulent pour des nombres de Reynolds aussi faibles que $8 \cdot 10^4$, l'écoulement sur une plaque plane devient turbulent à une distance du bord d'attaque où le nombre de Reynolds est approximativement égal à $5 \cdot 10^5$.

La plupart des écoulements autour d'obstacles ou de corps profilés s'effectuent à des nombres de Reynolds relativement élevés. Dans cette situation, l'observation expérimentale montre que le champ d'écoulement peut être divisé en deux régions [22] :

- Une couche limite adjacente aux surfaces solides et dans laquelle les forces de viscosité jouent un rôle important.

•Un domaine extérieur à la couche limite dans lequel le fluide en écoulement peut être considéré comme dénué de viscosité.

I.4.1 Couche interne

I.4.1.1 Sous couche visqueuse

Très près de la paroi, il existe une zone où les effets de la turbulence sont négligeables et les effets de viscosité moléculaire prépondérants. Les conditions d'adhérence à la paroi donnent : $U(y=0) = 0 = u' = v'$, le frottement total s'écrit : $\tau_{tot}(y=0) = \tau_p \approx \mu \frac{\partial u}{\partial y}_{y=0}$ (I.1)

Comme le frottement total est constant, on peut écrire la vitesse moyenne sous la forme :

$$U(y) = y \frac{\tau_p}{\mu} \quad (\text{I.2})$$

Le profil est donc linéaire en fonction de la distance à la paroi. Par analyse dimensionnelle, on peut définir la vitesse de frottement à partir du frottement pariétal τ_p par :

$$u^* = \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho}} \quad (\text{I.3})$$

Ce qui permet d'introduire une vitesse adimensionnelle :

$$U^+ = \frac{U}{u^*} \quad (\text{I.4})$$

et une distance adimensionnelle :

$$y^+ = \frac{y}{y^*} \quad (\text{I.5})$$

Ou
$$y^* = \frac{\nu}{u^*} \quad (\text{I.6})$$

La loi linéaire s'écrit simplement :

$$U^+ = y^+ \quad (\text{I.7})$$

Les expériences montrent que cette loi linéaire est valable tant que $y^+ \leq 5$.

I.4.1.2 La zone tampon

Dans cette zone les effets visqueux diminuent devant le frottement turbulent mais ne sont pas complètement négligeables. Cette zone correspond à $5 \leq y^+ \leq 30$.

I.4.1.3 La zone Logarithmique

Au-delà de la zone tampon, le frottement est essentiellement, la contribution due à la viscosité moléculaire disparaît devant la contrainte de cisaillement, on a donc :

$$\tau_p \approx -\rho \overline{u'v'} \quad (\text{I.8})$$

En utilisant la vitesse de frottement définie précédemment, on obtient pour la contrainte de Reynolds ;

$$-\overline{u'v'} = u^{*2} \quad (\text{I.9})$$

Cette vitesse de frottement apparaît donc comme une échelle caractéristique des fluctuations de vitesse. Comme la viscosité moléculaire n'intervient plus dans cette zone, il faut construire par analyse dimensionnelle, une expression pour $\frac{\partial U}{\partial y}$ avec les échelles déjà définies :

$$\frac{\partial U}{\partial y} = \frac{u^*}{\kappa y} \quad (\text{I.10})$$

en intégrant on obtient :

$$U^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + C \quad (\text{I.11})$$

où $\kappa = 0,41$ est le constante de Von Kàrmàn et $C = 5,5$.

I.4.2 Couche externe

Enfin, plus loin de la paroi, on observe une région externe où la structure de l'écoulement est entièrement contrôlée par la turbulence. La contrainte visqueuse y est négligeable devant la contrainte turbulente. Pour un écoulement de convection forcée, cette région pleinement turbulente est appelée région logarithmique à cause de la loi suivie par le profil des vitesses.

I.4.3 Couches limites dynamique et thermique

Quel que soit le régime d'écoulement, il demeure une sous couche laminaire (couche limite dynamique) dont l'épaisseur est d'autant plus réduite que le nombre de Reynolds est grand.

L'épaisseur de cette couche limite varie en fonction de nombreux paramètres : nature de fluide, température, rugosité de la paroi...etc.

L'analogie de Reynolds montre que le gradient thermique est particulièrement important au voisinage de la paroi, c'est-à-dire dans la sous couche laminaire.

Quelque soit le régime d'écoulement du fluide, on considère que la résistance thermique est entièrement située dans le film laminaire qui joue le rôle d'isolant thermique (couche limite thermique).

En plus des hypothèses énoncées précédemment sur l'influence du terme de gravité sur l'écoulement, ainsi que sur l'incompressibilité du fluide de la faible influence de la température sur ses propriétés physiques, la dernière hypothèse que nous allons faire est de limiter l'étude à un régime stationnaire.

Dans ces conditions, le système d'équation décrivant l'ensemble des phénomènes devient :

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} = 0 \quad (I.12)$$

$$U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \left(-\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \frac{\partial U}{\partial y} - \rho \overline{u'v'} \right] \right) \quad (I.13)$$

$$\rho c \left(U \frac{\partial \bar{T}}{\partial x} + V \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left[\lambda \frac{\partial \bar{T}}{\partial x} - \rho c \overline{u't'} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\lambda \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} - \rho c \overline{v't'} \right] \quad (I.14)$$

On déduit alors, de ces équations, les expressions locales de la contrainte de cisaillement totale et du flux surfacique total à la paroi :

$$\tau_p = \underbrace{-\rho \overline{u'v'}}_{\text{turbulent}} + \underbrace{\mu \frac{\partial U}{\partial y}}_{\text{visqueux}} = (\mu + \mu_t) \frac{\partial U}{\partial y} \quad (I.15)$$

$$\Phi = \underbrace{-\rho c \overline{v't'}}_{\text{convection (turbulente)}} + \underbrace{\lambda \frac{\partial \bar{T}}{\partial y}}_{\text{conduction (visqueuse)}} = -\rho c (a + a_t) \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} \quad (I.16)$$

Les observations concernant les couches limites turbulentes (dynamique ou thermique) montrent qu'elles sont constituées de deux zones : une zone externe qui établit le raccord entre la couche limite et l'écoulement externe, et une zone interne qui est elle-même constituée de deux zones. En fonction de la prédominance de l'un ou l'autre des deux termes constituant les deux grandeurs et on distingue : la sous-couche visqueuse pour la dynamique, et la sous-couche conductive pour la thermique, où les contributions moléculaires (visqueuse et conductive) sont prépondérantes ; ainsi que les zones logarithmiques où les grandeurs turbulentes sont prépondérantes, les transports de quantité de mouvement et d'enthalpie sont alors liés aux mouvements tourbillonnaires qui imposent des fluctuations turbulentes importantes.

$$\frac{U}{U_\tau} = \frac{U_\tau y}{\nu}$$

I.5 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons présenté l'analogie qui existe entre le transfert de chaleur convective et l'écoulement du fluide ainsi que les différentes méthodes d'amélioration du transfert thermique suivi par les travaux publiés sur cette amélioration ; ces travaux parlent de la deuxième catégorie de la méthode passive d'amélioration du transfert de chaleur qui est par provocation de turbulence en utilisant des obstacles ou par changement de la forme des parois (ondulations).D

Dans le chapitre suivant, nous allons voir la théorie de base nécessaire pour la modélisation et la simulation de l'écoulement en présence d'obstacle collé et décollé de la paroi.