

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE  
MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE  
SCIENTIFIQUE

Université de Saad Dahleb de Blida  
Faculté des Sciences de l'ingénieur  
Département d'aéronautique



**Projet de Fin d'Etude en vue de l'obtention du Diplôme d'Ingénieur d'Etat**

**Option : Propulsion**

Thème :

*Simulation numerique des écoulements séparés autour des géométries  
simples*

Fait Par :

*Amar aida  
Hamidi khaoula narimene*

Encadré par :

*MR. Ali TAHI*

Blida, 2008

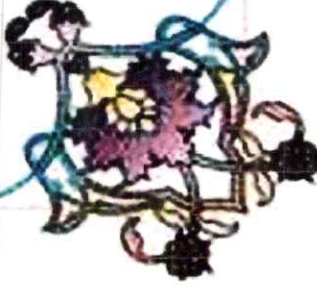
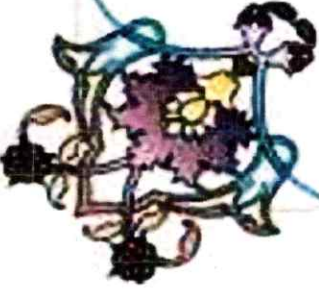
بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ



## *Remerciements*

*On tient à remercier vivement notre promoteur M.A.Tahi et notre co-promoteur T.Rezoug pour leur suivi, leurs conseils précieux et tout l'intérêt qu'ils nous ont témoigné durant la réalisation de ce travail.*

*Tous les membres du jury qui nous avons fait l'honneur d'accepter de juger notre travail nous exprimons nos plus chaleureux remerciements et notre gratitude.*



# Dédicace

*Je dédie ce modeste travail :*

- *A mes chers parents qui m'ont soutenu durant mes études et je leurs souhaite une longue vie et que dieu les protège pour moi.*
- *A mes très chers frères : Karim, Mourad et Ahmed.*
- *A mes sœurs : Leïla, Meriem,, Chahinez et Dallel*
- *A mes très chers oncles : mohamed, nor-eddine .*
- *A mes très chers tantes : fatiha et nadjia*
- *A mon binôme Aida*
- *A mes très chers amis : Taïbi hafsa, guebli wassila , laraf amine, daoud lamine et Boutamine chahinez hamid lamia*
- *A mes très chers cousins*

*NARIMENE*

# Dédicace

*Je dédie ce modeste travail :*

- *A mes chers parents qui m'ont soutenu durant mes études et je leurs souhaite une longue vie et que dieu les protège pour moi.*
- *A mes très chers frères*
- *A mes sœurs et leurs enfants et leurs maris*
- *A toutes ma famille.*
- *A mon binôme Nariméne*
- *A mes très chers amis : Taibi hafsa, guebli wassila ,*
- *A mes très chers cousins*

*AIDA*

## Résumé

Le présent travail port sur les écoulements séparés laminaire et turbulent. Tout d'abord on commence le calcul autour d'un cylindre rond en régime laminaire pour le cas instationnaire avec un nombre de Reynolds  $Re=100$  on passera ensuite au calcul autour d'un cylindre carré en régime turbulent instationnaire avec deux modèle de turbulence (les conditions sont celle de Rodi) pour un Reynolds  $Re=22000$  et en fin on calculera le  $C_{lmax}$  pour un profil NACA0012 en régime turbulent stationnaire à un nombre de Reynolds  $Re=9000000$ ,

Le modèle numérique pour les 3 cas considéré repose sur l'équation de continuité et les équations de Navier Stokes pour cela on procède numériquement pour la résolution

Un code de calcul emploie la méthode des volumes finis comme procède de discrétisation.

## Abstract

The present work on the port separated laminar flow and turbulent. First you start calculating around a round cylinder in laminar regime for the unsteady case with a Reynolds number  $Re = 100$  on the calculation then pass around a square cylinder in turbulent regime with two unsteady model of turbulence ( the condition is that of Rodi) for a Reynolds;  $Re = 22000$  and in the end we will calculate the  $C_{lmax}$  for a profile NACA0012 regime in a turbulent state Reynolds number  $Re = 9000000$ ; The numerical model for 3 case based on the equation of continuity and equations Navier Stokes why we proceeded to digitally resolution; A computer code uses the method volumes finished as proceeds discretization

## ملخص

عليك البدء في حساب مستديرة حول الاسطوانة في رقائقي العمل الحالي على ميناء فصل رقائقي تدفق ومضطربة. أولا اسطوانة مضطربة مع عدد رينولدز إعادة = 100 على حساب والمرور في جميع أنحاء متر مربع في النظام لحالة متذبذبة هو ان يكون من الرودي (لل إعادة رينولدز = 22000 ونحن النظام النموذجي متذبذبة مع اثنين من الاضطراب (ان الشرط = 9000000 النظام في الدولة المضطربة عدد رينولدز إعادة naca0012 لمحطة عن  $c_{lmax}$  في النهاية سوف حساب ينكي ولهذا فإننا شرع القرار رقميا Navier العديدية 3 نموذج لحالة المعادلة على أساس الاستمرارية والمعادلات قانون استخدامات الحاسوب طريقة الانتهاء من المجلدات ، مثل عائدات.

## *Liste des figures :*

Figure (I.1) Représentation de la couche limite turbulente en proche paroi. ....	15
Figure (II.1) Topologie du champ instantané.....	19
Figure (II.2): écoulement rampant a $Re = 0.16$ . Visualisation	
S. Taneda tirée de van Dyke [12] .....	20
Figure (II.3) écoulement stationnaire décolle a $Re = 26$ . Visualisation	
S. Taneda tirée de van Dyke [12].....	21
Figure (II.4) écoulement instationnaire 2D a $Re = 105$ . Visualisation	
S. Taneda tirée de vanDyke [12].....	22
Figure (II.5) géométrie de l'écoulement autour d'un cylindre de section carrée.....	23
Figure (II.6) lignes de courant autour du carré sur une période (modèle v2-f).....	25
Figure (II.7) l'écoulement autour du profil.....	27
Figure (II.8) la couche limite.....	28
Figure (II.9) décrochage de la couche limite.....	28
Figure (II.10) La distribution de la pression : a) $\alpha=0^\circ$ ; b) $\alpha=5^\circ$ à $10^\circ$ .....	29
Figure (III.1) domaine de calcul de l'écoulement autour du cylindre avec le « history point »	
.....	38
Figure (III.2) domaine de calcul de l'écoulement autour du cylindre avec le 'history-point'	
.....	44
Figure (III.3) maillage du domaine de calcul de l'écoulement autour du cylindre.....	44
Figure (III.4) maillage au voisinage du cylindre.....	45
Figure (III.5) histoire de convergence du calcul de l'écoulement autour de cylindre (avec la commande patch) pour les 100 dernières itérations.....	48
Figure III.6 évolution de la composante de la vitesse $v$ en fonction du temps pour l'écoulement autour du cylindre –laminaire –solution initiale non uniforme.....	48
Figure (III.7) histoire de convergence du calcul de l'écoulement autour de cylindre –laminaire solution initiale uniforme-20 itérations par pas de temps	

pour les 200 dernières itérations.....	50
Figure (III.8) évolution de la composante de la vitesse $v$ en fonction du temps pour l'écoulement autour du cylindre –laminaire –solution initiale uniforme-20 itérations par pas de temps ( $\Delta t = 0.2$ ).....	50
Figure (III.9) histoire de convergence du calcul de l'écoulement autour de cylindre – laminaire solution initiale uniforme-100 itérations par pas de temps pour les 500 dernières itérations.....	51
Figure (III.10) évolution de la composante de la vitesse $v$ en fonction du temps pour l'écoulement autour du cylindre –laminaire –solution initiale uniforme-100 itérations par pas de temps ( $\Delta t = 0.2$ ).....	52
Figure (III.11) histoire de convergence du calcul de l'écoulement autour de cylindre laminaire solution initiale uniforme-100 itérations par pas de temps pour les 500 dernières itérations.....	53
Figure (III.12) évolution de la composante de la vitesse $v$ en fonction du temps pour l'écoulement autour du cylindre –laminaire –solution initiale uniforme-100 itérations par pas de temps ( $\Delta t = 0.04$ ).....	53
Figure (III.13) la géométrie utilisée (cylindre carré).....	55
Figure (III.14) : domaine de calcul de l'écoulement autour du cylindre carré $32 \times 15$ avec les deux points historiques « history-point ».....	56
Figure (III.15) : maillage du domaine de calcul de l'écoulement autour du cylindre carré....	57
Figure (III.16) : maillage au voisinage du cylindre carré.....	57
Figure (III.17) histoire de convergence du calcul de l'écoulement autour de cylindre carré – modèle $k-\epsilon$ .....	60
Figure (III.18) histoire de convergence du calcul de l'écoulement autour de cylindre carré pour les 200 dernières itérations -modèle $k-\epsilon$ .....	61
Figure (III.19) évolution de la composante de la vitesse $v$ au 'history point 1' en fonction du temps pour l'écoulement autour du cylindre carré- modèle $k-\epsilon$ .....	61
Figure (III.20) évolution de la composante de la vitesse $v$ au 'history point 2' en fonction du temps pour l'écoulement autour du cylindre carré- modèle $k-\epsilon$ .....	62
Figure (III.21) histoire de convergence du calcul de	



l'écoulement autour de cylindre carré-modèle spallart Allmaras.....	63
Figure (III.22) histoire de convergence du calcul de l'écoulement autour de cylindre carré-modèle spallart Allmaras pour les 200 dernières itérations.....	64
Figure (III.23) évolution de la composante de vitesse selon y au 'history point 1'.....	64
Figure (III.24) évolution de la composante de la vitesse v au 'history point 2'.....	65
Figure (III.25) évolution de la composante de la vitesse v au 'history point 1' en fonction du temps pour l'écoulement autour du cylindre carré -calculé de la période.....	65
Figure (III.26) évolution de la composante de la vitesse v au 'history point 2' en fonction du temps pour l'écoulement autour du cylindre carré calculé de la période.....	66
Figure (III.27) Coefficient de portance d'un profil NACA0012, $Re = 9.0 \times 10^6$ .....	68
Figure (III.28) domaine de calcul de l'écoulement autour du profil NACA 0012.....	69
Figure (III.29) maillage du domaine de calcul de l'écoulement autour du profil NACA 0012.....	69
Figure (III.30) maillage au voisinage du profil NACA 0012.....	70
Figure (III.31) le coefficient de portance en fonction d'angle d'incidence pour le profil NACA0012 a $Re=910^6$ .....	72
Figure (IV.1) fonction de courant a $t=4.2200e+01$ s (211 itérations).....	73
Figure (IV.2) vecteur vitesse a $t=4.2200e+01$ s (211 itérations).....	74
Figure (IV.3) fonction de courant a $t=4.5200e+01$ s (226 itérations).....	74
Figure (IV.4) vecteur vitesse a $t=4.5200e+01$ s (226 itérations).....	75
Figure (IV.5) fonction de courant a $t=4.8200e+01$ s (241 itérations).....	75
Figure (IV.6) vecteur vitesse t= $4.8200e+01$ s (241 itérations).....	76
Figure (IV.7) fonction de courant a $t=5.1200e+01$ s (256 itération).....	76
Figure (IV.8) vecteur vitesse a $t=5.1200e+01$ s (256 itérations).....	77
Figure (IV.9) fonction de courant a $t=5.4600e+01$ s (273 itérations).....	77
Figure (IV.10) vecteur vitesse a $t=5.4600e+01$ s (273 itérations).....	78
Figure (IV.11) nombre de Strouhal en fonction de Re (frome [3]).....	79
Figure (IV.12) fonction de courant a $t=4.2200 e+01$ s.....	80
Figure (IV.13) vecteur vitesse a $t=4.2200 e+01$ s.....	81
Figure (IV.14) fonction de courant a $t=4.3200 e+01$ s.....	81

Figure (IV.15) vecteur vitesse a $t=4.3200 e+01$ s.....	82
Figure (IV.16) fonction de courant a $t=4.4200 e+01$ s.....	82
Figure (IV.17) vecteur vitesse a $t=4.4200 e+01$ s.....	83
Figure (IV.18) fonction de courant a $t=4.5200 e+01$ s.....	83
Figure (IV.19) vecteur vitesse a $t=4.5200 e+01$ s.....	84
Figure (IV.20) fonction de courant a $t=5.0200 e+01$ s.....	84
Figure (IV.21) vecteur vitesse a $t=5.0200 e+01$ s.....	85
Figure (IV.22) vecteur vitesse a $12^\circ$ (l'extrados).....	86
Figure (IV.23) vecteur vitesse a $19^\circ$ .....	86

## *Liste des équations*

Equation (I.1) .....	3
Equation (I.2) .....	3
Equation (I.3) .....	3
Equation (I.4) .....	3
Equation (I.5) .....	3
Equation (I.6) .....	3
Equation (I.7) .....	3
Equation (I.8) .....	4
Equation (I.9) .....	4
Equation (I.10) .....	5
Equation (I.11) .....	5
Equation (I.12) .....	5
Equation (I.13) .....	5
Equation (I.14) .....	5
Equation (I.15) .....	6
Equation (I.16) .....	6
Equation (I.17) .....	6
Equation (I.18) .....	6
Equation (I.19) .....	7
Equation (I.20) .....	9
Equation (I.21) .....	10
Equation (I.22a) .....	10
Equation (I.22b) .....	10
Equation (I.22c) .....	10
Equation (I.22d) .....	10
Equation (I.22e) .....	10
Equation (I.23) .....	10
Equation (I.24) .....	10
Equation (I.25a) .....	11

Equation (I.25b) .....	11
Equation (I.25c).....	11
Equation (I.26).....	11
Equation (I.27).....	11
Equation (I.28).....	11
Equation (I.29).....	12
Equation (I.30).....	12
Equation (I.31).....	12
Equation (I.32).....	12
Equation (I.33).....	12
Equation (I.34).....	13
Equation (I.35) .....	13
Equation (I.36) .....	13
Equation (I.37) .....	13
Equation (I.38) .....	14
Equation (I.39) .....	14
Equation (I.40) .....	14
Equation (I.41) .....	14
Equation (I.42) .....	15
Equation (I.43) .....	15
Equation (I.44) .....	15
Equation (I.45) .....	16
Equation (II.1) .....	19
Equation (II.2) .....	21
Equation (II.3) .....	25
Equation (III.1) .....	35
Equation (III.2) .....	35
Equation (III.3) .....	36
Equation (III.4) .....	36
Equation (III.5) .....	36
Equation (III.6) .....	36
Equation (III.7) .....	36
Equation (III.8) .....	36

Equation (III.9) .....	36
Equation (III.10) .....	37
Equation (III.11) .....	37
Equation (III.12) .....	37
Equation (III.13) .....	38
Equation (III.14) .....	38
Equation (III.15) .....	
Equation (III.16) .....	38
Equation (III.17) .....	39
Equation (III.18) .....	39
Equation (III.19) .....	39
Equation (III.20) .....	39
Equation (II.21) .....	39
Equation (III.22) .....	39
Equation (III.23) .....	40
Equation (III.24) .....	40
Equation (III.25) .....	40
Equation (III.26) .....	40
Equation (III.27) .....	41
Equation (III.28) .....	42

## *Table des matières*

Introduction générale.....	1
----------------------------	---

### Chapitre I. Rappel théorique

I.1 Equation de Navier Stokes pour le fluide réel incompressible instationnaire laminaire .....	3
I.2 L'écoulement turbulent.....	4
I-2.1 Définition de la turbulence.....	4
I-2.2 équation de Navier Stokes décomposition de Reynolds.....	4
I-2.3 La transition de la laminaire au turbulent .....	6
I-2.4 Quelques notions sur les instabilités et les tourbillons.....	7
I-2.5 Modèles de turbulence.....	8
I-2.6 Traitement à la paroi .....	14

### Chapitre II. Les écoulements séparés

II-1 Ecoulement instationnaire.....	17
II-2 Définition du décollement .....	18
II-3 écoulements autour d'un cylindre rond .....	19
II-4 écoulement autour d'un cylindre carré .....	22
II-5 Ecoulement autour d'un profil .....	26

### Chapitre III. Modélisation et résolution avec "Fluent"

Introduction .....	30
III-1 Implémentation sous "Fluent".....	30

III-2 Résolutions numériques.....	41
III-2.1 Cas d'un cylindre rond .....	42
III-2.2 Cas d'un cylindre carré.....	53
III-2.3 Cas d'un profil .....	65
Conclusion .....	71

## Chapitre IV. Résultat et discussion

Introduction.....	73
IV.1 Cas d'un cylindre rond .....	73
IV.2 Cas d'un cylindre carré.....	79
IV.3 Cas d'un profil.....	85
Conclusion .....	87
Conclusion générale.....	88

## Bibliographie...

## Annexe...

- Annexe 1 : solution instationnaire
- Annexe 2 : cylindre rond
- Annexe 3 : cylindre carré
- Annexe 4 : description de profil NACA 0012
- Annexe 5 : profil NACA 0012

*Nomenclature*



## *LISTE DES SYMBOLES ABBREVIATION*

$A_{e,w,n,s}$	: Aires des surfaces d'un volume de contrôle
$a_{F,W,N,S}$	: Coefficient de matrice des points voisins au point P
$f$	: Fréquence
$P$	: Pression
$p'$	: Correction de la pression
$p^*$	: Pression adimensionné
Re	: Nombre de Reynolds
$S_t$	: Nombre Strouhal
$u$	: Composante horizontale de la vitesse
$u'$	: Correction de la vitesse horizontale
$u^*$	: Vitesse horizontale adimensionné
$u_j$	: Composante du vecteur vitesse
$v$	: Composante verticale de la vitesse
$v'$	: Correction de la vitesse verticale
$v^*$	: Vitesse verticale adimensionné
$\Delta t$	: Pas de temps
$\phi$	: Variable générale dans l'écriture des équations de conservation
$\mu$	: Viscosité dynamique
$\rho$	: Densité
$\tau$	: Période
$\sigma_{ij}$	: Tenseur de contrainte

*Introduction générale*

## *Introduction générale*

Les recherches menées dans ce groupe portent essentiellement sur les phénomènes de mécanique des fluides dans lesquels les vitesses et leur instationnarité ont un caractère moteur dominant. Les outils utilisés sont des algorithmes numériques.

Deux principaux objectifs déterminent l'orientation des travaux engagés.

Le premier, à long terme, a pour but l'analyse et la compréhension des phénomènes de base rencontrés en mécanique des fluides réels. Le décollement, les sillages instationnaires, le mécanisme de création des tourbillons, et tout particulièrement les transitions stable instable ou laminaire turbulent.

Le deuxième objectif, à caractère plus appliqué, s'oriente vers l'utilisation des connaissances et des expériences acquises en mécanique des fluides et en méthodologie numérique, pour modéliser et simuler des problèmes d'origine industrielle.

L'objectif du PFE sur le calcul des écoulements séparés en régimes laminaire et turbulent. Il constitue une initiation au calcul d'écoulements instationnaires et à l'aéroacoustique. En effet, cette dernière est une section de l'acoustique qui étudie la génération d'un bruit par un écoulement turbulent (ex : turbulence d'un jet libre), ou interagissant avec une surface (profil d'aile, pales de rotor d'un hélicoptère, roues de compresseur ou de turbine, cavité, ...). L'objet de l'aéroacoustique étant la prédiction des bruits d'origine aérodynamique.

Dans ce PFE, on s'intéresse tout simplement aux écoulements séparés laminaires et turbulents. Tout d'abord, en commence le calcul autour d'un cylindre rond en régime laminaire, on passera ensuite au calcul autour d'un cylindre carré en régime turbulent (ce cas dépendra de la disponibilité des données expérimentales) pour un Reynolds de 22000 où on utilisera deux modèles de turbulence parmi les modèles disponibles dans fluent. En fin on calculera le  $C_{l_{max}}$  pour le profil NACA0012 à un nombre de Reynolds aux environs de 1000000

L'organisation de ce travail est présentée sous forme de :

- Rappel théorique ;
- Les écoulements séparés ;
- Modélisation et résolution avec "Fluent" ce qui fera l'objet du 4<sup>ème</sup> chapitre ;
- Résultat et discussion ;
- conclusion générale qui apprécie la qualité du travail et envisage des recommandations pour les travaux futurs, d'autre part.

*Chapitre I.*

*Rappelle théorique*

Dans ce chapitre on fait un rappel théorique sur les équations Navier Stokes pour les cas laminaire et turbulent.

*I-1 Equation de Navier Stokes pour les fluides réels incompressibles instationnaire laminaire [1] :*

Dans les écoulements instationnaire cas laminaire généralement les équations différentielles sont compliqués à résoudre sur tout pour le cas visqueux.

Pour cela, on procède numériquement pour la résolution

Les équations de Navier Stokes sont :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left( \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) + g_x \quad (I.1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \left( \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) + g_y \quad (I.2)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \left( \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) + g_w \quad (I.3)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (I.4)$$

Pour notre cas on néglige les effets de la pesanteur et l'écoulement considéré est bidimensionnel ces équations se réduisent :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left( \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad (I.5)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \left( \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \quad (I.6)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (I.7)$$

## I-2 L'écoulement turbulent :

### I-2.1 Définition de la turbulence [2] :

La turbulence est une propriété d'un écoulement, non du fluide utilisé. Il n'existe pas de véritable définition de la turbulence. On la caractérise par ses propriétés.

Quand l'écoulement est turbulent, les grandeurs physiques macroscopiques (vitesse, pression) varient de façon rapide et aléatoire. Un écoulement turbulent est nécessairement rotationnel : ainsi, un champ acoustique, même aléatoire, n'est pas turbulent.

Un écoulement turbulent est donc un écoulement à grand nombre de Reynolds :

Apparition de la turbulence :

Aux grands nombres de Reynolds, un écoulement laminaire peut devenir turbulent au voisinage d'un obstacle, d'une aspérité.

### I-2.2 Equations de Navier Stokes, décomposition de Reynolds [3] :

Les équations qui régissent l'écoulement sont (en l'absence de variations de masse volumique) :

Equation de continuité

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (I.8)$$

Equation de quantité de mouvement

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{P}{\rho} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \nu \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) \quad (I.9)$$

Le caractère non linéaire d'un tel système le rend insoluble analytiquement. On suppose tout d'abord que les champs de vitesse et de pression peuvent être décomposés en

la somme d'un champ moyen et de fluctuations de valeur moyenne nulle : c'est la décomposition de Reynolds.

C'est-à-dire :

$$U_i = \overline{U}_i + u_i \quad (\text{I.10})$$

$$P = \overline{P} + p \quad (\text{I.11})$$

Dans ces conditions, on montre que :

$$\frac{\partial \overline{U}_i}{\partial t} + \overline{U}_j \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{\overline{P}}{\rho} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \nu \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j} - \overline{u_i u_j} \right) \quad (\text{I.12})$$

$$\frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{I.13})$$

Les termes  $\overline{u_i u_j}$  correspondent aux tensions de Reynolds et proviennent de la non linéarité des équations de Navier Stokes.

En utilisant le tenseur de cisaillement  $S_{ij}$ , on introduit le tenseur de contraintes dans le fluide:

$$\overline{\sigma}_{ij} = -\overline{P} \delta_{ij} + 2\mu \overline{S}_{ij} - \overline{\rho u_i u_j} \quad (\text{I.14})$$

On remarque que le système précédent comporte plus d'inconnues que d'équations et qu'il fait intervenir des moments d'ordre 2 : c'est le problème (général) dit de la fermeture des équations. Si, on écrit les équations pour les moments d'ordre  $n$ , on obtiendra des termes d'ordre  $n+1$ . Pour résoudre ce système, on est donc obligé de faire des hypothèses sur les moments d'ordre supérieur.

La robustesse du model, ainsi que son économie en temps de résolution et une précision raisonnable pour une large gamme d'écoulements turbulents.

Pour notre cas l'écoulement considéré est bidimensionnel ces équations se réduisent



$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left( \nu \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} - \overline{uu} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \nu \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - \overline{uv} \right) \quad (\text{I.15})$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left( \nu \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} - \overline{vu} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \nu \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} - \overline{vv} \right) \quad (\text{I.16})$$

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} = 0 \quad (\text{I.17})$$

### I-2.3 La transition de la laminaire au turbulent [4] :

Le nombre de Reynolds a été introduit par Osborne Reynolds en 1883. Il compare les termes de convection (non linéaires) aux termes de dissipation visqueuse.

$$\text{Re} = \frac{UL}{\nu} \quad (\text{I.18})$$

Au fur et à mesure où le nombre de Reynolds augmente, on observe un changement de topologie de l'écoulement qui correspond à la transition laminaire/ turbulent. Le nombre de Reynolds critique  $\text{Re}_c$  correspond à ce passage, il est en général de l'ordre de 1000. Il prend des valeurs différentes selon le type d'écoulement. Quand  $\text{Re} \ll 1$  les termes non linéaires (la convection) sont masqués par la diffusion visqueuse, les équations se rapprochent donc d'équations linéaires. Quand  $\text{Re} \gg 1$ , les termes non linéaires deviennent prépondérants, et l'approximation linéaire n'est plus possible.

- Pour un écoulement de Poiseuille (écoulement dans un tube) (1841), au de là de  $\text{Re} = 2000$ , les quantités ne dépendent plus du nombre de Reynolds.

Le frottement est proportionnel à  $U_2$  au lieu de  $\mu U/D$  dans le cas laminaire.

- Pour un écoulement de Couette (écoulement entre deux plans infinis) :  
 $\text{Re}_c = 1000$ .

- Pour une couche limite sur plaque plane, on utilise le nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de couche limite  $\delta$ ,  $Re = U\delta/\nu$ . Pour  $Re_\delta < 520$ , la couche limite se développe

Suivant un profil de Blasius en  $\delta = \sqrt{x}$ . Pour  $520 < Re_\delta < 2000$ , on a une zone de transition dans laquelle se développent des ondes dites de Tollmien-Schlichting. Au delà, des petites échelles apparaissent et on parle alors de couche limite pleinement développée. Le nombre de Reynolds correspondant basé sur la distance  $x$  depuis le démarrage de la couche limite est de  $Re_x = 10^6$  environ. Dans un écoulement d'air à 10m/s, la couche limite devient pleinement turbulente à environ 1m du bord d'attaque.

- Pour une couche de mélange (écoulement qui résulte du mélange de deux fluides injectés à deux vitesses différentes), le nombre de Reynolds critique basé sur la vitesse moyenne  $(U_2 - U_1)/2$  et sur l'épaisseur de couche de mélange  $\delta(x)$  est  $Re_c = 2500$  environ.

#### I-2.4 Quelques notions sur les instabilités et les tourbillons [4] :

Le nombre de Strouhal (1870) est le nombre principal à connaître pour l'étude des structures cohérentes dans un écoulement turbulent. Il représente la fréquence principale de l'écoulement, rendue sans dimension par la dimension

$D$  de l'obstacle et par la vitesse de l'écoulement  $U_0$  :

$$S_t = \frac{fU_0}{D} \quad (I.19)$$

C'est ce nombre qui est regardé en premier pour caractériser un lâcher de tourbillons ou un phénomène périodique ayant lieu dans un écoulement turbulent.

Nous trouvons ici un aperçu de quelques phénomènes qui apparaissent de manière récurrente dans les écoulements turbulents, et qui sont étudiés avec minutie pour la compréhension de la physique de l'écoulement.

- Les spirales de Kelvin-Helmholtz : dans des couches de mélange ou dans les couches cisillées.
- Les tourbillons grossissent en s'éloignant et s'apparient deux par deux.
- L'allée de Van Karman (1911) : en aval d'un cylindre à section circulaire ou à section carrée.
- Les tourbillons longitudinaux : les tourbillons 2D (comme des spaghettiscrus) se déstabilisent, en s'éloigné de l'obstacle, dans la 3<sup>ème</sup> direction comme des serpents, et se rapprochent les uns des autres par endroits. A ces endroits, il se forme des plus petits tourbillons dans le sens de l'écoulement (le sens longitudinal), qui forment des liens entre les tourbillons principaux.
- les tourbillons en épingle à cheveux : il s'agit de structures caractéristiques de la couche limite pleinement développée, ils se détachent de la paroi en se relevant de plus en plus à mesure que la couche limite se développe.

Tous ces phénomènes sont des exemples d'analyse déterministe des écoulements turbulents. Une mesure ou un calcul moyen ne peut prédire ces phénomènes qui sont intrinsèquement instationnaire. Il faut effectuer des calculs très fins en temps et en espace pour être à même de bien prédire ce type de phénomène. Or ce sont ces phénomènes qui vont être responsables de la topologie globale de l'écoulement. C'est là l'un des problèmes majeurs des simulations numériques de la turbulence.

### *I-2.5 Modèles de turbulence [5] :*

Les fluctuations de petites échelles dans le temps conduisent à l'adoption de méthodes particulières pour la résolution numérique des problèmes en mécanique des fluides.

La première des approches de modélisation est la méthode RANS (Reynolds etc. Navier Stokes équations) ou la moyenne de Reynolds des équations de Navier Stokes, où

les différentes variables d'état instantanées peuvent être décomposées en une composante moyenne et une composante fluctuante. Les équations moyennées résultantes comportent de nouveaux termes qui traduisent la production des fluctuations des vitesses et constituent le transfert d'un mouvement convectif dû aux fluctuations de la vitesse. Ces nouveaux termes sont appelés les contraintes de Reynolds,  $(-\overline{\rho u'_i u'_j})$ . Celles-ci posent un problème de fermeture des équations gouvernantes, dont la solution actuelle passe par des "modèles de turbulence" souvent semi empiriques.

Les modèles de turbulence conduisent à l'adoption d'équations de transport des quantités de la turbulence,  $(k, \varepsilon, \omega, \nu')$ , pour résoudre la viscosité turbulente. De ce point de vue, on retrouve trois catégories sous "Fluent":

1. Modèle de turbulence à une équation de transport: Le modèle Spalart-Allmaras.
2. Modèles de turbulence à deux équations: Le modèle  $k - \varepsilon$  Standard et ses variantes RNG et Réalisable puis les modèles  $k - \omega$  Standard et  $k - \omega$  SST.
3. Modèle de turbulence à 5 équations (7 équations en 3D): Le modèle RSM (Reynolds Stress Model)

#### I-2.5.1 Modèle Spalart-Allmaras [6] :

Ce modèle dérive de l'analyse dimensionnelle et est calibré empiriquement.

Il utilise une équation de transport pour la variable de viscosité turbulente  $\tilde{\nu}$ .

❖ *Forme différentielle :*

$$\frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\tilde{\nu} U_i) = C_b (1 - f_{t2}) \tilde{S} \tilde{\nu} + \frac{1}{\sigma} \left\{ \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ (\nu_L + \tilde{\nu}) \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_i} \right] + C_{b2} \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} \right\} - \left[ C_{\omega 1} f_{\omega} - \frac{C_{b1}}{k^2} \right] \left( \frac{\tilde{\nu}}{d} \right)^2 + f_{t1} \|\Delta \tilde{\nu}\|_2^2 \quad (1.20)$$

Les termes de droite représentent, respectivement, production de viscosité turbulente, diffusion conservative, diffusion non conservative, destruction de la turbulence à la paroi ( $d$  est la distance à la paroi la plus proche), limitation de la production à la transition et source de turbulence à la transition.

L'indice w signifie "wall", b "basic", v "viscous" et t "trip" (début de la transition).

La viscosité turbulente est obtenue selon :

$$\mu_T = f_{v1} \rho \tilde{\nu} \quad (\text{I.21})$$

Le terme de production dans l'équation 1.21 est évalué avec :

$$\tilde{S} = f_{v3} S + \frac{\tilde{\nu}}{k^2 d^2} f_{v2} \quad (\text{I.22a})$$

$$f_{v1} = \frac{\chi^3}{\chi^3 + C_{v1}^3} \quad (\text{I.22b})$$

$$f_{v2} = \left(1 + \frac{\chi}{C_{v2}}\right)^{-3} \quad (\text{I.22c})$$

$$f_{v3} = \frac{(1 + \chi f_{v1})(1 - f_{v2})}{\max(X, 0.001)} \quad (\text{I.22d})$$

$$\chi = \frac{\tilde{\nu}}{\nu_L} \quad (\text{I.22e})$$

Et  $S$  est le taux de rotation moyen :

$$S = \sqrt{2\Omega_y \Omega_y} \quad (\text{I.23})$$

Pour les termes de destruction on a :

$$f_\omega = \left( \frac{\tilde{\nu}}{\tilde{S} k^2 d^2} + C_{\omega 2} (r^6 - r) \right) \left( \frac{1 + C_{\omega 3}^6}{g^6 + C_{\omega 3}^6} \right)^{\frac{1}{6}} \quad (\text{I.24})$$

Les fonctions qui modélisent la transition sont :

$$f_{i1} = C_{i1g} \exp\left(-C_{i2} \frac{\omega_i^2}{\Delta U^2} (d^2 + g_i^2 d_i^2)\right) \quad (\text{I.25a})$$

$$f_{i2} = C_{i3} \exp(-C_{i4} \chi^2) \quad (\text{I.25b})$$

$$g_i = \min\left[0.1, \frac{\|\Delta v\|_2}{\omega_i \Delta x_i}\right] \quad (\text{I.25c})$$

$\omega_T$  : Représente la vorticité à la paroi au point de transition,  $\|\Delta v\|_2$  est la norme 2 de la différence entre la vitesse au point considéré et la vitesse au point de transition.  $d_i$  est la distance du point de transition le plus près et  $\Delta x_i$  est la distance, le long de la paroi, du point de transition.

Finalement les constantes sont calibrées selon les valeurs suivantes :

$$C_{b1} = 0.1355, C_{b2} = 0.622, C_{v1} = 7.1$$

$$C_{v2} = 5, \sigma = 2/3, k = 0.41$$

$$C_{\omega1} = \frac{C_{b1}}{k^2 + \frac{(1+C_{b2})}{\sigma}} \quad (\text{I.26}), C_{\omega2} = 0.3, C_{i4} = 0.5$$

Le terme de diffusion non conservative devient :

$$\frac{1}{\sigma} \left\{ \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (v_L + \tilde{v}) \frac{\partial \tilde{v}}{\partial x_j} \right] + C_{b2} \frac{\partial \tilde{v}}{\partial x_j} \frac{\partial \tilde{v}}{\partial x_j} \right\} \quad (\text{I.27})$$

Peut être modifié pour éviter le traitement du terme  $\left(\frac{\partial \tilde{v}}{\partial x_j}\right)^2$ . On le substitue par :

$$\frac{1+C_{b2}}{\sigma} \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (v_L + \tilde{v}) \frac{\partial \tilde{v}}{\partial x_j} \right] - \frac{C_{b2}}{\sigma} (v_L + \tilde{v}) \nabla^2 \tilde{v} \quad (\text{I.28})$$

❖ *Forme intégrale :*

Dans la version intégrale la méthode de Spalart-Allmaras s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \tilde{\nu} d\Omega + \int_{\partial\Omega} (F_{c,T} - F_{v,T}) dS = \int_{\Omega} Q_T d\Omega \quad (\text{I.29})$$

Avec les flux définis comme :

$$F_{c,T} = \tilde{\nu} V \quad (\text{I.30})$$

$$F_{v,T} = n_x \tau_{xx}^T + n_y \tau_{yy}^T + n_z \tau_{zz}^T \quad (\text{I.31})$$

Et pour les contraintes normales on a (sans sommation sur les indices répétés)

$$\tau_{ii}^T = \frac{1}{\sigma} (\nu_L + \tilde{\nu}) \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_i} \quad (\text{I.32})$$

Le terme source devient :

$$Q_T = C_{b1} (1 - f_{t2}) \tilde{S} \tilde{\nu} + \frac{C_{b2}}{\sigma} \left[ \left( \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial y} \right)^2 + \left( \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial z} \right)^2 \right] - \left[ C_{\omega 1} f_{\omega} - \frac{C_{b1}}{k^2} f_{t2} \right] \left( \frac{\tilde{\nu}}{d} \right)^2 + f_{t1} \|\Delta \tilde{\nu}\|_2^2 \quad (\text{I.33})$$

Pour les conditions initiales et la condition aux limites entrée, on utilise généralement  $\tilde{\nu} = 0.1\nu_L$

Pour la condition sortie on extrapole  $\tilde{\nu}$  de l'intérieur du domaine. Aux parois on pose  $\tilde{\nu} = 0$ .

Ce modèle a été conçu initialement pour des applications aérospatiales impliquant des écoulements limités par des parois. Il a été montré que ce modèle donnait de médiocres résultats pour les couches limites sujettes à des gradients de pression adverses. Cependant, il est en train de gagner en popularité pour les applications dans les turbomachines.

### I--2.5.2 Modèle $k - \varepsilon$ Standard [5] :

Ce modèle met l'accent sur les mécanismes affectant l'énergie cinétique turbulente en se basant sur la modélisation de deux équations de transport. La première est celle de l'énergie cinétique turbulente ( $k$ ) et la deuxième est son taux de dissipation visqueuse ( $\varepsilon$ ). Ainsi, la viscosité dynamique turbulente  $\mu$  est calculée par:

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (I.34)$$

$$C_\mu = 0.09$$

La robustesse du modèle, ainsi que son économie en temps de résolution et une précision raisonnable pour une large gamme d'écoulements turbulents

En résumé, ce modèle  $k - \varepsilon$  est constitué des équations suivantes :

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (I.35)$$

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \nu_t \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} \left[ \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right] - \varepsilon \quad (I.36)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{\varepsilon 1} \nu_t \frac{\varepsilon}{k} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} \left[ \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right] - C_{\varepsilon 2} \varepsilon \quad (I.37)$$



Avec :

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (\text{I.38})$$

### I- 2.6 Traitement à la paroi [7] :

#### I-2.6.1 Modèle de paroi:

Au niveau de la paroi, la couche limite turbulente qui se développe peut être divisée en sous couche, hiérarchisée selon la distance à la paroi. Au voisinage de la paroi, les grandeurs sont exprimées en fonction du taux de cisaillement à la paroi  $\tau_w$ . Ainsi, la distance à la paroi et la vitesse dans la couche limite sont données par :

$$y^+ = y \frac{u_\tau}{\nu} \quad (\text{I.39})$$

$$u^+ = \frac{u}{u_\tau} \quad (\text{I.40})$$

Avec  $y$  la distance à la paroi dans la direction normale,  $u$  la vitesse locale de l'écoulement et  $u_\tau$  la vitesse de frottement définie par :

$$\tau_w = \rho u_\tau^2 \quad (\text{I.41})$$

En proche paroi, pour  $y^+ < 5$ , les effets de viscosité sont prépondérants devant les effets de turbulence dans l'expression du frottement et la sous-couche est dite visqueuse.

La vitesse  $u^+$  est directement donnée par le coefficient de frottement à la paroi. Une zone tampon permet ensuite de converger vers la zone logarithmique, qui se situe à  $30 < y^+ < 300$ , où les effets de viscosité et turbulents sont du même ordre. Enfin, pour

$y^+ > 300$ , la sous-couche est appelée zone de sillage et les effets turbulents deviennent prépondérants devant les effets visqueux.

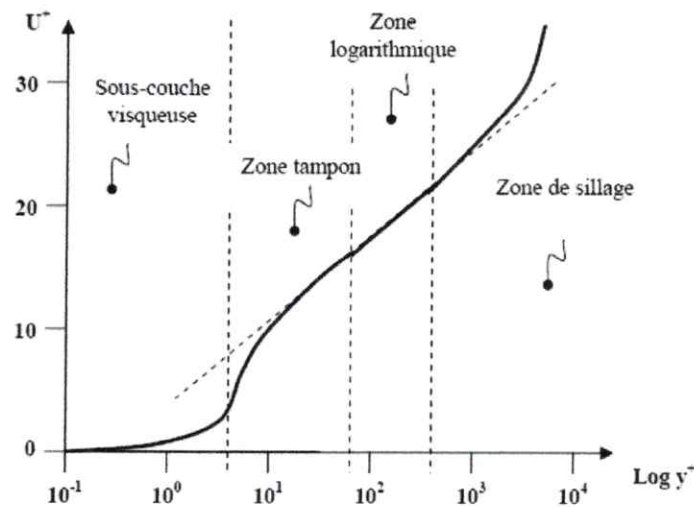


Figure 1.1- Représentation de la couche limite turbulente en proche paroi.

Afin de caractériser numériquement la nature turbulente de la couche limite, la loi utilisée par le code etc. dans la zone logarithmique (pour  $30 < y^+ < 300$  ou plus vraisemblablement  $10 < y^+ < 300$ ) est donnée par :

$$u^+ = A \cdot \log(y^+) + B \quad (\text{I.42})$$

Avec A et B des constantes respectivement égales à 2,44 et 5. Afin de mieux représenter le comportement de la couche limite turbulente en présence d'un gradient de pression, un terme de sensibilisation  $\zeta$  est introduit en fonction du gradient longitudinal de pression [Per99], soit :

$$u^+ = A \cdot \log\left(\frac{y^+}{\zeta}\right) + B \quad (\text{I.43})$$

Avec :

$$\zeta = 1 + \alpha \left( h \frac{\partial P}{\partial x} \right)^\beta \quad (\text{I.44})$$

Avec  $\alpha$  et  $\beta$  des constantes empiriques,  $h$  une grandeur caractéristique permettant d'adimensionner le gradient de pression, soit :

$$h = \frac{L_0}{\rho_0 U_0^2} \quad (\text{I.45})$$

Avec  $L_0$ ,  $\rho_0$  et  $V_0$  respectivement une longueur, une densité et une vitesse caractéristique.

*Chapitre II.*

*Les écoulements séparés*

Dans ce chapitre on va parler sur quelques exemples sur les écoulements séparés

### II-1 Écoulement instationnaire [8] :

Dans le domaine des écoulements externes les travaux du LIMSI s'orientent principalement vers des études en régime transitoire ou instationnaire. On s'intéresse tout particulièrement aux phénomènes de décollement, au mécanisme de naissance, de développement et de transport des tourbillons, ainsi qu'aux processus de passage de régime stable instable ou laminaire turbulent. Le LIMSI dispose de plusieurs méthodes originales de simulation numérique directe capable de traiter n'importe quel écoulement cisailé à des nombres de Reynolds élevés ( $>10^4$ ). Cependant il faut utiliser suffisamment de points de discrétisation pour reproduire toutes les structures. A grands nombres de Reynolds et en 3D la simulation directe n'est plus possible car le nombre de points de discrétisation devient rapidement prohibitif. Une alternative intéressante est donc la Simulation des Grandes Echelles (SGE) avec une modélisation des petites structures. C'est cette orientation qu'a choisie le LIMSI qui a engagé ces dernières années des recherches de nouveaux modèles mieux adaptés aux écoulements cisailés de paroi, décollés ou non.

- la première est relative l'étude de l'influence de la prise en considération des effets 3D sur les résultats des simulations numériques (Ta Phuoc Loc, R. Lardat),
- la deuxième correspond à la prédiction de l'apparition et du développement des tourbillons en fer à cheval, phénomènes essentiellement 3D rencontrés aussi bien en écoulement interne qu'externe (Ta Phuoc Loc, F. Bertagnolio, R. Lardat),
- la troisième concerne l'analyse du développement des effets de rotation sur les écoulements libres comme les sillages, jets ou couches de mélanges (C. Tenaud, A. Dulieu, S. Pellerin, Ta Phuoc Loc),
- la quatrième plus récente consiste en la recherche des conditions aux limites équivalentes pour les parois et des techniques pour provoquer la transition laminaire turbulent à grands nombres de Reynolds ( $>10^6$ ) dans la Simulation des Grandes Echelles (Ta Phuoc Loc, A. Dulieu).

Dans ces travaux une attention particulière est portée aux comparaisons calcul - expérience.

Concernant l'influence des effets 3D, le cas de l'écoulement autour d'un cylindre à section circulaire a été considéré et étudié à des nombres de Reynolds allant de 100 à 50000. On a montré que les calculs 2D peuvent surévaluer jusqu'à 100% les coefficients aérodynamiques, les valeurs crête et les quantités moyennes, que les résultats des simulations 3D sont plus proches des mesures expérimentales (<10%). Cependant on peut se poser la question de savoir si ces constatations restent valables en écoulement non décollé. C'est l'objet des travaux en cours.

Dans les écoulements 3D, les tourbillons en fer à cheval jouent un grand rôle dans les problèmes de stabilité. C'est un phénomène complexe. La prédiction et la compréhension de ces derniers sont des étapes de base nécessaires dans la recherche des moyens de manipulation et de contrôle des écoulements. L'outil numérique est bien adapté pour remplir cette tâche. L'étude des influences de ces tourbillons sur les structures des écoulements et sur les efforts aérodynamiques fait partie de leurs travaux de recherche.

Lorsqu'on veut traiter les écoulements de paroi à grands nombres de Reynolds par la technique de simulation des grandes échelles, se posent toujours deux problèmes, celui de la transition et celui du maillage proche paroi. On peut utiliser des lois de paroi qui soulèvent la question de leur validité lorsqu'il y a décollement. Afin d'éviter les défauts des lois de paroi, on recherche à mettre au point une condition de quasi glissement qui dépend du nombre de Reynolds équivalent local.

### *II-2 Définition du décollement :*

En bidimensionnel, le décollement se définit comme la situation où le frottement pariétal passe par zéro. Plus en aval, l'écoulement est susceptible de recoller, le frottement à la paroi redevenant positif. L'écoulement résultant contient un bulbe de recirculations à l'intérieur duquel les lignes de courant sont des courbes fermées sur elles-mêmes. Cette définition familière devient inopérante en tridimensionnel, le frottement pariétal étant alors un vecteur et l'écoulement ayant la possibilité de fuir latéralement pour s'organiser en des

structures ouvertes dénommées enroulements tourbillonnaires, ou plus simplement tourbillons.

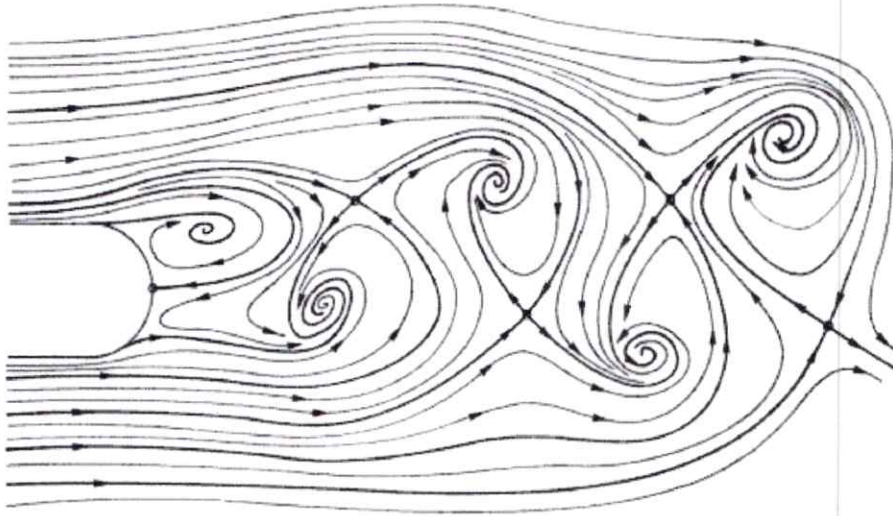


Figure (II.1) Topologie du champ instantané

### II-3 écoulements autour d'un cylindre rond [9] :

A faible nombre de Mach, l'écoulement d'un fluide est considéré incompressible et obéit aux équations de Navier Stokes. L'adimensionnalisation de ces équations avec une échelle de vitesse  $U_0$  et une échelle de longueur  $D$  impliquent que l'écoulement dépend du nombre de Reynolds et des conditions aux limites et initiales. L'écoulement autour d'un cylindre circulaire est présente dans ce paragraphe pour des conditions aux limites telles que la surface du cylindre est la plus lisse possible, l'écoulement incident s'étend sur de grandes dimensions par rapport au cylindre et est le moins turbulent possible. Dans ces conditions, l'écoulement autour du cylindre dépend uniquement du nombre Reynolds défini comme :

$$\text{Re} = \frac{U_0 D}{\nu} \quad (\text{II.1})$$

Où  $U_0$  est la vitesse en amont,  $D$  le diamètre du cylindre et  $\nu$  la viscosité cinématique du fluide considéré. Ce nombre adimensionnel caractérise le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses.

Nous présentons dans ce paragraphe les principaux phénomènes apparaissant en fonction du nombre de Reynolds.

### II-3.1 Écoulement rampant :

Pour  $Re \leq 5$ , l'écoulement est dit rampant. Les forces de viscosité étant prépondérantes, le fluide reste attaché au cylindre et il n'y a pas de décollement. L'écoulement est symétrique par rapport à l'axe central du courant (axe longitudinal) et également entre l'amont et l'aval.

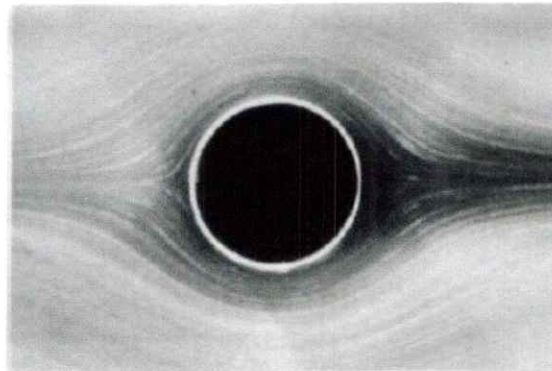


Fig.II.2: écoulement rampant à  $Re = 0.16$ .

### II-3.2 Régime stationnaire décollé :

Pour  $5 \leq Re \leq 48$ , les forces d'inertie augmentent et empêchent la couche limite de rester attachée au cylindre. On observe un décollement de chaque côté du cylindre. Le point de décollement se déplace vers l'amont du cylindre quand le nombre de Reynolds augmente. L'écoulement est stable et reste stationnaire et symétrique par rapport à l'axe longitudinal. En aval du décollement se forment deux lobes de recirculations contrarotatifs



attaches au cylindre (figure II.3). Le point de rattachement, qui est défini comme le lieu où la vitesse longitudinale est nulle sur l'axe central du sillage, s'éloigne du cylindre quand le nombre de Reynolds augmente. L'abscisse de ce point définit la longueur de recirculations  $l_r$ .

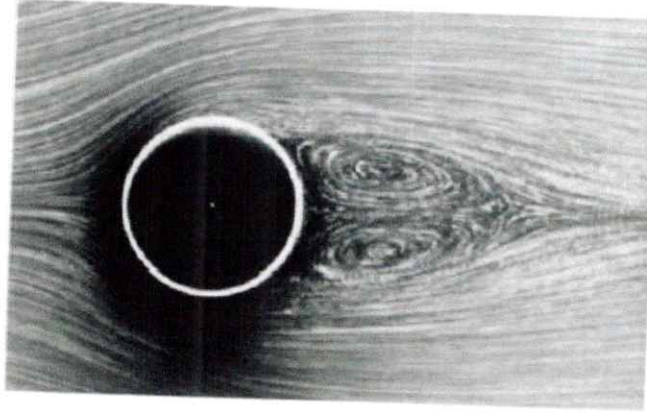


Fig. II.3: écoulement stationnaire décollé à  $Re = 26$ .

Pour  $48 \leq Re \leq 180$ , l'écoulement devient instationnaire. Les différentes perturbations possibles ne peuvent plus être amorties et une instabilité se déclenche. Les deux tourbillons perdent leur symétrie par rapport à l'axe longitudinal, se détachent du cylindre alternativement et sont convexes dans le sillage pour former l'allée tourbillonnaire de von Karman (figure II.4). Cette instabilité absolue est de nature bidimensionnelle et est caractérisée par une périodicité fortement prononcée. Ainsi, le spectre temporel de la vitesse ou de la pression en un point de l'écoulement présente un pic important à la fréquence du lâcher tourbillonnaire. Cette fréquence adimensionnée par la vitesse de l'écoulement incident et le diamètre du cylindre définit le nombre de Strouhal :

$$St = \frac{f_s D}{U} \quad (\text{II.2})$$

Dans ce régime, cette fréquence adimensionnée augmente avec le nombre de Reynolds.

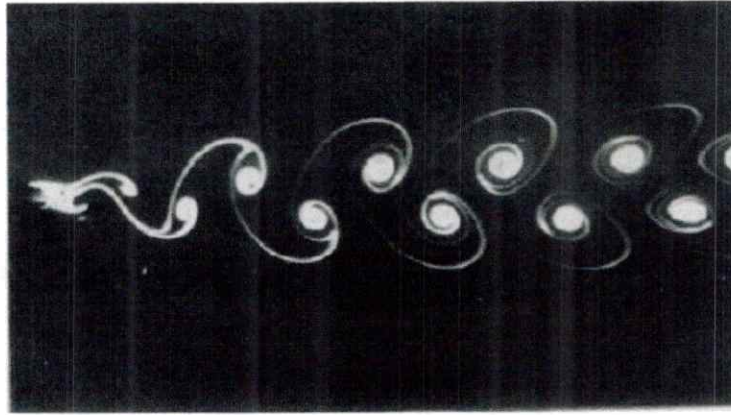


Fig. II.4: écoulement instationnaire 2D à  $Re = 105$ .

A ce stade, il convient de définir différents paramètres qui caractérisent l'écoulement.

En particulier, nous avons déjà vu le nombre de Strouhal  $St$ , qui définit la fréquence adimensionnée du lâcher tourbillonnaire.

Un autre paramètre important est la position du point de décollement repérée par l'angle  $\theta_d$  entre le point de décollement et le point d'arrêt amont.

Le sillage proche est caractérisé par la longueur de formation  $l_f$ . Différents auteurs ont utilisé différentes définitions de cette longueur. Noca et al. ont regroupé ces définitions.

On distingue principalement la longueur de recirculations  $l_c$  est définie comme l'abscisse du point où la vitesse longitudinale est nulle sur l'axe arrière. Également différents auteurs ont utilisé les maxima des valeurs rms des fluctuations de vitesse longitudinale ou transversale.

#### II-4 écoulement autour d'un cylindre carré [10] :

Description de l'expérience. L'écoulement autour d'un cylindre de section carrée (figure II.5) est un écoulement instationnaire qui se caractérise par le détachement périodique de tourbillons formés dans le sillage du carré (allées de Bénard Karman).

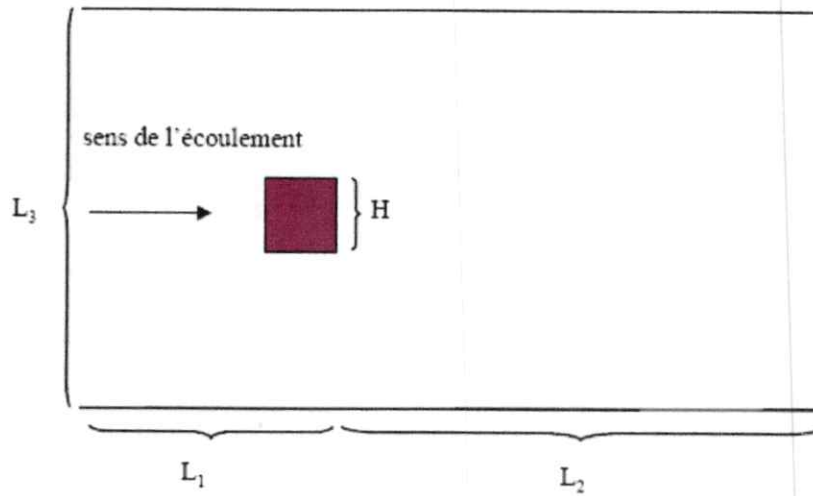


Figure II.5 : géométrie de l'écoulement autour d'un cylindre de section carrée

Caractéristiques de l'expérience. Nous nous référons pour ce cas test à l'expérience de Lyn et Rodi [Lyn & Rodi, 1994 ; Lyn et al., 1995] et au workshop sur la simulation LES qui s'est basé sur cette

Expérience [Rodi et al ., 1997]. Le nombre de Reynolds basé sur la longueur du côté du carré et la vitesse d'entrée sont de 21400. Les caractéristiques géométriques et physiques sont résumées dans les tableaux suivants :

H	$L_1$	$L_2$	$L_3$
1	5.5	15	14

Tableau II.1: caractéristiques géométriques de l'écoulement autour d'un cylindre de section carrée

$\rho$	$\mu$	$U_0$
1	$4.5454.10^{-5}$	1

Tableau II.2: caractéristiques physiques de l'écoulement autour d'un cylindre de section carrée

La vitesse en entrée est uniforme et égale à  $1 \text{ m/s}$  ; le taux de turbulence est de 2%. Afin de déstabiliser le code, une condition initiale pour la vitesse dissymétrique est imposée. Le pas de temps a été choisi pour que soient effectuées 70 itérations par période. Enfin, tous nos calculs ont été effectués sur un maillage de 1002 avec resserrement près des parois. Des conditions de symétrie sont imposées sur les parois supérieures et inférieures, libres en sortie. Le schéma upwind est utilisé pour toutes les équations.

#### Résultats :

La figure suivante représente une succession de lignes de courant sur une période. Sur les trois premières, nous pouvons voir la formation et le détachement d'un tourbillon qui s'est créé au niveau du coin inférieur droit du carré et qui s'échappe par le haut. Se forme alors par dépression un autre tourbillon contrarotatif au niveau du coin supérieur droit du carré.

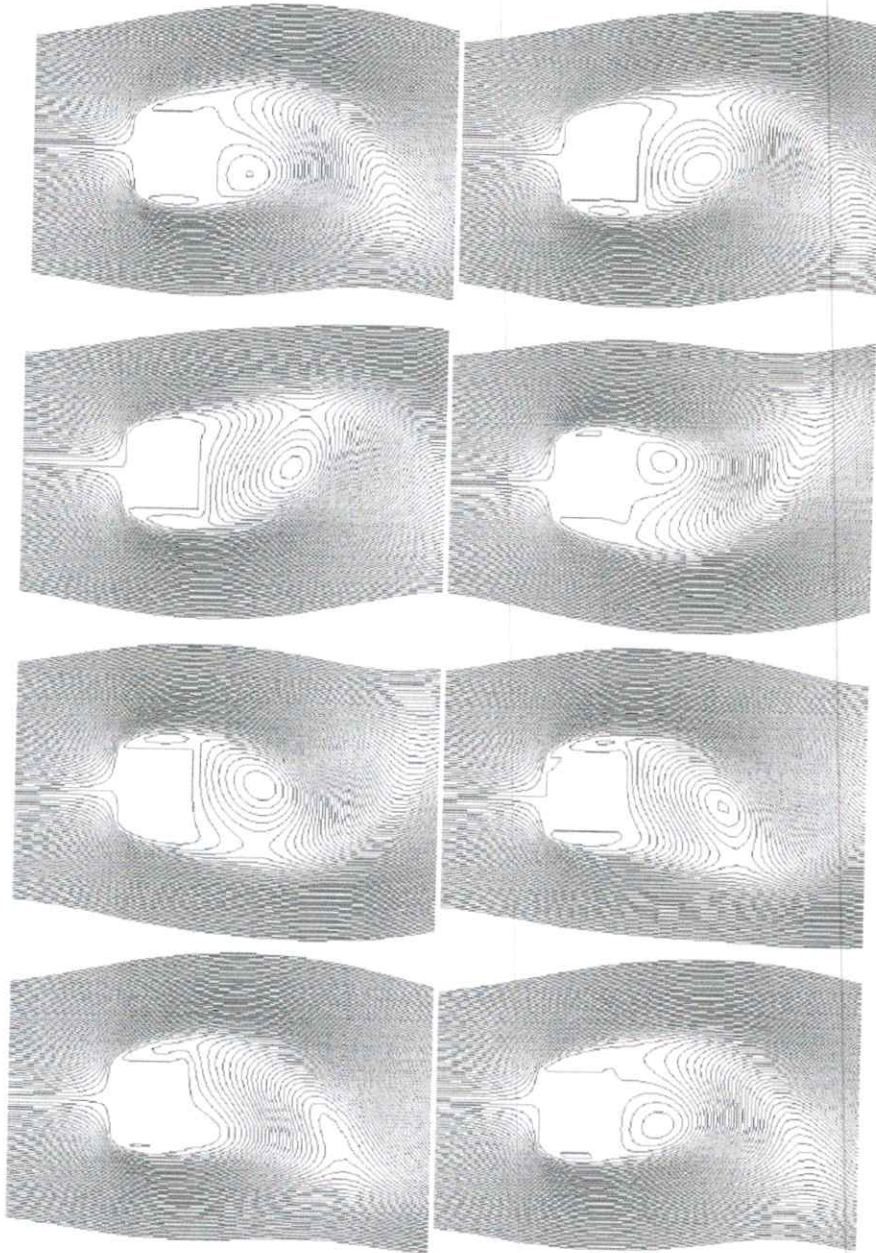


Figure II.6 : lignes de courant autour du carré sur une période (modèle v2-f)

De façon plus précise, nous avons adopté trois critères de comparaison. Le premier caractérise le détachement périodique des tourbillons ; c'est le nombre adimensionnel de Strouhal défini par la relation suivante :

$$S_t = f \frac{H}{U_0} \quad (\text{II.3})$$

Où  $f$  est la fréquence de détachement des tourbillons. Pour nos calculs, nous avons estimé la fréquence par lecture de la période sur la courbe du coefficient de portance en fonction du temps.

Les deux autres critères sont des paramètres moyens de l'écoulement à savoir la longueur moyenne de la recirculation  $l_r$  sur un axe horizontal divisant le carré en deux. Elle est estimée en intégrant sur cet axe et le long d'une période la composante horizontale de la vitesse. Le troisième est la valeur du coefficient moyen de portance  $C_d$ .

Pour les modèles RNG et  $\nu 2-f$ , la fréquence est conforme au résultat expérimental (cf. tableau II.3). Le modèle  $k-e$  amortit les fluctuations et fournit un résultat stationnaire. L'écoulement est symétrique avec la formation en aval du carré de deux recirculations.

	Exp	Aquilon k-e	Aquilon RNG	Aquilon $\nu 2 - f$	Casten (RNG)	Franke et rodi k-e	Bosh (k-e)
$S_t$	0.132	Stat	0.135	0.137	0.120	Stat	0.134
$l_r$ (m)	0.9	-	1.33	0.75	1.23	-	2.34
$C_d$ ( $N.m^{-1}$ )	2.1	-	1.22	1.55	2.06	1.55	1.64

Tableau II.3 : comparaison des résultats sur le nombre de Strouhal, la longueur moyenne de la recirculation et le coefficient de frottement moyen

### II-5 Écoulement autour d'un profil [11]:

Un profil qui a un certain angle d'incidence par rapport au vent relatif subit des forces de surpression à l'intrados et des forces de dépression à l'extrados

Ces forces se résument globalement en une résultante, qui elle-même peut se décomposer en portance ( $R_z$  qui est perpendiculaire au vent relatif) et en traînée ( $R_x$  qui est parallèle au vent relatif)

Un profil qui a un certain angle d'incidence par rapport au vent relatif subit des forces de surpression à l'intrados et des forces de dépression à l'extrados.

Ces forces se résument globalement en une résultante, qui elle-même peut se décomposer en portance ( $R_z$  qui est perpendiculaire au vent relatif) et en traînée ( $R_x$  qui est parallèle au vent relatif).

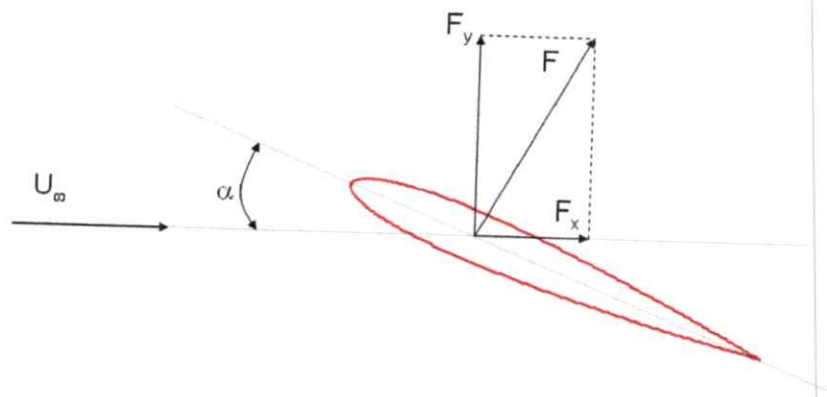


Figure II.7 l'écoulement autour du profil

### II. -5.1 Notion de couche limite sur un profil :

Autour d'un profil, l'air en mouvement se comporte comme s'il était constitué par des lames, infiniment minces, superposées.

La première de ces lames, en contact avec la paroi de l'aile reste immobile. Les lames suivantes possèdent des vitesses croissantes les unes par rapport aux autres jusqu'à une lame qui comme celles qui se superposent ensuite, est aminée de la vitesse de l'écoulement libre.

L'ensemble des lames se déplaçant à des vitesses différentes de celle de l'écoulement libre forme la couche limite (figure II.8)

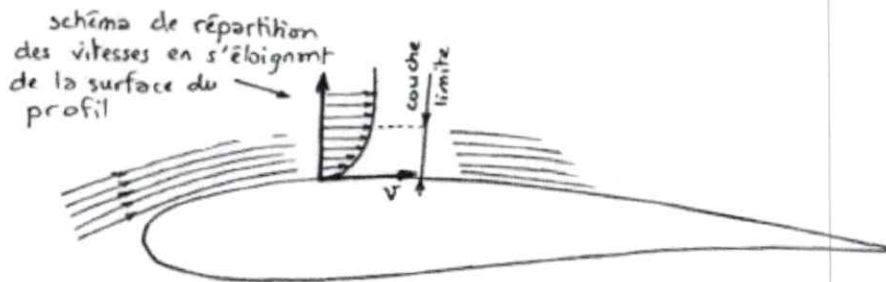


Figure (II.8) la couche limite

Cette couche limite joue un rôle important car elle conditionne directement la résistance de frottement de l'aile.

Cette couche peut être laminaire (c'est le cas décrit ci-dessus les filets d'air sont parallèle à la surface de l'aile) ou turbulente (la répartition des vitesses est à tout à fait désordonnée)

Ce qui passe pour un profile la couche limite commence par être laminaire sur la surface voisine du bord d'attaque puis devient turbulent à partir d'un point appelé point de transition ; celui-ci n'ayant pas une position fixe, il est en réalité une zone de transition (figure II.8)

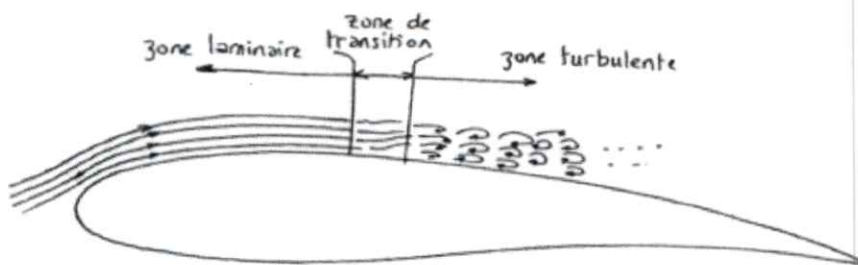


Figure (II.9) décrochage de la couche limite



### II-5.2 l'influence de l'angle d'attaque sur les forces :

Un paramètre important qui influe sur ces forces est l'angle d'attaque. Pour un profil symétrique à angle d'attaque nul, l'air s'écoule symétriquement et à la même vitesse sur l'extrados et sur l'intrados du profil, formant une pression égale sur chacune des surfaces (figure). Dans ce cas il n'y a pas de portance, mais il y a une traînée provenant du frottement de l'air sur l'aile. Lorsque l'angle d'attaque augmente, une surpression naît sous l'intrados, ou la vitesse est réduite une, et une dépression se produit sur l'extrados, ou l'écoulement s'accélère. Ces deux actions s'additionnent et s'ajoutent au frottement de l'air sur l'aile pour donner la portance et la traînée. Si l'on augmente encore l'angle d'attaque et que l'on dépasse une certaine valeur ( $\alpha \approx 12^\circ$ ), les files d'air décollent et l'extrados devient le siège de tourbillons désordonnés ; on dit qu'il y a un décrochage (figure II.9)

La distribution de la pression

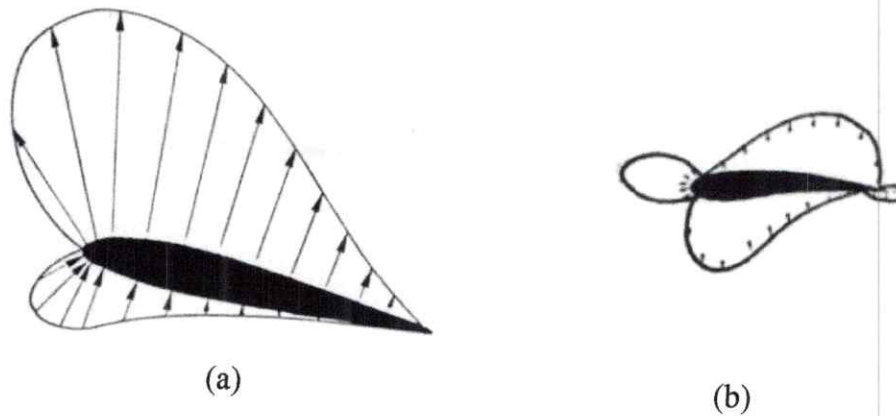


Figure II.10 La distribution de la pression : a)  $\alpha=0^\circ$  ; b)  $\alpha=5^\circ$  à  $10^\circ$

*Chapitre III*

*Modélisation et résolution avec "Fluent"*

### *Introduction*

Ce travail décrit des études des problèmes d'actualité (les écoulements séparés) qui n'ont jamais été étudié par notre département. Pour résoudre ce problème on a imposé 3 géométries simples.

Les trois exemples de la simulation sont :

Un écoulement autour d'un cylindre rond. Le 2<sup>ème</sup> exemple c'est un écoulement autour du cylindre carré qui consiste à représenter dans la pratique les écoulements autour des bâtiments.

Par contre le dernier exemple représente un écoulement autour d'un profil d'aile (NACA0012) pour calculer l'angle de décrochage qui correspond à la séparation d'écoulement.

Le calcul numérique a été mené à l'aide du code de calcul "Fluent 6.3" (III-1), qui utilise la méthode des volumes finis, Le poste de travail utilisé pour ces simulations est un PC doté d'un 2 microprocesseur Pentium (R) avec une fréquence d'horloge de 1.46GHz et de 1.99 Go de mémoire vive (fait deux calculs en parallèle).

### *III-1 Implémentation sous "Fluent"[5]*

#### *III-1.1 Présentation de "Fluent"*

"Fluent" est un code de calcul pour modéliser les écoulements des fluides et les transferts thermiques dans des géométries complexes. Il peut résoudre des problèmes d'écoulement avec des mailles non structurées, qui peuvent être produites pour des géométries complexes, avec une facilité relative. Les types de mailles supportées sont des mailles, en 2D, triangulaires ou quadrilatérales, ou en 3D tétraédriques/hexaédriques/pyramidales, et les mailles (hybrides) mélangées.

"Fluent" est écrit en langage de programmation C et utilise pleinement la flexibilité et la puissance offertes par ce langage (allocation de la mémoire dynamique). En outre, il utilise une architecture qui lui permet de s'exécuter en tant que plusieurs processus simultanés sur le même poste de travail ou sur des postes séparés, pour une exécution plus efficace. "Fluent" s'utilise à travers une interface graphique. L'utilisateur avancé peut adapter ou augmenter aux besoins l'interface en écrivant des macros et des fonctions de menu, afin

D'automatiser certaines procédures. Ainsi, à titre non exhaustif, il a les capacités de modélisation suivantes:

- Ecoulements 2D ou 3D.
- Etats permanents ou transitoires.
- Ecoulements incompressibles ou compressibles incluant toute vitesse de régimes (subsoniques, transsoniques, supersoniques et hypersoniques).
- Ecoulements non visqueux, laminaires ou turbulents.
- Ecoulements Newtonien ou non.
- Transfert de chaleur forcé, par conduction, par convection ou radiatif.
- Les écoulements avec changements de phases.
- Ecoulements en milieu poreux.

Ce code de calcul emploie la méthode des volumes finis comme procédé de discrétisation. Les équations intégrales qui gouvernent l'écoulement, tels que l'équation de continuité, l'équation de conservation de la masse, celle de l'énergie ainsi que d'autres scalaires, comme la turbulence, sont résolues par cette méthode statistique. En utilisant cette technique basée sur un volume de contrôle, "Fluent" passe par les étapes suivantes:

- Division du domaine en volumes de contrôle discrets en utilisant une grille (maillage) de calcul.
- Intégration des équations gouvernantes sur les volumes de contrôle individuels, afin de construire les équations algébriques pour les variables discrètes dépendantes, (les inconnues), telles que les vitesses, pression, température ...

- Linéarisation des équations discrétisées et solution du système d'équations linéaires résultant, pour pouvoir mettre à jour les valeurs des variables dépendantes (inconnues).

### *III-1.2 Procédure sous "Fluent"*

Au chargement du maillage sous "Fluent", avant tout, nous devons mettre la géométrie à l'échelle. Le logiciel permet aussi de réordonner les nœuds, les surfaces et les cellules en mémoire, de telle façon qu'ils aient la même disposition dans la grille et dans la mémoire, pour améliorer les performances du calcul et l'efficacité de l'accès à la mémoire.

#### *III-1.2.1 Simple précision ou double précision*

"Fluent" offre deux modes de calcul: le mode "double précision" et le mode "simple précision".

Dans le mode "double précision", les nombres à virgule flottante sont représentés en utilisant 64 bits, alors que le mode "simple précision" utilise une représentation à 32 bits. Le revers de cette précision est que le premier mode requiert beaucoup plus de mémoire. En outre, Le mode "double précision" est préconisé, entre autres, pour les écoulements impliquant des longueurs d'échelles très disparates.

#### *III-1.2.2 Choix de la formulation du solveur*

En démarrant "Fluent" on peut choisir entre plusieurs formulations du solveur:

- La formulation "Pressure based ", ou isolée (implicite): Cette formulation résout les équations de continuité, de quantité de mouvement et quand c'est nécessaire celle de l'énergie, séquentiellement, c'est-à-dire ils sont découplés les unes des autres (implicite par défaut). Le solveur isolé est classiquement employé pour les écoulements incompressibles à modérément compressibles.

- La formulation "Density based", ou couplée soit implicite ou explicite: Cette option permet aux équations gouvernantes d'être résolues simultanément, c'est-à-dire couplées les unes avec les autres. Cependant, les autres scalaires, tels que les quantités de la turbulence, sont traités isolément. Initialement, ce mode a été conçu pour les écoulements compressibles à grandes vitesses. Ce qui lui donne un avantage pour le traitement des écoulements hautement couplés (forte interdépendance entre la densité, l'énergie et les moments) avec des forces de volumes (ex. flottabilité et forces de rotation). Il faut signaler que le solveur couplé implicite requiert presque le double de la mémoire qu'utiliserait le solveur isolé, alors que le solveur couplé explicite vient au milieu, en terme de besoins en ressources, Mais convergera plus lentement que la formulation implicite et n'est conseillé que pour les écoulements instationnaire.

### III-1.2.3 Schémas de discrétisation

Sous "Fluent", les variables stockées au centre de la cellule doivent être interpolées aux faces du volume de contrôle. Il est possible de choisir entre différents schémas de discrétisation pour les termes convectifs des équations gouvernantes, alors que les termes visqueux sont automatiquement discrétisés au second ordre pour plus de précision. Il reste que la discrétisation au premier ordre procure une meilleure convergence. Alors que le "Second Order Upwind Scheme" est de rigueur pour les écoulements non alignés au maillage.

Il existe aussi d'autres schémas de discrétisation:

- Le schéma "QUICK" (Quadratic Upwind Interpolation for Convective Kinetics): Il procure une meilleure précision que le schéma au second ordre pour les écoulements rotationnels et tourbillonnaires (Swirling) avec un maillage régulier. Cependant, il ne s'applique pas à un maillage triangulaire.
- Le schéma "Power Law" est plus précis que le "First Order Upwind Scheme" pour les écoulements à très bas nombres de Reynolds  $< 5$ . Sinon, il procure en général le même degré de précision.

#### III-1.2.4 Choix du schéma d'interpolation de la pression

Pour la plupart des cas, le schéma "Standard" est acceptable. Pour des écoulements spécifiques, on peut choisir parmi les options suivantes:

- Le schéma force de volume pondéré "Body-Force-Weighted" est recommandé pour les écoulements impliquant d'importantes forces de volume (ex. convection naturelle à haut nombre de Rayleigh).
- Le schéma "PRESTO!" (Pressure Staggering Option): est approprié pour les écoulements hautement tourbillonnaires, à grande vitesse de rotation ou les écoulements dans des domaines fortement courbés
- Le schéma au second ordre est à utiliser pour les écoulements compressibles et pour améliorer la précision en écoulements incompressibles.
- Le schéma linéaire "Linear" est disponible comme alternative au cas où les autres options ont des difficultés de convergence ou génèreraient des comportements non physiques.

#### III-1.2.5 Choix de la méthode de couplage Pression Vitesse

Si les vitesses sont définies aux nœuds d'un volume de contrôle ordinaire (comme les autres scalaires: pression, température), il est démontré qu'un champ de pression hautement non uniforme agira comme un champ uniforme sur les équations de quantité de mouvement discrétisées, Versteeg (1995). La solution passe par la définition des vitesses sur une grille décalée "Staggered grid" et l'emploi d'algorithmes tels que "SIMPLE" pour résoudre ce lien ou couplage entre la pression et la vitesse. La famille des algorithmes "SIMPLE" est essentiellement une procédure d "estimation et correction" pour le calcul de la pression sur la "grille décalée" des composantes de la vitesse. "Fluent" propose trois méthodes pour le couplage pression vitesse (seulement avec la formulation "isolé"):

Les deux premières, très similaires, sont la méthode "SIMPLE" (Semi-Implicit Method for a Pressure Linked Equations) et la méthode "SIMPLEC" (SIMPLE Consistent). Cette

dernière méthode se différencie de la première par le fait qu'on peut lui assigner un facteur de relaxation (correction) de pression proche de 1, ce qui accélère la convergence dans la plupart des cas, mais peut conduire à des instabilités de la solution.

- Méthode "PISO" (Pressure-Implicit with Splitting of Operators): Cette méthode fait partie des algorithmes de la famille "SIMPLE". Elle est recommandée pour les écoulements instationnaires ou pour les maillages contenant des cellules très obliques "highly skewed". Nous avons entrepris quelques simulations avec la méthode "SIMPLEC", qui n'a montré aucune différence significative par rapport à la méthode "SIMPLE". Donc, pour notre cas, on se limitera à l'utilisation de la méthode "SIMPLE" qui est la plus robuste, offrant le plus de garanties pour la convergence de la solution.

Les algorithmes qu'on va utiliser dans notre simulation sont :

#### III-1.2.5.1 Algorithme simple [16]

Le principe de SIMPLE consiste à partir d'un champ de pression estimé  $p^*$  au départ ou à l'itération précédente et d'en déduire un champ de vitesse à l'aide des relations suivantes :

$$a_{i,j}u_{i,j} = \sum a_{nb}u_{nb} + A_{i,j}(p_{i+1,j} - p_{i,j}) + b_{i,j} \quad (\text{III.1})$$

Le terme  $(P_P - P_E) A_e$  est la force de pression agissant grâce à  $u(i, J)$  sur le volume de contrôle,  $b_{i,j}$  est le terme source et  $A_{i,j}$  est l'aire sur laquelle la pression agit.

Le nouveau système de coordonnées E, W, N et S évoqué dans la sommation  $\sum a_{nb}u_{nb}$  représente les points : (i-1, J), (i+1, J), (i, J-1) et (i, J+1)

Et suivant (y) :

$$a_{I,J}v_{I,J} = \sum a_{nb} + A_{I,J}(p_{I,J+1} - p_{I,J}) + b_{I,J} \quad (\text{III.2})$$

Avec :

$\sum a_{nb}u_{nb}$  Représente les points : (I-1, J), (I+1, j), (I, j+1) et (I, j-1)



$$a_e u_e^* = \sum a_{nb} u_{nb}^* + A_e (p_p^* - p_E^*) + b_u \quad (\text{III.3})$$

$$a_n v_n^* = \sum a_{nb} v_{nb}^* + A_n (p_p^* - p_N^*) + b_v \quad (\text{III.4})$$

La pression est ensuite corrigée d'une quantité  $p'$  qui induit une correction sur les vitesses  $u'$  et  $v'$ , de sorte que les nouveaux champs s'écrivent :

$$p = p^* + p' \quad (\text{III.5})$$

$$u = u^* + u' \quad (\text{III.6})$$

$$v = v^* + v' \quad (\text{III.7})$$

Les corrections sur les vitesses se déduisent facilement en soustrayant membre à membre, les équations (III.3) et (III.4) des équations (III.1) et (III.2) et en introduisant le résultant de cette soustraction dans les expressions (III.5-7). On obtient alors :

$$\begin{cases} a_e u_e' = \sum a_{nb} u_{nb}' + A_e (p_p' - p_E') \\ a_n v_n' = \sum a_{nb} v_{nb}' + A_n (p_p' - p_N') \end{cases} \quad (\text{III.8})$$

L'hypothèse de l'algorithme SIMPLE consiste en outre à négliger les sommes  $(\sum a_{nb} u_{nb}')$  et  $(\sum a_{nb} v_{nb}')$  dans les équations (III.8) (ces termes sont nuls si la solution correcte est obtenue). On aura, alors :

$$\begin{cases} a_e u_e' = A_e (p_p' - p_E') \\ a_n v_n' = A_n (p_p' - p_N') \end{cases} \quad (\text{III.9})$$

Avec :

$$d_e = \frac{A_e}{a_e} \quad (\text{III.10})$$

L'équation sera appelée formule de correction de vitesse qui s'écrit aussi :

$$\begin{cases} u_e = u_e^* + d_e(p'_P - p'_E) \\ v_n = v_n^* + d_n(p'_P - p'_N) \end{cases} \quad (\text{III.11})$$

Des expressions similaires sont bien sûr obtenues pour  $u_w$  et  $v_s$ .

Ainsi, les corrections sur les vitesses sont déduites directement de manière explicite à partir de la correction de pression.

Jusqu'à maintenant nous n'avons considéré que les équations de quantité de mouvement. Le champ de vitesse doit tenir compte d'une autre contrainte : satisfaire l'équation de continuité.

L'équation de continuité intégrée sur le volume fini centré en « P » (figure (III.1)) conduit à :

$$\frac{(\rho p - \rho p^o)\Delta x \Delta y \Delta z}{\Delta t} + [(\rho u)_e - (\rho u)_w] \Delta y + [(\rho v)_n - (\rho v)_s] \Delta x = 0 \quad (\text{III.12})$$

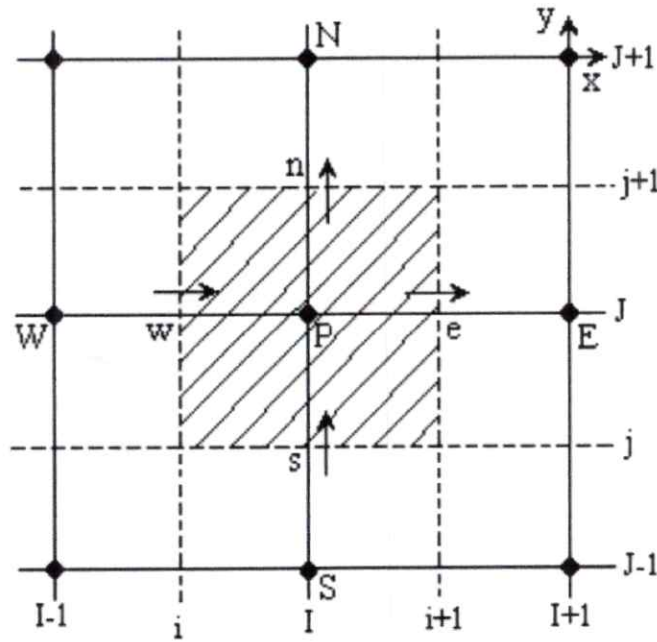


Figure III.1 Volume de contrôle utilisé pour la discrétisation de l'équation de continuité.

En regroupant les différents termes ; cette équation peut être finalement mise sous la forme standard :

$$a_p p'_p = a_E p'_E + a_W p'_W + a_N p'_N + a_S p'_S + b \tag{III.13}$$

Où

$$a_p = a_E + a_W + a_N + a_S \tag{III.14}$$

Et les différents coefficients sont donnés par :

$$\begin{cases} a_E = \rho_e d_e \Delta y \\ a_W = \rho_w d_w \Delta y \\ a_N = \rho_n d_n \Delta x \\ a_S = \rho_s d_s \Delta x \end{cases} \tag{III.15}$$

$$b = \frac{(\rho p - \rho p^o) \Delta x \Delta y \Delta z}{\Delta t} + [(\rho u)_e - (\rho u)_w] \Delta y + [(\rho v)_n - (\rho v)_s] \Delta x \tag{III.16}$$

Avec :

$$\begin{aligned}
 d_e &= \frac{A_e}{a_e} & d_w &= \frac{A_w}{a_w} \\
 d_n &= \frac{A_n}{a_n} & d_s &= \frac{A_s}{a_s}
 \end{aligned}
 \tag{III.17}$$

Le terme « b » peut servir comme un indicateur de convergence.

Pour éviter que le calcul diverge, on utilise la source relaxation. On obtient, alors :

$$p^{\text{nouveau}} = p^* + \alpha_p p' \tag{III.18}$$

$\alpha_p$  Est le coefficient de sous relaxation

De même que pour les pressions, nous aurons pour la vitesse :

$$\begin{cases}
 u^{\text{nouveau}} = \alpha_u u + (1 - \alpha_u) u^{(n-1)} \\
 v^{\text{nouveau}} = \alpha_u v + (1 - \alpha_u) v^{(n-1)}
 \end{cases}
 \tag{III.19}$$

Des transformations algébriques montrent que les discrétisées de quantité de mouvement avec la sous relaxation s'écrivent :

$$\frac{a_e}{\alpha_u} u_e = \sum a_{nb} u_{nb} + (P_P - P_E) A_e + b + \left[ (1 - \alpha_u) \frac{a_e}{\alpha_u} \right] u_e^{n-1} \tag{III.20}$$

$$\frac{a_n}{\alpha_u} u_n = \sum a_{nb} u_{nb} + (P_P - P_N) A_e + b + \left[ (1 - \alpha_u) \frac{a_e}{\alpha_u} \right] u_n^{n-1} \tag{III.21}$$

L'équation de correction de la pression est aussi affectée par la sous relaxation et les coefficients « d » deviennent :

$$d_e = \frac{A_e}{a_e} \alpha_u \quad d_w = \frac{A_w}{a_w} \alpha_u \quad d_n = \frac{A_n}{a_n} \alpha_u \quad d_s = \frac{A_s}{a_s} \alpha_u \tag{III.22}$$

L'algorithme SIMPLE se résume finalement aux étapes suivantes :

Début des itérations

1. Proposer un champ de pression  $p^*$
2. Résoudre les équations de quantité de mouvement pour obtenir  $u^*$  et  $v^*$
3. Résoudre l'équation  $p'$
4. Calculer  $p$  ( $p = p' + p^*$ )
5. Calculer  $u$  et  $v$  à partir de  $u^*$  et  $v^*$  en utilisant les formules de corrections de vitesse
6. Résoudre l'équation d'énergie
7. Teste la convergence de la solution. Si le teste est non satisfait : retour au point 2

### III-1.2.5.2 L'algorithme SIMPLEC (Van Doormaal and Raithby, 1984) [16]

Il suit les mêmes étapes que SIMPLE, à la différence que les équations de quantité de mouvement sont modifiées, de sorte que les équations de correction de vitesse négligent les termes moins significatifs que ceux négligés par SIMPLE.

Les équations de quantité de mouvement, de vitesse et de pression sont reliées par :

$$u'_e = \frac{1}{a_e} \sum a_{nb} u'_{nb} + d_e (p'_P - p'_E) \quad (\text{III.23})$$

Par contre l'approximation SIMPLE néglige le terme  $\frac{1}{a_e} \sum a_{nb} u'_{nb}$

Dans le schéma SIMPLEC, l'équation (3-23) est réécrite sous la forme :

$$\left(1 - \frac{1}{a_e} \sum a_{nb}\right) u'_e = \frac{1}{a_e} \sum a_{nb} (u'_{nb} - u'_e) + d_e (p'_P - p'_E) \quad (\text{III.24})$$

Assumer que  $|u'_{nb} - u'_e| \ll |u'_e|$  et négliger le terme  $\left(\frac{1}{a_e} \sum a_{nb} (u'_{nb} - u'_e)\right)$  donnera

$$u'_e \approx \frac{d_e (p'_P - p'_E)}{\left(1 - \frac{1}{a_e} \sum a_{nb}\right)} \quad (\text{SIMPLEC}) \quad (\text{III.25})$$

$$u'_e \approx d_e (p'_P - p'_E) \quad (\text{SIMPLE}) \quad (\text{III.26})$$

### III-1.2.6 Facteurs de relaxation

Afin de contrôler et réduire le changement produit durant chaque itération d'une variable de l'écoulement,  $\phi$  "Fluent" permet d'agir sur les facteurs de relaxation assignés à un nombre de variables comme suit:

$$\begin{cases} \phi = \phi_{old} + \alpha \times \Delta\phi \\ \Delta\phi = \phi_{comp} - \phi_{old} \end{cases} \quad (III.27)$$

Où:  $\phi_{old}$  Ancienne valeur de  $\phi$

$\Delta\phi$  Changement dans la valeur de  $\phi$

$\phi_{comp}$  Valeur de  $\phi$  calculée.

$\alpha$  Facteur de relaxation.

Le code de calcul offre les meilleures valeurs des facteurs de relaxation pour une large gamme d'écoulements. Néanmoins, si on voit qu'au cours du calcul les résidus commencent à s'amplifier, il est préférable de réduire ces derniers. Par contre, si on observe une convergence très lente mais sûre là, on pourra les augmenter prudemment, surtout le facteur de relaxation lié à l'équation de continuité.

### III-2 résolutions numériques

Avant de lancer une simulation sur un logiciel de fluent, il convient de régler les différents paramètres.

Les principaux éléments influençant sur le résultat d'une simulation sont les suivants :

- Le maillage
- La géométrie du domaine de calcul
- Les propriétés du fluide (gaz parfait, viscosité, ...)
- Le type écoulements (non visqueux, laminaires ou turbulents).
- Le modèle de turbulence

- Le schéma numérique utilisé
- Les conditions aux limites

Le choix de ces différents paramètres sera expliqué dans les différentes situations étudiées dans ce projet.

### III-2.1 Cas d'un cylindre rond

#### III-2.1.1 descriptions du problème

L'écoulement autour du cylindre rond, est un cas-test de validation présenté par Fluent. Ce cas-test a été relancé en laminaire avec  $Re = 100$  Pour ce nombre de Reynolds,

le nombre de Strouhal défini par :  $S = \frac{D}{\tau U}$

Obtenu expérimentalement par COUTANCEAU [17] est 0.165, ou D est le diamètre du cylindre, U la vitesse du fluide à l'infini et  $\tau$  la période du « vortex shedding ». et donc ce cas test en va Vérifier les aptitudes de fluent à simuler des écoulements instationnaire (annexe 1) et particulièrement des écoulements avec expansion de tourbillons (vortex shedding). Sur ce cas-test, l'effet de la solution initiale sur la solution final a été analysé et particulièrement sur le nombre d'itérations par pas de temps ( $\Delta$ ) pour assurer la convergence temporelle. Les premiers résultats présentés sont avec une solution initiale non uniforme. En effet, l'écoulement initial est perturbé en donnant une vitesse selon x (composante u) uniforme égale à 1m/s dans la partie supérieure du domaine par rapport à l'axe de symétrie ( $y > 0$ ) et 0 dans la partie inférieure ( $y < 0$ ).

Ceci est réalisé en utilisant la commande « patch » et la fonction « custom field function » définie par :

$$u = \frac{y + |y|}{2y} \quad (\text{III.28})$$

#### III-2.1.2 Géométrie

Il s'agit d'un cylindre infini de diamètre  $D=2m$ .

### III-2.1.3 Le maillage

Le domaine de calcul ainsi que le maillage utilisé pour cette simulation sont montrés aux figures III.2, III.3 et III.4 suivantes. Ce domaine est formé d'un demi-cercle en amont du cylindre de  $5D$  de rayon centré par rapport au centre du cylindre et d'un rectangle de  $19D$  en aval du cylindre. Le maillage quant à lui, est un maillage structuré curviligne d'une topologie de type O-H de  $15 \times 15$ . Ce type de topologie (en O au voisinage du cylindre et en H dans le sillage) est bien adapté pour ce cas-test car un simple maillage en O ne permet pas une bonne résolution dans le sillage.

Ce maillage est traité en non structuré avec des éléments quadrilatères dans fluent et donc les conditions aux limites ne sont appliquées que sur les vraies frontières du domaine de calcul.

Sur la figure III.2, on note la présence d'un point situé sur l'axe à 1 mètre derrière le cylindre (appelé « history-point »). En effet. Comme il s'agit d'un écoulement instationnaire, fluent offre la possibilité de suivre l'évolution d'une variable quelconque de l'écoulement en fonction du temps en des points particuliers du domaine. En ce point, l'évolution de la composante de la vitesse selon  $y$  (composante  $v$ ) est enregistrée en fonction du temps.

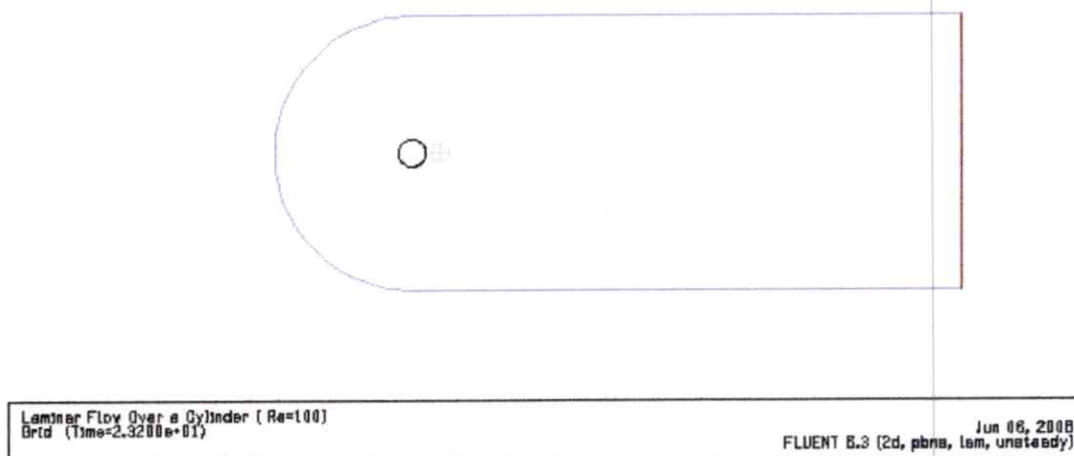
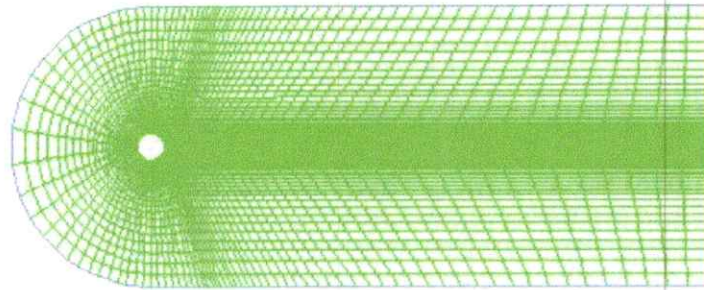


Figure III.2 : domaine de calcul de l'écoulement autour du cylindre avec le 'history-point'

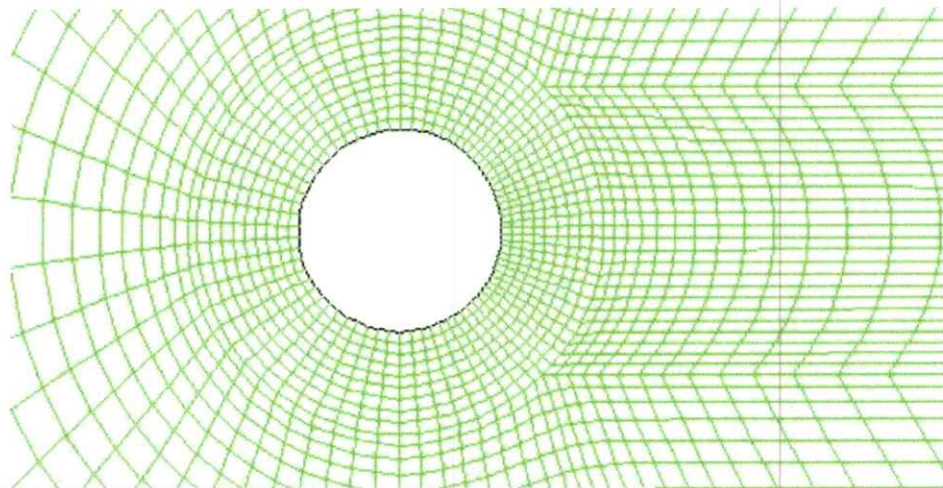




Laminar Flow Over a Cylinder (Re=100)  
Grid (Time=2.3200e+01)

Jun 06, 2008  
FLUENT 6.3 (2d, pbns, lam, unsteady)

Figure III.3 : maillage du domaine de calcul de l'écoulement autour du cylindre



Laminar Flow Over a Cylinder (Re=100)  
Grid (Time=2.3200e+01)

Jun 06, 2008  
FLUENT 6.3 (2d, pbns, lam, unsteady)

Figure III.4 : maillage au voisinage du cylindre

#### III-2.1.4 les Conditions aux limites

Notre écoulement est uniforme (non perturbé) de vitesse  $U_\infty = 1.0 \text{ m/s}$ . le fluide est incompressible de masse volumique  $\rho = 1 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$  et de viscosité (dynamique ou

absolue)  $\mu = 0.02 \frac{\text{kg}}{\text{ms}}$ , ce qui nous conduit à une condition aux limites de non glissement ( $u=0$ ) sur le cylindre.

Ces conditions assurent un nombre de Reynolds :

$$\text{Re} = \frac{\rho U D}{\mu} = 100$$

- Et le détail de ces conditions est défini dans l'annexe 2.1 et 2.2

### III-2.1.5 les Paramètres de calcul

Les équations sur les quelles se reposent Fluent pour notre problème sont l'équation de continuité et l'équation de Navier Stokes pour le cas laminaire instationnaire qu'on a parlé auparavant dans le chapitre I.

Le premier ordre de discrétisation système a été utilisé tout au long de ce cas test. Et modélisé avec un pas de temps de 0.2 Pour la vitesse d'attelage pression,

- Et le détail de paramètre de calcul est mentionné dans annexe 2.3

### III-2.1.6 Simulations

#### III-2.1.6.1 Solution initiale non uniforme.

on peut noter que l'initialisation de la solution initiale non uniforme se fait à travers la commande « Patch » appelant la fonction « initial-Velocity » définie auparavant et sauvée dans le fichier « case » définissant le problème dans fluent. Pour cette simulation, une initialisation avec la commande « Patch » a été effectuée. Cette commande permet de générer une solution initiale non uniforme. Après avoir initialisé uniformément la solution à partir des conditions à l'entrée du domaine, particulièrement une vitesse  $u=1\text{m/s}$  (vitesse uniforme) ; la commande « Patch » a été utilisé pour faire appel à la fonction « custom field function » :

$$u = \frac{y + |y|}{2y}$$

Dans notre cas, vu que le maillage est symétrique dans la direction y par rapport à l'axe des x, cette fonction assure un champ de vitesse u unitaire ( $u=1\text{m/s}$ ) dans la partie supérieure du domaine par rapport à l'axe de symétrie ( $y>0$ ) et ( $u=0$ ) dans la partie inférieure ( $y<0$ ).

L'histoire de convergence est montrée dans la figure III.5 pour les 100 dernières itérations et l'évolution de la composante de vitesse v au « history point » en fonction du temps est montrée à la figure III.6.

La solution obtenue dans ce cas est convergée pour chaque pas de temps comme le montre la figure III.5 Pour les 100 dernière itérations (3260 et 3360), Le critère de convergence étant le même pour les trois équations, soit  $10^{-5}$ , Cette figure montre clairement que le niveau de convergence  $10^{-5}$  est atteint pour l'équation de continuité et pour la vitesse u et la vitesse v

Sur la figure III.6, on peut noter que la composante de la vitesse selon y (vitesse v) présente une variation et la période mesurée est :

$$\tau = 12.5s$$

Ce qui donne un nombre de Strouhal de

$$S = \frac{D}{\tau U} = \frac{2}{12.5 \times (1)} = 0.160$$

Cette valeur de nombre de Strouhal est en très bon accord avec celle mesurée expérimentalement dans [13] pour les mêmes conditions ( $Re=100$ ) et qui est de 0.165. La valeur calculée est légèrement inférieure à celle mesurée.

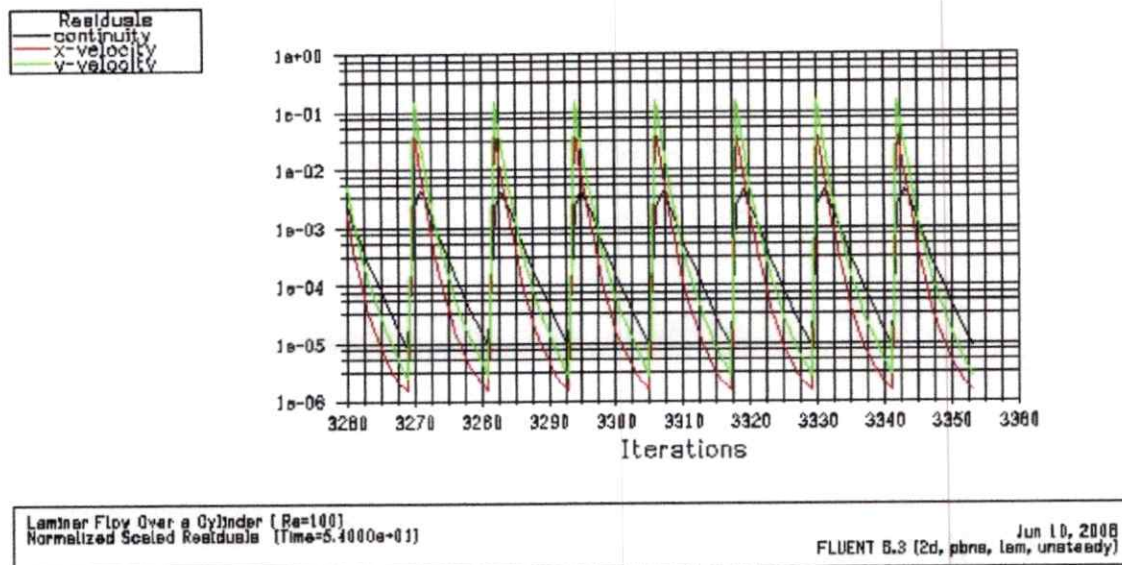


Figure III.5 *histoire de convergence du calcul de l'écoulement autour de cylindre (avec la commande patch) pour les 100 dernières itérations*

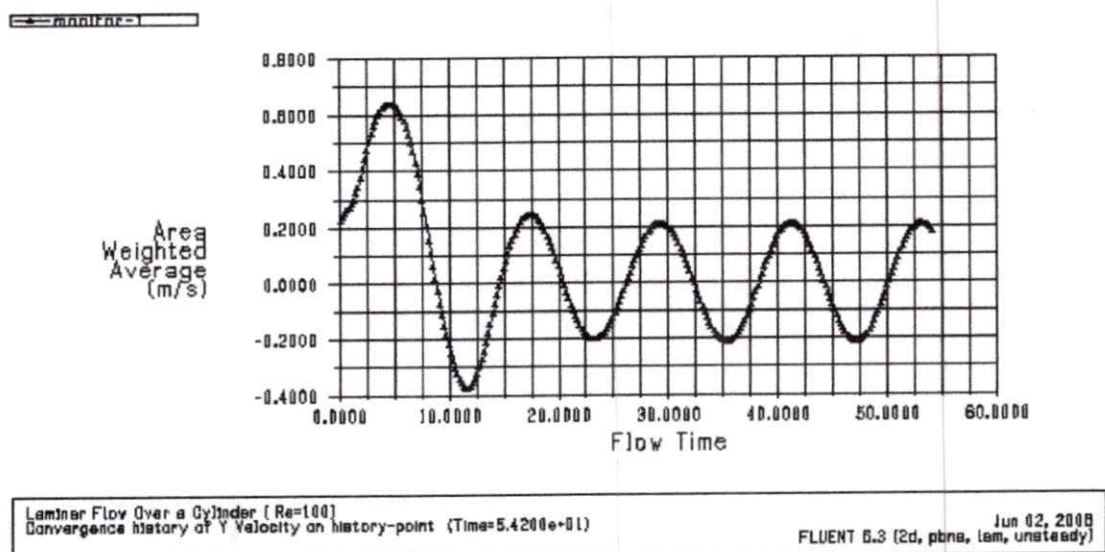


Figure III.6 *évolution de la composante de la vitesse  $v$  en fonction du temps pour l'écoulement autour du cylindre –laminaire –solution initiale non uniforme*

### III-2.1.6.2 Solution initiale uniforme

A fin d'analyser l'effet de la commande Patch sur la solution, le même point historique « history-point » situé à  $x=1\text{m}$  derrière le cylindre est utilisé (voir la figure III.2) pour cette simulation.

Dans les sections suivantes, les résultats obtenus avec solution initiale uniforme sont présentés. Les paramètres de la simulation sont identiques au cas avec solution initiale non uniforme à l'exception que cette fois la solution initiale est une solution uniforme calculée à partir des conditions à l'entrée.

Par ailleurs, une étude sur l'influence du pas de temps ( $\Delta t$ ) et du nombre d'itérations par pas de temps a été effectuée pour évaluer l'effet de ces paramètres sur la solution.

#### III-2.1.6.2.1 $\Delta t = 0.2$ et 20 itération par $\Delta t$

Pour ce cas-test, tous les paramètres de la simulation sont identiques au cas avec solution initiale non uniforme y compris le pas de temps et le nombre d'itération par pas de temps

Les résultats obtenus par cette simulation (solution initiale uniforme) sont présentés sous forme des deux graphiques suivants, les figures III.7 pour les résidus et la figure III.8 montrant l'évolution de la composante de vitesse  $v$  en fonction du temps.

Le critère de convergence étant le même pour la simulation précédente, soit  $10^{-5}$  pour les 3 équations, qui n'est pas vérifié pour l'équation de continuité et pour la vitesse  $u$ . Il est vérifié que pour la vitesse  $v$  comme le montre la figure III.7 de l'histoire de convergence pour les 200 dernières itérations (5200 et 5400). Cette figure montre clairement que le niveau de convergence  $10^{-5}$  n'est pas atteint pour l'équation de continuité et pour la vitesse  $u$ .

Sur la figure III.8, on peut noter que la composante de la vitesse selon y (vitesse  $v$ ) présente de très faibles variations (sauf au début des itérations) qu'on peut considérer comme nulle indiquant une solution symétrique.

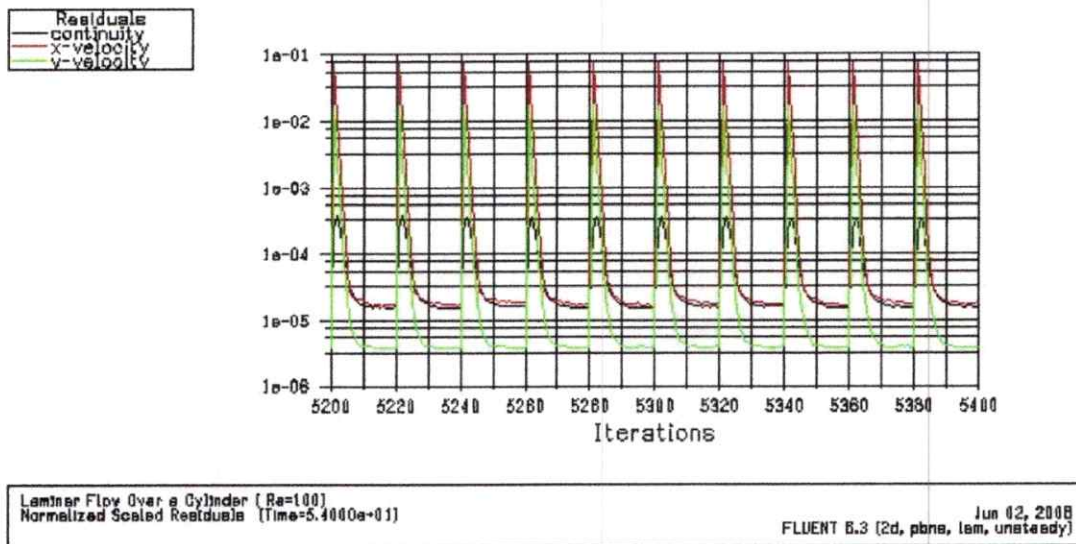


Figure III.7 histoire de convergence du calcul de l'écoulement autour de cylindre – laminaire-solution initiale uniforme-20 itérations par pas de temps pour les 200 dernières itérations

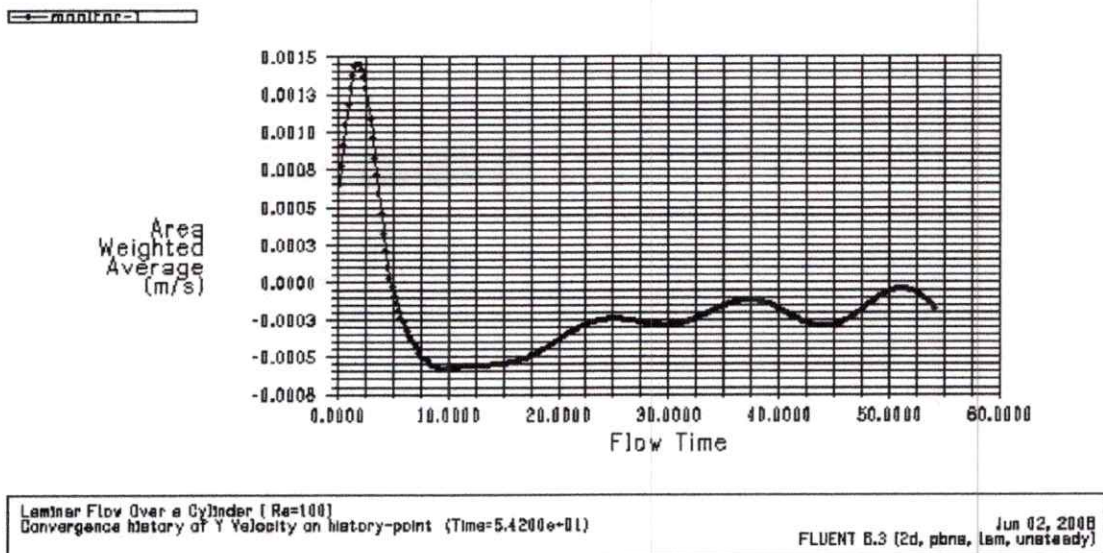


Figure III.8 évolution de la composante de la vitesse  $v$  en fonction du temps pour l'écoulement autour du cylindre –laminaire –solution initiale uniforme-20 itérations par pas de temps ( $\Delta t = 0.2$ )

### III-2-1.6.2.2 $\Delta t = 0.2s$ et 100 itération par $\Delta t$

Dans le but d'essayer de faire atteindre le critère  $10^{-5}$  pour toutes les équations chaque pas de temps, le même cas test est exécuté mais cette fois avec 100 itérations par pas de temps ( $\Delta t$ ) en gardant tous les autres paramètres pareils.

Les résultats obtenus en termes d'histoire de convergence et d'évolution de la vitesse  $v$  en fonction du temps au « history point » est montré aux figures III.9 et III.10

En réalité, ce cas test est inutile car la figure III.7. du cas test précédent, montrant l'histoire de convergence, indique une stagnation du résidu après quelques itérations. Ce qui est confirmé par la figure III.9. On vérifie également que les figures III.8 et 3.10 sont identiques

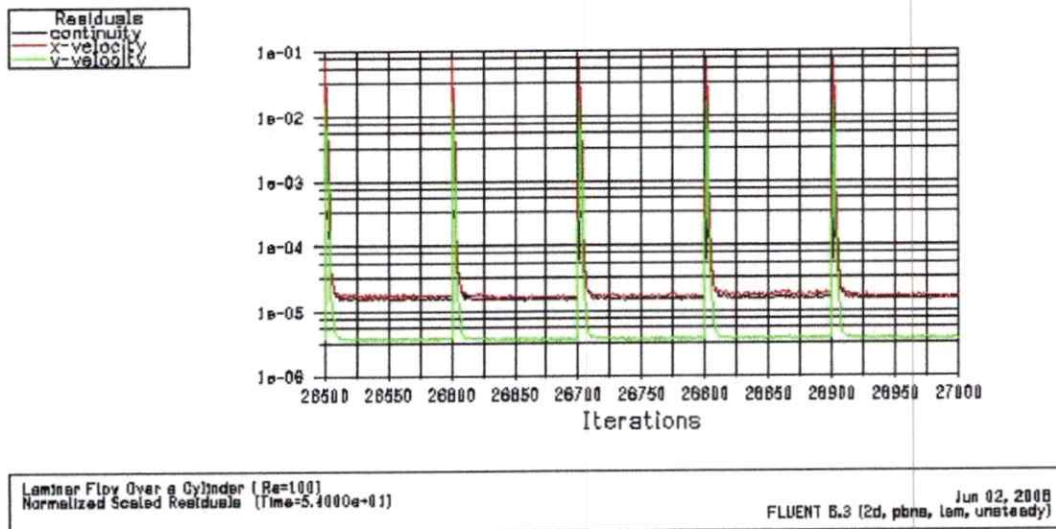
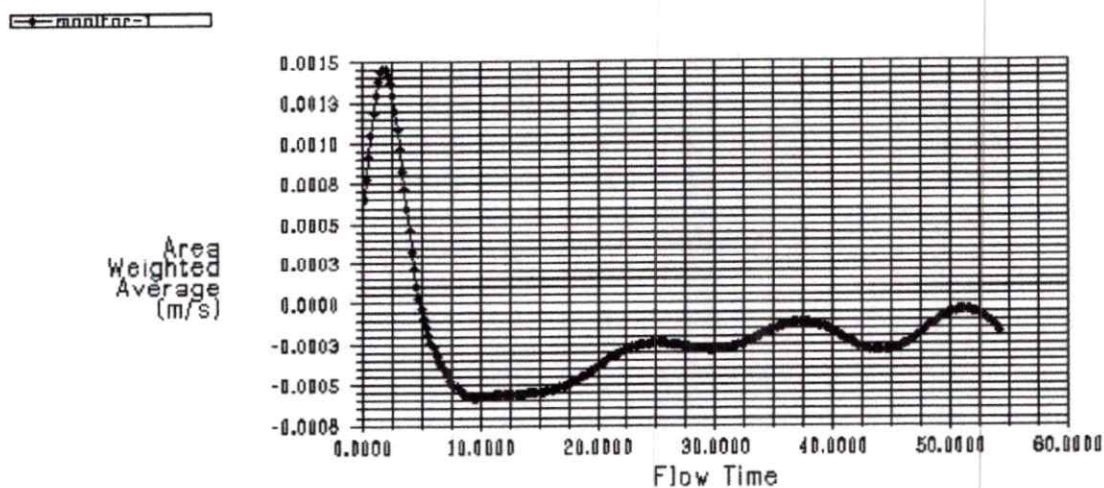


Figure III.9 histoire de convergence du calcul de l'écoulement autour de cylindre – laminaire-solution initiale uniforme-100 itérations par pas de temps pour les 500 dernières itérations



Laminar Flow Over a Cylinder [Re=100]  
Convergence history of Y Velocity on history-point (Time=5.4200e+01)

Jun 02, 2008  
FLUENT 6.3 (2d, pbns, lam, unsteady)

Figure III.10 évolution de la composante de la vitesse  $v$  en fonction du temps pour l'écoulement autour du cylindre –laminaire –solution initiale uniforme-100 itérations par pas de temps ( $\Delta t = 0.2$ )

#### III-2.1.6.2.3 $\Delta t = 0.04s$ et 100 itérations par $\Delta t$

Ce cas test est exécuté avec un pas de temps  $\Delta t = 0.04s$  et 100 itérations par pas de temps avec des conditions initiales uniformes.

L'objectif étant de faire converger la solution à chaque pas de temps vu que pour les cas précédents avec une solution initiale uniforme, le critère de convergence n'a pas été satisfait pour aucun pas de temps car on observe une stagnation des résidus à niveau au dessus du critère de convergence.

Les résultats de cet essai sont présentés aux figures III.11 et III.12 suivantes. Ces figures confirment le comportement de fluent pour la simulation de cet écoulement dans le cas d'une solution initiale uniforme. En effet, on note une stagnation des résidus des équations continuité et la quantité de mouvement selon  $x$  (équations pour la vitesse  $u$ ) à un

Niveau ou le critère de convergence n'est pas satisfait, que ce soit avec  $\Delta t = 0.2$  et 20 itérations par pas de temps, ou 100 itérations par pas de temps pour le même  $\Delta t$ .



Par ailleurs, la solution obtenue dans le cas d'une solution initiale uniforme est pratiquement une solution stationnaire en regardant les figures évolutions de la composante de vitesse  $v$  en fonction du temps vues les faibles variations de cette dernière en fonction du temps autour de zéro.

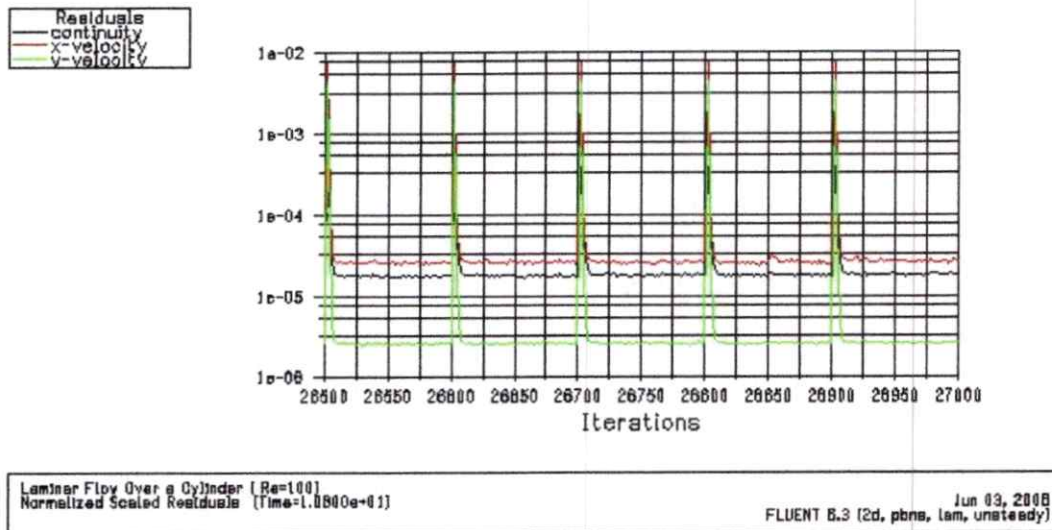


Figure III.11 *histoire de convergence du calcul de l'écoulement autour de cylindre laminaire-solution initiale uniforme-100 itérations par pas de temps pour les 500 dernières itérations*

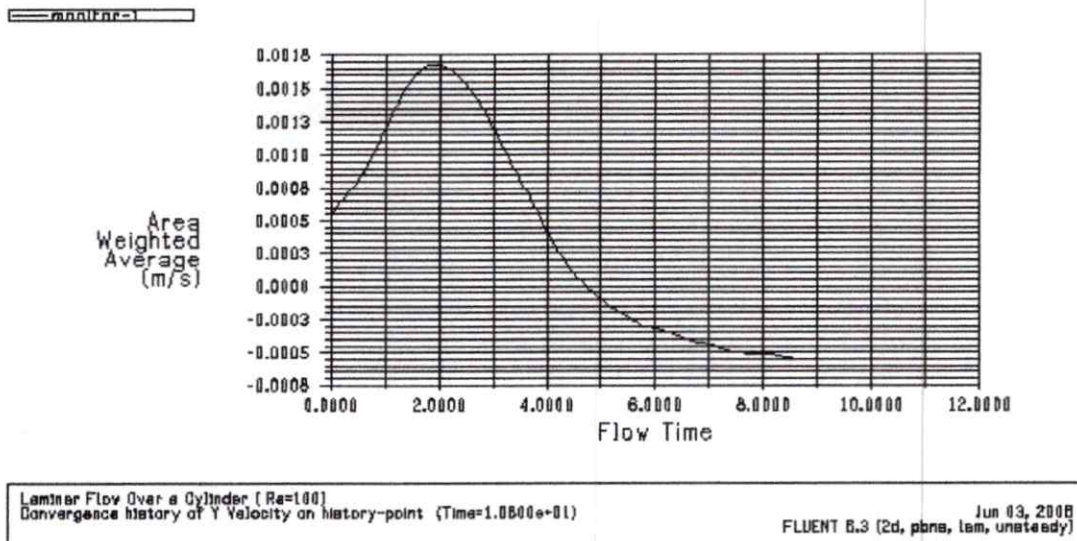


Figure III.12 *évolution de la composante de la vitesse  $v$  en fonction du temps pour l'écoulement autour du cylindre –laminaire –solution initiale uniforme-100 itérations par pas de temps ( $\Delta t = 0.04$ )*

De cette analyse, il s'avère que l'effet de la solution initiale sur le comportement de la convergence de fluent dans le cas d'une solution instationnaire est primordial.

Il s'avère aussi que le critère de convergence est aussi important dans le cas de ce problème.

En effet, même dans le cas où la solution instationnaire n'a pas été capturée, les résidus obtenus sont assez bas (inférieurs à  $10^{-4}$ ). Cependant, on peut voir que le résidu pour l'équation de la composante selon y de la vitesse est un ordre de grandeur plus bas que les deux autres résidus vu sa faible variation autour de zéro comme le montre les figures III.10 et III.12.

### III-2.2 cas d'un cylindre carré

#### III-2.2.1 Descriptions du problème

L'écoulement autour d'un cylindre carré, est un cas test de validation pour vérifier les aptitudes de fluent à simuler des écoulements instationnaire et particulièrement des écoulements avec expansion de tourbillon comme on a déjà vus précédemment (dans le cas test d'un cylindre rond). mais dans ce cas test on va utiliser un écoulement turbulent avec une équation de transport (modèle spallart -Allmaras) et deux équations de transport (Modèle k-  $\epsilon$ ) pour voir l'évaluation des performances de ces modèles implantés dans fluent pour un nombre Reynolds  $Re=22000$ .

Pour cela, les conditions de cette simulation sont celle de RODI.

Cette simulation, une initialisation avec la commande PATCH a été effectuée. Comme mentionné plus haut (dans le 1<sup>er</sup> cas test) cette commande permet de générer une solution initiale non uniforme. Après avoir initialisé uniformément la solution à partir des grandeurs l'entrée du domaine particulièrement une vitesse  $u=1$  m/s (vitesse uniforme) la commande « Patch » a été utilisée pour faire appel à la fonction (custom field function)

$$u = \frac{y + |y|}{2y}$$

Dans notre cas, vu que le maillage est symétrique dans la direction  $y$  par rapport à l'axe des  $x$  cette fonction assure un champ de vitesse  $u$  unitaire ( $u=1\text{m/s}$ ) dans la partie supérieure du domaine par rapport l'axe de symétrie ( $y>0$ ) et nul ( $u=0$ ) dans sa partie inférieure ( $y<0$ ).

Cette procédure aide à la génération du « vortex shedding » en perturbant l'écoulement car le « vortex shedding numérique » n'est pas spontané comme indique dans le tutorial de fluent [14]. En réalité, l'efficacité de cette technique réside dans le fait d'aider la convergence comme il a été discuté à la partie précédente (cylindre rond).

### III-2.2.2 Géométrie

Il s'agit d'un cylindre carré de hauteur  $H=1\text{m}$  (figure III.13)

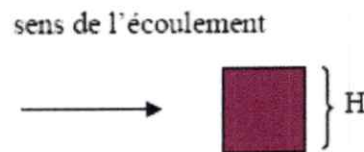


Figure III.13 : la géométrie utilisée (cylindre carré)

### III-2.2.3-Le maillage

Pour cette simulation le maillage est généré sur un domaine entourant un cylindre carré de dimensions unitaires de 30 unités de longueur par 15 unités de large. Le cylindre est centré dans le domaine en largeur et situé 4.5 unités de l'entrée du domaine. Le maillage ainsi obtenu contient  $78 \times 67$  points.

La valeur de la première cellule à la paroi du cylindre est située  $y_w = 0.02$ . Ce maillage est généré avec les paramètres suivants définis dans l'entête du programme fortran qui a servi à le générer.

Ce maillage une fois lu dans fluent, il est montré à la figure III.15. Le maillage pour ce domaine contient  $77 \times 67$  points avec  $21 \times 19$  points sur le cylindre. Il a été généré sur un domaine entourant un cylindre carré de dimensions unitaires de 20 unités de longueur par 15 unités de large. Le cylindre est centre dans le domaine en largeur et situé à 4.5 unités de l'entrée du domaine. Le maillage ainsi obtenu contient  $77 \times 67$

Au voisinage du cylindre le maillage est montre à la figure III.16.

Sur la figure III.14, on note la présence d'un deux points ont été choisis dans le domaine sur l'axe de symétrie géométrique, respectivement situés à  $x=5$  et  $x=10$  en aval du cylindre la coordonnée  $x$  étant mesurés a partir du bord d'attaque du cylindre (appelé « history-point »).

En effet. Comme il s'agit d'un écoulement instationnaire, fluent offre la possibilité de suivre l'évolution d'une variable quelconque de l'écoulement en fonction du temps en des points particuliers du domaine. En ce point, l'évolution de la composante de la vitesse selon  $y$  (composante  $v$ ) est enregistré en fonction du temps et de même pour le calcul du nombre de Strouhal.



Figure III.14 : domaine de calcul de l'écoulement autour du cylindre carré  $32 \times 15$  avec les deux points historiques « history-point »

5.2.1.1  $\alpha 12^\circ$ 

conditions	valeur
Velocity magnitude	10
x-velocity	9.78327
y-velocity	2.070691
x-component of flow direction	0.978
y-component of flow direction	0.207

5.2-1-2  $\alpha 19^\circ$ 

conditions	valeur
Velocity magnitude	10
x-velocity	9.46596
y-velocity	3.224718
x-component of flow direction	0.954
y-component of flow direction	0.325

## 5. 3- paramètres de calcul

Model	settings
solver	Pressure based
Domain-space	2D
Velocity formulation	absolute
Formulation	implicite
Domain-time	steady

- le fichier « report summary » de fluent indiquant les paramètres de contrôle de la solution a 12° :

Version: 2d, pbns, ske (2d, pressure-based, standard k-epsilon)

Release: 6.3.26

Title:

#### Models

-----

Model	Settings
Space	2D
Time	Steady
Viscous	Standard k-epsilon turbulence model
Wall Treatment	Standard Wall Functions
Heat Transfer	Disabled
Solidification and Melting	Disabled
Species Transport	Disabled
Coupled Dispersed Phase	Disabled
Pollutants	Disabled
Pollutants	Disabled
Soot	Disabled

#### Boundary Conditions

-----

##### Zones

name	id	type
fluid-16	16	fluid
sortie	2	outflow
entrer	11	velocity-inlet
wall-bottom	3	wall
wall-top	14	wall
interior-1	15	interior

##### Boundary Conditions

###### fluid-16

Condition	Value
Material Name	air
Specify source terms?	no
Source Terms	0

Specify fixed values?	no
Fixed Values	0
Motion Type	0
X-Velocity Of Zone (m/s)	0
Y-Velocity Of Zone (m/s)	0
Rotation speed (rad/s)	0
X-Origin of Rotation-Axis (m)	0
Y-Origin of Rotation-Axis (m)	0
Deactivated Thread	no
Laminar zone?	no
Set Turbulent Viscosity to zero within laminar zone?	yes
Porous zone?	no
X-Component of Direction-1 Vector	1
Y-Component of Direction-1 Vector	0
Relative Velocity Resistance Formulation?	yes
Direction-1 Viscous Resistance (1/m <sup>2</sup> )	0
Direction-2 Viscous Resistance (1/m <sup>2</sup> )	0
Choose alternative formulation for inertial resistance?	no
Direction-1 Inertial Resistance (1/m)	0
Direction-2 Inertial Resistance (1/m)	0
C0 Coefficient for Power-Law	0
C1 Coefficient for Power-Law	0
Porosity	i

sortie

Condition	Value
Flow rate weighting	1

entrer

Condition	Value
Velocity Specification Method	0
Reference Frame	0
Velocity Magnitude (m/s)	10
X-Velocity (m/s)	0
Y-Velocity (m/s)	0
X-Component of Flow Direction	0.97799999
Y-Component of Flow Direction	0.207
X-Component of Axis Direction	1
Y-Component of Axis Direction	0
Z-Component of Axis Direction	0
X-Coordinate of Axis Origin (m)	0
Y-Coordinate of Axis Origin (m)	0
Z-Coordinate of Axis Origin (m)	0
Angular velocity (rad/s)	0
Turbulent Specification Method	0
Turbulent Kinetic Energy (m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> )	1

Turbulent Dissipation Rate (m <sup>2</sup> /s <sup>3</sup> )	1
Turbulent Intensity (%)	0.1
Turbulent Length Scale (m)	1
Hydraulic Diameter (m)	1
Turbulent Viscosity Ratio	10
is zone used in mixing-plane model?	no

## wall-bottom

Condition	Value
Wall Motion	0
Shear Boundary Condition	0
Define wall motion relative to adjacent cell zone?	yes
Apply a rotational velocity to this wall?	no
Velocity Magnitude (m/s)	0
X-Component of Wall Translation	1
Y-Component of Wall Translation	0
Define wall velocity components?	no
X-Component of Wall Translation (m/s)	0
Y-Component of Wall Translation (m/s)	0
Wall Roughness Height (m)	0
Wall Roughness Constant	0.5
Rotation Speed (rad/s)	0
X-Position of Rotation-Axis Origin (m)	0
Y-Position of Rotation-Axis Origin (m)	0
X-component of shear stress (pascal)	0
Y-component of shear stress (pascal)	0
Specularity Coefficient	0

## wall-top

Condition	Value
Wall Motion	0
Shear Boundary Condition	0
Define wall motion relative to adjacent cell zone?	yes
Apply a rotational velocity to this wall?	no
Velocity Magnitude (m/s)	0
X-Component of Wall Translation	1
Y-Component of Wall Translation	0
Define wall velocity components?	no
X-Component of Wall Translation (m/s)	0
Y-Component of Wall Translation (m/s)	0
Wall Roughness Height (m)	0
Wall Roughness Constant	0.5
Rotation Speed (rad/s)	0
X-Position of Rotation-Axis Origin (m)	0
Y-Position of Rotation-Axis Origin (m)	0
X-component of shear stress (pascal)	0



Y-component of shear stress (pascal)	0
Specularity Coefficient	0

interior-1

Condition	Value
-----------	-------

---

Solver Controls

Equations

Equation	Solved
----------	--------

---

Flow	yes
Turbulence	yes

Numerics

Numeric	Enabled
---------	---------

---

Absolute Velocity Formulation	yes
-------------------------------	-----

Relaxation

Variable	Relaxation Factor
----------	-------------------

---

Pressure	0.3
Density	1
Body Forces	1
Momentum	0.7
Turbulent Kinetic Energy	0.8
Turbulent Dissipation Rate	0.8
Turbulent Viscosity	1

Linear Solver

Variable	Solver Type	Termination Criterion	Residual Reduction Tolerance
----------	-------------	-----------------------	------------------------------

---

Pressure	V-Cycle	0.1	
X-Momentum	Flexible	0.1	0.7
Y-Momentum	Flexible	0.1	0.7
Turbulent Kinetic Energy	Flexible	0.1	0.7
Turbulent Dissipation Rate	Flexible	0.1	0.7

Pressure-Velocity Coupling

Parameter	Value
-----------	-------

-----  
 Type SIMPLE

## Discretization Scheme

Variable	Scheme
Pressure	Standard
Momentum	First Order Upwind
Turbulent Kinetic Energy	First Order Upwind
Turbulent Dissipation Rate	First Order Upwind

## Solution Limits

Quantity	Limit
Minimum Absolute Pressure	1
Maximum Absolute Pressure	5e+10
Minimum Temperature	1
Maximum Temperature	5000
Minimum Turb. Kinetic Energy	1e-14
Minimum Turb. Dissipation Rate	1e-20
Maximum Turb. Viscosity Ratio	100000

## Material Properties

-----  
 Material: air (fluid)

Property	Units	Method	Value(s)
Density	kg/m <sup>3</sup>	constant	1.225
Cp (Specific Heat)	J/kg-K	constant	1006.43
Thermal Conductivity	W/m-K	constant	0.0242
Viscosity	kg/m-s	constant	1.3611e-06
Molecular Weight	kg/kmol	constant	28.966
L-J Characteristic Length	angstrom	constant	3.711
L-J Energy Parameter	K	constant	78.6
Thermal Expansion Coefficient	1/K	constant	0
Degrees of Freedom		constant	0
Speed of Sound	m/s	none	#f

Material: aluminium (solid)

Property	Units	Method	Value(s)
Density	kg/m <sup>3</sup>	constant	2719

Cp (Specific Heat)	j/kg-k	constant	871
Thermal Conductivity	w/m-k	constant	202.4

➤ Les paramètres de contrôle de la solution a 19°

Version: 2d, pbns, ske (2d, pressure-based, standard k-epsilon)

Release: 6.3.26

Title:

#### Models

-----

Model	Settings
Space	2D
Time	Steady
Viscous	Standard k-epsilon turbulence model
Wall Treatment	Standard Wall Functions
Heat Transfer	Disabled
Solidification and Melting	Disabled
Species Transport	Disabled
Coupled Dispersed Phase	Disabled
Pollutants	Disabled
Pollutants	Disabled
Soot	Disabled

#### Boundary Conditions

-----

##### Zones

name	id	type
fluid-16	16	fluid
sortie	2	outflow
entree	11	velocity-inlet
wall-bottom	3	wall
wall-top	14	wall
interior-1	15	interior

#### Boundary Conditions

##### fluid-16

Condition	Value
Material Name	air
Specify source terms?	no

Turbulent Viscosity Ratio	10
is zone used in mixing-plane model?	no

face-inferieure

Condition	Value
Velocity Specification Method	1
Reference Frame	0
Velocity Magnitude (m/s)	0
X-Velocity (m/s)	1
Y-Velocity (m/s)	0
X-Component of Flow Direction	1
Y-Component of Flow Direction	0
X-Component of Axis Direction	1
Y-Component of Axis Direction	0
Z-Component of Axis Direction	0
X-Coordinate of Axis Origin (m)	0
Y-Coordinate of Axis Origin (m)	0
Z-Coordinate of Axis Origin (m)	0
Angular velocity (rad/s)	0
Turbulent Specification Method	0
Modified Turbulent Viscosity (m <sup>2</sup> /s)	10
Turbulent Intensity (%)	0.1
Turbulent Length Scale (m)	1
Hydraulic Diameter (m)	1
Turbulent Viscosity Ratio	10
is zone used in mixing-plane model?	no

cylindre-carre

Condition	Value
Wall Motion	0
Shear Boundary Condition	0
Define wall motion relative to adjacent cell zone?	yes
Apply a rotational velocity to this wall?	no
Velocity Magnitude (m/s)	0
X-Component of Wall Translation	1
Y-Component of Wall Translation	0
Define wall velocity components?	no
X-Component of Wall Translation (m/s)	0
Y-Component of Wall Translation (m/s)	0
Wall Roughness Height (m)	0
Wall Roughness Constant	0.5
Rotation Speed (rad/s)	0
X-Position of Rotation-Axis Origin (m)	0
Y-Position of Rotation-Axis Origin (m)	0
X-component of shear stress (pascal)	0
Y-component of shear stress (pascal)	0

Source Terms	0
Specify fixed values?	no
Fixed Values	( )
Motion Type	0
X-Velocity Of Zone (m/s)	0
Y-Velocity Of Zone (m/s)	0
Rotation speed (rad/s)	0
X-Origin of Rotation-Axis (m)	0
Y-Origin of Rotation-Axis (m)	0
Deactivated Thread	no
Laminar zone?	no
Set Turbulent Viscosity to zero within laminar zone?	yes
Porous zone?	no
X-Component of Direction-1 Vector	1
Y-Component of Direction-1 Vector	0
Relative Velocity Resistance Formulation?	yes
Direction-1 Viscous Resistance (1/m <sup>2</sup> )	0
Direction-2 Viscous Resistance (1/m <sup>2</sup> )	0
Choose alternative formulation for inertial resistance?	no
Direction-1 Inertial Resistance (1/m)	0
Direction-2 Inertial Resistance (1/m)	0
C0 Coefficient for Power-Law	0
C1 Coefficient for Power-Law	0
Porosity	1

sortie

Condition	Value
Flow rate weighting	1

entrer

Condition	Value
Velocity Specification Method	0
Reference Frame	0
Velocity Magnitude (m/s)	10
X-Velocity (m/s)	0
Y-Velocity (m/s)	0
X-Component of Flow Direction	0.954
Y-Component of Flow Direction	0.32499999
X-Component of Axis Direction	1
Y-Component of Axis Direction	0
Z-Component of Axis Direction	0
X-Coordinate of Axis Origin (m)	0
Y-Coordinate of Axis Origin (m)	0
Z-Coordinate of Axis Origin (m)	0
Angular velocity (rad/s)	0
Turbulent Specification Method	0

Turbulent Kinetic Energy (m2/s2)	1
Turbulent Dissipation Rate (m2/s3)	1
Turbulent Intensity (%)	0.1
Turbulent Length Scale (m)	1
Hydraulic Diameter (m)	1
Turbulent Viscosity Ratio	10
is zone used in mixing-plane model?	no

## wall-bottom

Condition	Value
Wall Motion	0
Shear Boundary Condition	0
Define wall motion relative to adjacent cell zone?	yes
Apply a rotational velocity to this wall?	no
Velocity Magnitude (m/s)	0
X-Component of Wall Translation	1
Y-Component of Wall Translation	0
Define wall velocity components?	no
X-Component of Wall Translation (m/s)	0
Y-Component of Wall Translation (m/s)	0
Wall Roughness Height (m)	0
Wall Roughness Constant	0.5
Rotation Speed (rad/s)	0
X-Position of Rotation-Axis Origin (m)	0
Y-Position of Rotation-Axis Origin (m)	0
X-component of shear stress (pascal)	0
Y-component of shear stress (pascal)	0
Specularity Coefficient	0

## wall-top

Condition	Value
Wall Motion	0
Shear Boundary Condition	0
Define wall motion relative to adjacent cell zone?	yes
Apply a rotational velocity to this wall?	no
Velocity Magnitude (m/s)	0
X-Component of Wall Translation	1
Y-Component of Wall Translation	0
Define wall velocity components ?	no
X-Component of Wall Translation (m/s)	0
Y-Component of Wall Translation (m/s)	0
Wall Roughness Height (m)	0
Wall Roughness Constant	0.5
Rotation Speed (rad/s)	0
X-Position of Rotation-Axis Origin (m)	0
Y-Position of Rotation-Axis Origin (m)	0

X-component of shear stress (pascal)	0
Y-component of shear stress (pascal)	0
Specularity Coefficient	0

interior-1

Condition	Value
-----------	-------

---

### Solver Controls

---

#### Equations

Equation	Solved
----------	--------

---

Flow	yes
Turbulence	yes

#### Numerics

Numeric	Enabled
---------	---------

---

Absolute Velocity Formulation	yes
-------------------------------	-----

#### Relaxation

Variable	Relaxation Factor
----------	-------------------

---

Pressure	0.3
Density	1
Body Forces	1
Momentum	0.7
Turbulent Kinetic Energy	0.8
Turbulent Dissipation Rate	0.8
Turbulent Viscosity	1

#### Linear Solver

Variable	Solver Type	Termination Criterion	Residual Reduction Tolerance
----------	-------------	-----------------------	------------------------------

---

Pressure	V-Cycle	0.1	
X-Momentum	Flexible	0.1	0.7
Y-Momentum	Flexible	0.1	0.7
Turbulent Kinetic Energy	Flexible	0.1	0.7
Turbulent Dissipation Rate	Flexible	0.1	0.7

## Pressure-Velocity Coupling

Parameter	Value
Type	SIMPLE

## Discretization Scheme

Variable	Scheme
Pressure	Standard
Momentum	First Order Upwind
Turbulent Kinetic Energy	First Order Upwind
Turbulent Dissipation Rate	First Order Upwind

## Solution Limits

Quantity	Limit
Minimum Absolute Pressure	1
Maximum Absolute Pressure	5e+10
Minimum Temperature	1
Maximum Temperature	5000
Minimum Turb. Kinetic Energy	1e-14
Minimum Turb. Dissipation Rate	1e-20
Maximum Turb. Viscosity Ratio	100000

## Material Properties

Material: air (fluid)

Property	Units	Method	Value(s)
Density	kg/m <sup>3</sup>	constant	1.225
Cp (Specific Heat)	J/kg-K	constant	1006.43
Thermal Conductivity	W/m-K	constant	0.0242
Viscosity	kg/m-s	constant	1.3611e-06
Molecular Weight	kg/kgmol	constant	28.966
L-J Characteristic Length	angstrom	constant	3.711
L-J Energy Parameter	K	constant	78.6
Thermal Expansion Coefficient	1/K	constant	0
Degrees of Freedom		constant	0
Speed of Sound	m/s	none	#f



Material: aluminium (solid)

Property	Units	Method	Value(s)
Density	kg/m <sup>3</sup>	constant	2719
Cp (Specific Heat)	J/kg-K	constant	871
Thermal Conductivity	W/m-K	constant	202.4

*Bibliographie*

## *Bibliographie*

- [1] cours de 3<sup>ème</sup> année ingénieur
- [2] cour de 4<sup>ème</sup> année ingénieur
- [3] Bertrand AUPOIX, Simulations numérique des écoulements
- [4] Laetitia DORIS, Cours B2-2 : Modélisation de la turbulence, un défi pour l'industrie, 2006
- [5] Abderrezak HAMAMI, Simulation de l'écoulement dans un mini canal, 2005
- [6] Michele Gaffuri, Calcul aérodynamique de l'avion Smartfish, 2004
- [7] M. ROUMEAS Mathieu, Contribution à l'analyse et au contrôle des sillages de corps épais par aspiration ou soufflage continu, 2006
- [8] Ta Phuoc Loc, A. Dulieu, S. Pellerin, C. Tenaud, F. Bertagnolio, R. Lardat
- [9] Rodolphe Perrin, Analyse physique et modélisation d'écoulements incompressibles instationnaires turbulents autour d'un cylindre circulaire à grand nombre de Reynolds, 2005
- [10] Stéphane GLOCKNER, Contribution à la modélisation de la pollution atmosphérique dans les villes, 2000
- [11] Aérodynamique subsonique, édition de l'école polytechnique de montréal
- [12] Thèse méthode des volumes finis appliquée au traitement du couplage vitesse-pression
- [13] M.Coutanceau, and and J.R Defaye. Circular cylinder wake configurations: A flow visualization survey. *em Applied Mechanics Reviw*, 44:255-305, June 1991
- [14] Tutorial 3. laminar flow around a circular cylinder. Fluent Inc, Lebanon NH 03766, ATM-273, August 1997