

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université Djilali Bounaama Khemis Miliana



Faculté des Sciences et de la Technologie
Département de la Technologie

Mémoire Présenté Pour l'obtention de diplôme

Master

En: « Génie mécanique »

Option : « Energétique »

THÈME :

**Etude dynamique et thermique de l'interaction de
plusieurs jets turbulents**

Réalisé par :

Sahraoui Mohammed Amine

Mesbaiah Nasr-eddine

Proposé et dirigé par :

Mme. HENNANE-KADOUMA- A

Année Universitaire 2014/2015

Remerciements

Au terme de ce Mémoire nous tenons à remercier tout naturellement en premier lieu Dieu le puissant qui nous a donné la force, le courage et la patience à pour mener à bien ce travail.

*Ce travail a été réalisé sous la direction de **Mme. HENNANE Amina**, enseignant-chercheur à l'Université de KHEMIS MILIANA, qu'elle trouve ici l'expression de notre profonde reconnaissance pour sa patience, ses encouragements et ses précieux conseils durant le déroulement de ce travail.*

Nous la remercions pour nous avoir fait confiance et nous lui disons que cela a été un véritable plaisir de travailler avec vous au cours de cette année.

Nos vifs remerciements vont aussi à messieurs le président et à chaque membre du jury pour avoir accepté d'être examinateurs de ce mémoire.

Un hommage particulier à tout les enseignants du département de génie climatique de l'Université de KHEMIS MILIANA. Qu'ils trouvent ici l'expression de notre profonde reconnaissance pour leurs compétences.

Enfin nous tenons également à remercier toutes les personnes qui, de loin ou de près, nous ont apporté leur soutien sans oublier nos familles et nos amis.



Merci à vous tous

Dédicace M^{ed} Amine

Avant tout je remercie Allah qui m'a donné la volonté pour accomplir ce travail.

Je dédie modeste travail :

A mes parents, en sachant qu'aucun ne serait témoin de mon profond amour, mon immense gratitude et mon plus grand respect, car je ne pourrais jamais oublier la tendresse et l'amour dévoués par lesquels ils m'ont toujours entouré depuis mon enfance.

A ma promotrice Mme. HENNANE Amina qui m'a beaucoup aidé par ses idées précieuses et son soutien moral.

Je le dédie aussi :

A mes frères et à toute ma famille, pour leur soutien moral.

A tous mes amis, et à tous ceux que j'aime et toutes les personnes qui m'ont prodigué des encouragements et se sont donnés la peine de me soutenir durant ma formation.

A mes chers enseignants sans aucune exception.

A tous les membres de la direction du département de Génie mécanique.

A tout le personnel de l'Université de KHEMIS MILIANA, qui m'ont bien aidé à atteindre mon objectif.

A tous les étudiants de l'Université de KHEMIS MILIANA.

Et à vous chers lecteurs.

M^{ed} Amine

Dédicace Naser-eddine

Avant tous je remercie Allah qui ma donné la volonté pour accomplir ce travail.

Je dédie ce modeste travail :

A mes parents, en sachant qu'aucun ne serait témoin de mon profond amour, mon immense gratitude et mon plus grand respect, car je ne pourrais jamais oublier la tendresse et l'amour dévoués par lesquels ils m'ont toujours entouré depuis mon enfance.

Je le dédie aussi :

A Mme. HENNANE Amina qui m'a beaucoup aidé par ses idées précieuses et son soutien moral

A mes frères et à toute ma famille, pour leur soutien moral.

A tous mes amis, et à tout ceux que j'aime et toutes les personnes qui m'ont prodigué des encouragements et se sont donnés la peine de me soutenir durant ma formation.

A mes chers enseignants sans aucune exception.

A tous les membres de la direction du département de génie climatique.

A tout le personnel de l'Université de KHEMIS MILIANA, qui m'ont bien aidé à atteindre mon objectif.

A tous les étudiants de l'Université de KHEMIS MILIANA.

Et à vous chers lecteurs.

Naser Eddine

ملخص

تتعلق هذه الدراسة بالتنبؤات الرقمية المتعلقة بالخصائص الديناميكية والحرارية، للتدفق السائل الذي ينتجه تفاعل بين تدفقين في حالة ساخنة ومضطربة تماما على جدار صلب. عملنا يتضمن قسمين: الأول مكرس لتيارين متوازيين، والثاني لتيارين مائلين. يمكن استخدام هذه التقنية في العديد من الأنشطة الصناعية مثل محركات الطائرات، تبريد ريش تربينات الطائرات و تربينات الغاز، غرف الاحتراق وتصريف الدخان من خلال المداخل، الخ..). لحل معادلات الحركة نستعمل طريقة LES VOLUMES FINIS بواسطة برنامج FLUENT رمز 6.3.26 CFD . تم إغلاق المعادلات الديناميكية و الحرارية للحركة بواسطة نموذج للاضطرابات للإغلاق في (RANS) مع معادلة: $K-\epsilon$ réalisable. يتم حل اقتران سرعة الضغط من قبل خوارزمية نموذج بسيط. **كلمات مفتاحية:** الاضطراب، التفاعل، واثنين من الطائرات، والمحاكاة الرقمية، الاحجام المحدودة.

Résumé

Cette étude concerne les prédictions numériques des caractéristiques dynamiques et thermiques de l'écoulement des fluides produits par l'interaction de deux jets plans turbulents sur une paroi solide. Notre travail concerne deux parties: la première consacrée aux deux jets parallèles, la deuxième aux deux jets inclinés. Ce problème peut être utilisé dans plusieurs activités industrielles telles que les avions, le refroidissement par film des aubes des turbines à gaz, les injecteurs des chambres de combustion, la décharge de fumées à travers les cheminées, etc..). Les calculs sont entrepris par une méthode des VOLUMES FINIS par le logiciel CFD FLUENT 6.3.26. La fermeture des équations du problème a été réalisée par un modèle de turbulence RANS: Le modèle d'énergie $k-\epsilon$ réalisable. Le couplage vitesse-pression est résolu par l'algorithme SIMPLE.

Mots clés: Turbulence, Interaction, deux jets, Simulation numérique, volume finis.

Abstract

This study concerns the numerical predictions of the dynamic and thermal characteristics of the fluid flow produced by the interaction of two turbulent plan jet on a solid wall. Our work involves two parts: the first devoted to the two parallel streams, the second with two inclined jets. This can be used in several industrial activities such as airplanes, film cooling of gas turbine blades, combustion chambers of the nozzles, the discharge of smoke through the chimneys, etc..). The calculations are undertaken by a finite

volume method FLUENT CFD 6.3.26 by software. The closure of the equations of the problem was realized by a RANS turbulence model: The model of energy $k-\varepsilon$ realisable. The velocity-pressure coupling is solved by the SIMPLE algorithm.

Keywords: Turbulence, Interaction, two jets, numerical simulation, finite volume.

II.3. EQUATIONS GENERALES DU MOUVEMENT	29
II.3.1 les équations du mouvement	29
II.3.2.équations du mouvement moyennées	30
II.3.3 équation des grandeurs fluctuantes	31
II .4. MODELISATION DE LA TURBULENCE	32
II.4.1 équation de transport des tensions de Reynolds	32
II.4.2.Equation de transport de l'énergie cinétique turbulente k	34
II.3.3 Equation du taux de dissipation	35
II.5. LES MODELES DE LA TURBULENCE	36
II.5.1 Le modèle à zéro équation	37
II. 5. 2 Modèle à une équation	38
II.5. 3 Modèle à deux équations	38
II.5.4 Modèle à $N \geq 2$ équations	39
II.5.5 Approches pour les fermetures du système d'équation par la modélisation des équations de Navier Stokes	39
II.6 Modèle k-ϵ	40
II.6.1 Les équations du transport pour le modèle standard k- ϵ	40
II.6.2 Les constantes du modèle	41
II.7. MODELE K-ω	41
II.7.1 Equation du transport pour le modèle standard k- ω	41
II.7.2 Les constantes du modèle	42
II.8 Fonction de parois	42
II.8.1 Formalisme	42
II.8.2 Méthode de travail	43
II.8.3. Traitement de paroi utilisé dans la présente étude	44
CONCLUSION	45
Chapitre III : MISE EN ŒUVRE PAR FLUENT	
III.1 INTRODUCTION	46
III .2 GENERATION DU MAILLAGE	46
III .2.1 CREATION DE LA GEOMETRIE DANS GAMBIT	47
III.2.2 MAILLAGE DU DOMAINE DE CALCUL PAR LE LOGICIEL GAMBIT	48

III.2.3 NATURE DES CONDITIONS AUX LIMITES DANS GAMBIT	49
III.2.4. ENREGISTREMENT DES CONDITIONS AUX LIMITES DE NOTRE PROBLEME DANS LE GAMBIT	49
III. 3. FLUENT	50
III.3.1. ETAPES DU TRAVAIL	50
III. 3.2 Contrôle de la convergence cas parallèle	57
III. 3.3 Contrôle de la convergence cas incliné	59
CONCLUSION	59

Chapitre IV: EXPLOITATION DES RESULTATS ET INTERPRETATION

PARTIE A:ETUDE NUMERIQUE DE DEUX JETS PLANS PARALLELES IMPACTANT UNE PAROI SOLIDE

IV.1 INTRODUCTION	60
IV.2 PARAMETRES GEOMETRIQUES, DYNAMIQUES ET THERMIQUES	60
IV.3 MAILLAGE	62
IV.4 STRUCTURE DE L'ECOULEMENT (Re= 6000)	63
IV.4.1 Caractéristique de la vitesse moyenne le long de l'axe des abscisses	63
IV.4.2 Lignes de courants	65
IV.4.3 Vecteur vitesse	66
IV.4.4 évolution spatiale de la pression	67
IV.5 GRANDEURS TURBULENTES	68
IV.5.1 Iso valeurs de l'énergie cinétique turbulente	68
IV.5.2 Evolution spatiale de la viscosité turbulente	71
IV.6 Etude thermique	71
IV.6.1 Isotherme	71
IV.6.2 Evolution longitudinale de la température	72
IV.6.3 Nombre de Nusselt local de la paroi d'impact	73
IV.7 EFFET DE (H), (Re) et (D) ENTRE LES DEUX JETS	73
IV.7.1 Influence de la distance entre les deux jets (H)	73
IV.7.2 Influence de Nombre de Reynolds (Re)	75
IV.7.3 Influence de la distance entre les jets et la paroi impactant (D)	76

PARTIE B: ETUDENUMERIQUE DE DEUX JETS PLANS INCLINES IMPACTANT UNE PAROI SOLIDE	
IV.8 INTRODUCTION	78
IV.9.1 PARAMETRES GEOMETRIQUES, DYNAMIQUES ET THERMIQUES	78
IV.9.2 MAILLAGE	80
IV.10 STRUCTURE DE L'ECOULEMENT (Re= 8000)	80
IV.10.1 Caractéristique de la vitesse moyenne le long de l'axe des abscisses	80
IV.10.2 Lignes de courants	81
IV.10.3 Vecteur vitesse	82
IV.10.4 évolution spatiale de la pression	83
IV.11 GRANDEURS TURBULENTES	84
IV.11.1 Iso valeurs de l'énergie cinétique turbulente	84
IV.11.2 Evolution spatiale de la viscosité turbulente	84
IV.12 Etude thermique	86
IV.12.1 Isotherme	86
IV.12.2 Evolution longitudinale de la température	87
IV.12.3 Influence de l'angle d'inclinaison (θ)	88
IV.12.4 Influence de la distance entre les deux jets et la paroi impactant (D)	89
IV.13 Etude comparatif entre les résultats obtenus dans les deux cas étudiés	90
CONCLUSION GENERALE	91
REFERENCES	
ANNEXE	

LISTE DES FIGURES

Chapitre I : Etude bibliographique et théorique

Figure. I.1 Description schématique du jet plan libre	4
Figure I.2 Description schématique de deux jets plans parallèles	10
Figure I.3 Description schématique de deux jets plans parallèles impactant une paroi	13
Figure I.4 Distribution radiale du nombre de Nusselt d'après Uddin et al	17
Fig. I.5. Structure du jet impactant une paroi solide	19
Figure I.6 Description schématique de deux jets inclinés	20
Figure I.7 Configuration initiale des jets dans le domaine de calcul	21

Chapitre II : Modélisation de la turbulence

Figure II.1 Enregistrement du signal de la vitesse en un point d'un écoulement turbulent	28
Figure II.2 Subdivisions dans la région de près de la paroi (Profil de la vitesse)	43
Figure II.3 Maillage au voisinage de la paroi et traitement de parois par le Fluent	44

Chapitre III : MISE EN ŒUVRE PAR FLUENT

Figure III.1 Présentation de la configuration du problème Domaine de calcul	47
Figure III.2 Le maillage type de la configuration	47
Figure III.3 Conditions aux limites	49
Figure III.4 Contrôle de la convergence	57
Figure III.5 Contrôle de la convergence	59

Chapitre IV:EXPLOITATION DES RESULTATS ET INTERPRETATION

PARTIE A: ETUDE NUMERIQUE DE DEUX JETS PLAINS PARALLELE IMPACTANT UNE PAROI SOLIDE

Figure IV .1 : Paramètres du problème de deux jets parallèles impactant	62
Figure IV.2 Evolution de la vitesse u le long de l'axe des abscisses	63
Figure IV.3 : Evolution longitudinale de la vitesse maximale	64
Figure IV.4 : Lignes de courant et module de vitesse $Re=6000$ $H/A=2.5$	65
Figure IV.5 : Vecteurs vitesse $Re= 6000$ $H/A= 2.5$	66
Figure IV.6 : Position du tourbillon (modèle $k-\epsilon$) $Re= 6000$ $H/A= 2.5$	67
Figure IV.7 : Evolution des isobares (P) ($Re= 6000$ $H/A= 2.5$)	67
Figure IV. 8 : Evolution de la pression statique le long de l'axe des abscisses	68

LISTE DES FIGURES

Figure IV. 9: Evolution spatiale de l'énergie cinétique turbulente	69
Figure IV.10 :Evolution de l'énergie cinétique turbulente le long de l'axe des abscisses	69
Figure IV.11 Evolution longitudinale de l'énergie cinétique turbulent	70
Figure IV.12 Evolution spatiale de la viscosité turbulente	71
Figure IV.13:Evolution spatiale des isothermes ($T_w= 360$ K, $T_0= 300$ K)	73
Figure IV.14:Evolution longitudinale des isothermes	72
Figure IV.15:Evolution longitudinale du Nombre de Nusselt local de la paroi d'impact	74
Figure IV.16:Influence de la distance entre les deux jets (H)	74
Figure IV.17 :Influence de Nombre de Reynolds sur les deux jets (Re)	75
Figure IV.18 :Influence de la distance entre les deux jets et la paroi impactant (D)	76

PARTIE B: ETUDENUMERIQUE DE DEUX JETS PLANS INCLINESS IMPACTANT UNE PAROI SOLIDE

Figure IV .19 : Paramètres du problème de deux jets inclinés impactant	80
Figure IV. 20 : Evolution longitudinale de la vitesse maximale	81
Figure IV. 21 :Lignes de courant et module de vitesse $Re=8000$ $H/A=2.5$	81
Figure IV. 22 :Vecteurs vitesse $Re= 8000$ $H/A= 2.5$	82
Figure IV. 23 :Position du tourbillon (modèle $k-\epsilon$) $Re= 8000$ $H/A= 2.5$	83
Figure IV. 24 :Evolution des isobares (P) ($Re= 8000$ $H/A= 2.5$)	83
Figure IV. 25: Evolution spatiale de l'énergie cinétique turbulente	84
Figure IV. 26: Evolution de l'énergie cinétique turbulente le long de l'axe des abscisses	84
Figure IV.27 Evolution longitudinale de l'énergie cinétique turbulente	82
Figure IV.28.Evolution spatiale de la viscosité turbulente	82
Figure IV.29 Evolution spatiale des isothermes ($T_w= 360$ K et $T_0= 300$ K)	86
Figure IV.30 Evolution longitudinale des isothermes ($Re= 8000$ $H/A= 2.5$)	87
Figure IV.31 : Influence de l'angle d'inclinaison sur les deux jets (θ)	87
Figure IV.32 Influence de la distance entre les deux jets et la paroi impactant (D)	89

LISTE DES TABLEAUX

Chapitre I : Etude bibliographique et théorique

Tableau I.1 Résumé des études antérieures expérimentales sur les deux jets parallèles	11
---	----

Chapitre II : Modélisation de la turbulence

Tableau II.1: Termes de l'équation de transport de l'énergie cinétique	35
--	----

Tableau II.2 Termes de l'équation de dissipation	36
--	----

Chapitre III : MISE EN ŒUVRE PAR FLUENT

Tableau III. 1 Caractéristiques physiques de l'air	50
--	----

Tableau III. 2 Conditions aux limites	52
---------------------------------------	----

Tableau.III. 3 Valeurs des conditions des deux entrées parallèle (DE et BC)	54
---	----

Tableau III. 4 Facteur de sous relaxation	55
---	----

Tableau III. 5 Schéma d'interpolation	56
---------------------------------------	----

Tableau.III. 6 Valeurs des conditions des deux entrées incliné (DE et BC)	58
---	----

Chapitre IV:EXPLOITATION DES RESULTATS ET INTERPRETATION

PARTIE A: ETUDE NUMERIQUE DE DEUX JETS PLANS

PARALLELE IMPACTANT UNE PAROI SOLIDE

Tableau IV.1 : Paramètres de l'étude de deux jets parallèles impactant	60
--	----

Tableau IV.2 Nombre de nœuds (Test du maillage)	64
---	----

Tableau IV. 3 : Position des points caractéristiques de l'interaction	66
---	----

Tableau IV.4 : Influence de la distance entre les deux jets et la paroi impactant (D)	78
---	----

PARTIE B: ETUDE NUMERIQUE DE DEUX JETS PLANS

INCLINES IMPACTANT UNE PAROI SOLIDE

Tableau IV.5 : Paramètres de l'étude de deux jets inclinés impactant	79
--	----

Tableau IV.6 : Influence de l'angle d'inclinaison sur les deux jets (θ)	89
--	----

Tableau IV.7 : Influence de la distance entre les deux jets et la paroi impactant (D)	90
---	----

Tableau IV.8 : Comparaison entre les résultats obtenus dans les deux cas étudiés	91
--	----

Notations et symboles

Symbole	Définition
LATIN	
A	Epaisseur de la buse du jet
AN , AS , AE , AW	Coefficients de l'équation discrétisée
Cμ , Cϵ1 , Cϵ2	Constantes de modélisation du modèle k- ϵ
C_{MP}	Point de Fusionnement
GREC	
K	Constante de Von Karman
H	Distance entre les deux jets
K	Energie cinétique de la turbulence
L	La longueur du domaine de calcul suivant l'axe des abscisses
Nu	Nombre de Nusselt
P	Pression Totale
P_{X,Y}	Centre du tourbillon
P_{ij}	Terme de production dans les équations aux tensions de Reynolds
Re	Nombre de Reynolds
R_{ij}	Droite de pente dans le diagramme de l'air humide
Y_{vc}	Ordonnées du centre du tourbillon (suivant l'axe y)
Re	Nombre de Reynolds
R_{ij}	Droite de pente dans le diagramme de l'air humide
SΦ	Terme source relatif à la variable Φ
T	Température
T_O	Température du fluide ambiant
T_w	Température du jet et des parois
U₀	Vitesse moyenne d'entrée de l'écoulement

V	Composante transversale de la vitesse moyenne
V_X	Cordonnée de vitesse suivant l'axe X
V_Y	Cordonnée de vitesse suivant l'axe Y
X,Y,Z	Coordonnées cartésiennes
X_R	Longueur de recollement (offset jet)
X_{CP}	Point combiné
X_{VC}	Abscisse du centre du tourbillon (suivant l'axe x)
Y_{max}	Position du point ou la vitesse est maximale
$Y_{1/2}$	Demie largeur supérieure
$Y_{-1/2}$	Demie largeur inférieure
Y_{VC}	Ordonnées du centre du tourbillon (suivant l'axe y)
κ	Constante de Von Karman
u_i	fluctuation de la vitesse
$\overline{u_i u_j}$	Tension de Reynolds de composantes i et j
ε	Taux de dissipation de l'énergie turbulente (epsilon)
ν_t	Viscosité de la turbulence
ρ	Masse volumique
τ_w	Tension sur la paroi
Σ_{ij}	Tenseur du taux de dissipation des tensions de Reynolds
Φ	Fonction généralisée
θ	L'angle d'inclinaison
ω	Taux de dissipation spécifique (oméga)
$\Gamma\Phi$	Coefficient de diffusion relatif à la variable Φ

INTRODUCTION GENERALE

Le jet est l'écoulement qui résulte de l'injection d'un fluide à travers une tuyère ou un orifice dans un milieu ambiant. Il est caractérisé par: l'épaisseur de la buse et la vitesse de sortie du jet. Les jets turbulents sont parmi les écoulement les plus étudiés à la fois en raison de leur présence fréquente dans la nature et leur utilisation dans de nombreuses applications Industrielles: les hydrocarbures, l'aérodynamique, l'hydrodynamique ainsi que l'environnement.

L'écoulement considéré dans la présente étude est celui de deux jets plans parallèles et inclinés turbulents débouchant dans le même fluide au repos. Ce type d'écoulement présente deux zones de recirculation délimitées par la zone de fusion convergente. Cette dernière est difficile à modéliser numériquement et expérimentalement.

L'écoulement turbulent résultant de l'interaction de deux ou plusieurs jets plans turbulents impactant suscite l'intérêt des chercheurs qui veulent améliorer les résultants et réduire les écarts entre la résolution numérique et l'expérience. La présente étude est une contribution qui s'inscrit dans ce cadre.

Les grandeurs caractéristiques de l'écoulement présentent de forts gradients dans les zones pariétales et les couches cisillées nécessitent une modélisation bien adaptée. Ces deux configurations d'écoulement font intervenir des phénomènes tels que l'intermittence et le détachement tourbillonnaire. Ils constituent donc un cas test intéressant d'écoulements avec recirculation.

Ce mémoire se compose de quatre chapitres pour la description et l'analyse approfondie de l'interaction de deux jets turbulents plans impactant (parallèle et incliné).

Dans le premier chapitre une étude théorique et une analyse bibliographique, des travaux antérieurs aussi bien numériques qu'expérimentaux en relation avec le thème abordé, ont été présentés.

Le deuxième chapitre est consacré à la modélisation de la turbulence à adopter pour se système physique. Les différents modèles sont passés en revue. Un intérêt particulier étant porté au modèle utilisé dans la présente étude.

INTRODUCTION GENERALE

La mise en œuvre par le logiciel Fluent et son meilleur Gambit est présentée dans le troisième chapitre. Ainsi les différentes étapes pour choisir et construire un bon maillage sont décrites. La résolution numérique est aussi détaillée en justifiant les choix pris à chaque étape.

Le quatrième chapitre est consacré aux résultats obtenus par résolution numérique ainsi que la discussion et la confrontation.

Table des matières

DEDICACE

REMERCIEMENTS

LISTE DES NOTATIONS ET DES SYMBOLES

LIST DES FIGURES ET DES TABLEAUX

RESUME

INTRODUCTION GENERALE 1

Chapitre I: Etude bibliographique et théorique

I.1 Introduction 3

I.2 ECOULEMENT PRODUIT PAR UN JET PLAN LIBRE 4

I.2.1 Description 4

I.2.2 ETUDES ANTERIEURES 5

**I.3 ECOULEMENT PRODUIT PAR L'INTERACTION DE DEUX JETS
PARALLELES** 10

1.3.1 Description 10

1.3.2 TRAVAUX ANTERIEURS 11

**I.4 ECOULEMENT PRODUIT PAR L'INTERACTION DE DEUX JETS
PLANS IMPACTANT UNE PAROI SOLIDE** 13

I.4.1 Description 13

I.4.2 TRAVAUX ANTERIEURS 14

**I.5 ECOULEMENT PRODUIT PAR L'INTERACTION DE DEUX JETS
INCLINÉS** 19

I.5.1 Description 19

I.5.2 TRAVAUX ANTERIEURS 21

Conclusion 23

Chapitre II : Modélisation de la turbulence

II.1 Introduction 24

I.2 DECOMPOSITION DE REYNOLDS 27

II.2.1 Opérations mathématiques de la moyenne 28

Table des matières

A decorative blue frame with intricate swirls and flourishes surrounds a central teal rectangular box. The text is centered within this box.

Chapitre I :
Etude bibliographique
et théorique



Chapitre I : Etude bibliographique et théorique

I.1 Introduction :

De nombreuses études expérimentales, analytiques et numériques sur les problèmes de jets turbulents libres et impactant existent dans la littérature vue leur importance dans l'industrie. Lorsque deux ou plusieurs jets interfèrent, plusieurs types d'interactions peuvent avoir lieu simultanément suivant la distance qui les séparent et leur vitesse de sortie.

L'interaction de deux jets plans parallèles turbulents est confrontée en grande partie aux mêmes problèmes que ceux d'un jet libre turbulent avec une paroi solide. Dans certains cas, des phénomènes d'in-stationnarités sont possibles sous certaines conditions, surtout pour les multi jets.

L'interaction entre des jets inclinés génère un champ complexe qui trouve application dans plusieurs activités industrielles telles que les avions , le refroidissement des aubes des turbines à gaz, les injecteurs des chambres de combustion, la décharge de fumées à travers les cheminées, le séchage de surface.

D'une manière générale, quel que soit le type d'interaction, on est confronté à un écoulement turbulent avec des zones de recirculation d'écoulement qui sont des phénomènes de turbulence parfois très difficiles à modéliser que l'on peut trouver souvent dans des applications industrielles très complexes.

Chapitre I : Etude bibliographique et théorique

I.2 ECOULEMENT PRODUIT PAR UN JET PLAN LIBRE

I.2.1 Description

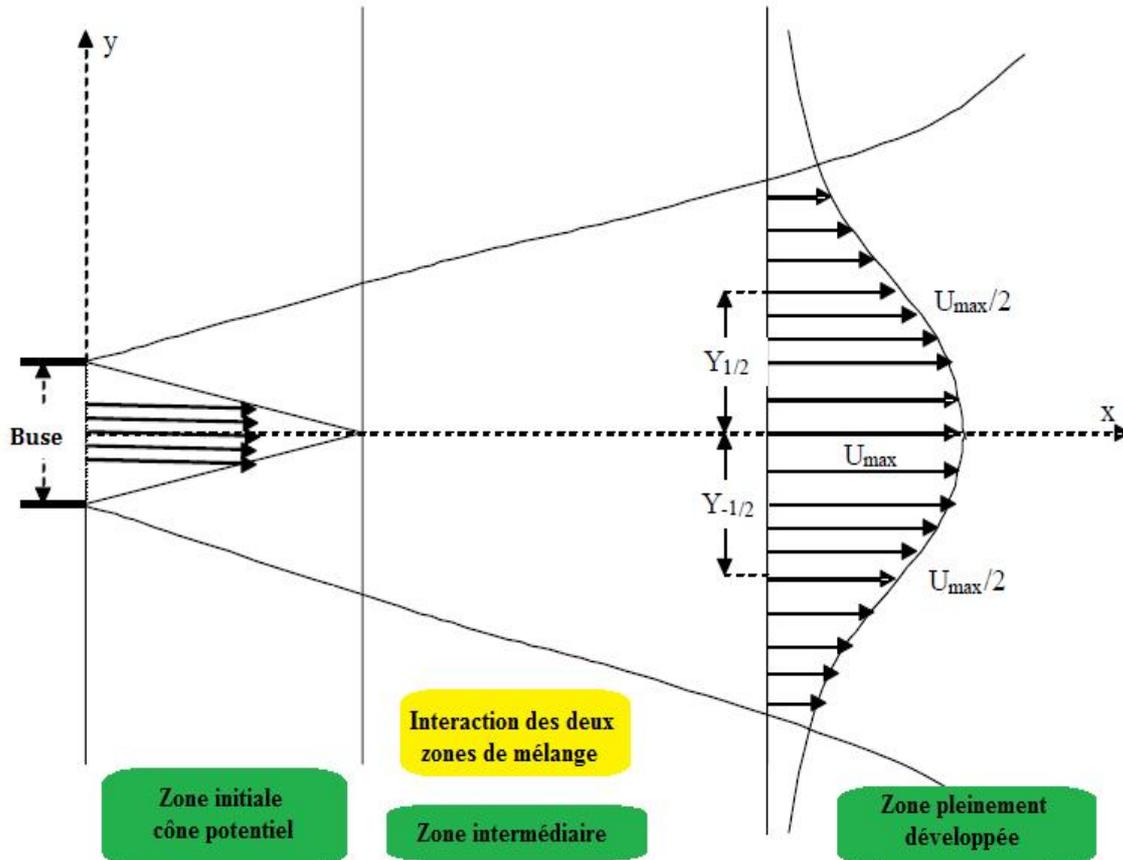


Figure. I.1 Description schématique du jet plan libre [BENTARZI. F]

Par une fente très fine on éjecte un fluide incompressible de densité constante ρ dans le même fluide généralement initialement au repos (de viscosité ν). Cet écoulement sera supposé plan. S'il s'écoule par une fente infiniment longue. En régime turbulent, La forme du jet est a peu près indépendante du nombre de Reynolds et ne dépend que de l'épaisseur de la buse. Les caractéristiques principales du jet plan turbulent libre sont la vitesse axiale (U_{max}) et l'épaisseur du jet qui correspond à la distance latérale qui correspond aux points où la

Chapitre I : Etude bibliographique et théorique

vitesse est égale à $U_{\max} / 2$, ces caractéristiques sont portées sur la figure I.1 On distingue trois zones:

- La zone initiale : L'écoulement à la sortie de la buse est uniforme. En réalité le profil de vitesse du jet à sa naissance est influencé par l'épaississement des couches limites sur les parois intérieures et peut varier entre celui d'un écoulement pratiquement uniforme à celui d'un écoulement établi turbulent ou laminaire. Les deux zones de mélange formées directement à la sortie de la buse enferment le noyau dit « potentiel » dans lequel la vitesse est égale à la vitesse initiale U_0 .
- La zone intermédiaire : C'est la zone d'interaction des deux zones de mélanges, l'écoulement n'est pas établi dans cette région.
- La zone développée : Dans cette région, le jet devient semblable en apparence à un écoulement qui proviendrait d'une source ponctuelle fictive située à l'amont.

I.2.2 Etudes antérieures

Les travaux sur le jet libre entrepris par plusieurs chercheurs concernent différentes applications industrielles notamment le séchage, le refroidissement, la propulsion, la climatisation, l'isolation dynamique. Cependant, ils continuent souvent à caractériser leurs propriétés empiriquement (transport de masse, de quantité de mouvement, d'énergie thermique...) et on ne comprend pas encore parfaitement les mécanismes responsables de ces propriétés. De plus, de maîtrise de leur comportement dynamique et thermique permettrait une amélioration de plus caractéristiques qui pourraient avoir des influences positives sur l'économie.

QUINN W. R. , MILITZER J. (1988), ont fait une étude détaillée sur les jets plans. Ils ont examiné par le calcul les distributions de vitesse longitudinale, de pression statique moyenne et d'énergie cinétique de turbulence. Ils ont complété leur étude par les mesures de la vitesse moyenne, des contraintes de cisaillement par anémométrie à fil chaud (voir Annexe) et de la pression statique moyenne à l'aide d'un tube de Pitot.

Chapitre I : Etude bibliographique et théorique

Harran.G, P. Chassaing, L. Joly et M. Chibat (1996), ont essayé de mettre en évidence, par le calcul, les effets de densité sur les caractéristiques d'un mélange hétérogène dans un jet turbulent libre en microgravité. Les effets de densité sur les grandeurs moyennes, l'entraînement, l'expansion et les moments du second ordre sont présentés en fonction du paramètre S caractérisant le rapport de densité entre le jet et le milieu ambiant. La gamme de variation de ce paramètre s'étend de 0,14 à 5,11. Ces résultats de simulation, basés sur des modèles de fermeture en un point et au second ordre, sont discutés en comparaison avec les données d'expériences ainsi que des considérations asymptotiques. Ils ont montré, en particulier, que les effets du rapport de densité sur le développement du jet s'estompent dans la zone lointaine, conduisant à des profils de similitude indépendants du rapport de densité.

Mohamed Hichem Gazzah and Mohamed Sassi (2000), ont entrepris une étude numérique des jets turbulents non-isothermes avec deux variantes du modèle de fermeture $k-\omega$. Ils ont traité numériquement, des jets turbulents axisymétriques non-isothermes en utilisant deux décompositions statistiques du premier ordre issues des formulations de Favre et de Reynolds. Les résultats de la simulation sont en bon accord avec les résultats expérimentaux trouvés dans la bibliographie. Ils ont montré en particulier, l'intérêt de traiter séparément la modélisation des flux turbulents de masse et leur contribution à la restitution de l'effet de densité variable. Ils introduisent enfin une définition de l'efficacité de mélange, puis montrent que l'efficacité de mélange augmente lorsque le rapport de densité entre le jet et le milieu ambiant diminue.

Laurent Joly, Aji Purwanto, Gilles Harran and Patrick Chassaing (1999), ont contribué à la modélisation des jets turbulents subsoniques fortement chauffés. Après un retour sur les différentes alternatives de traitement statistique des équations d'évolution d'un fluide à masse volumique variable. Dans ce cadre, ils discutent la transposition des modélisations à masse volumique constante aux variables pondérées de l'écoulement non isotherme. La discussion porte essentiellement sur les fermetures au premier et au second ordre pour les termes de diffusion. Le contenu des modèles usuels en variables de Favre est détaillé. Ils proposent de conclure quant au potentiel de fermeture des alternatives de formulation initiales. Ils illustrent ensuite l'intérêt des simulations numériques paraboliques par des fermetures au premier et au second ordre de jets turbulents chauffés. La restitution de l'effet de densité sur les

Chapitre I : Etude bibliographique et théorique

évolutions des grandeurs moyennes sur l'axe des jets est démontrée. La sensibilité de caractéristiques de la turbulence au rapport de densité initial est abordée. Ils apportent enfin quelques éléments pour juger de la qualité des résultats comparés des deux ordres de fermeture notamment pour la prédiction des flux turbulents de masse.

Andrzej Boguslawski, Michel Favre-Marinet et Assad Abdulwahab (1999), ont détaillé le contrôle des jets par écoulement à contre-courant. L'expansion d'un jet axisymétrique et le niveau de turbulence initial sont considérablement augmentés en produisant un écoulement à contre-courant près de la buse de sortie du jet prolongée par une chambre annulaire. Les phénomènes observés semblent dus à des recirculations créées par l'aspiration dans la chambre annulaire.

Stéphane Ravier (2004), a montré que l'influence de la variation de la masse volumique pour le développement des instabilités primaires d'un jet plan ce problème est étudié par simulation numérique directe des équations de Navier-Stokes incompressibles. La méthode est validée par une étude linéaire qui présente des résultats pour une large gamme de valeurs du rapport de densité.

A Benkhelifa, L. Thomas, J. Robert et F. Peno (2003), présentent les résultats d'une comparaison entre l'expérience et la simulation numérique pour un jet plan vertical isotherme dans sa zone de développement. L'écoulement d'air, en régime de convection mixte favorable, se disperse depuis une buse rectangulaire dans un milieu ambiant calme plus chaud.

Deux codes traitant les équations de Navier–Stokes turbulentes en moyenne (RANS), le code CFD Fluent et le code Aquilon, associés à différents modèles de turbulence ont été utilisés. Si un bon accord est constaté entre les deux codes, en revanche, des écarts très nets, de l'ordre de 100 % sur les débits entraînés par exemple, sont observés entre les simulations et l'expérience, démontrant ainsi que les zones de développement des jets en convection mixte échappent encore aux modèles de turbulence existants.

Mustapha BORDJANE, Miloud ABIDAT, Abbes AZZI (2005), proposent de décrire le comportement dynamique d'un jet libre turbulent isotherme dans la région

Chapitre I : Etude bibliographique et théorique

initiale de développement ($0 \leq x/d \leq 25$). Les résultats de la simulation d'une étude CFD précédente à l'aide du modèle k- ϵ montrent que ce dernier n'est pas recommandé pour prédire le comportement du jet, spécialement pour les jets d'air à faible vitesse de sortie. Dans cette étude, l'intérêt est porté sur la simulation numérique de l'écoulement considéré à l'aide d'un modèle de turbulence basé sur le concept de viscosité anisotropique, le modèle des contraintes de Reynolds RSM, plus précisément la version de **Launder Reece et Rodi (LRR)**.

Le domaine de calcul est discrétisé en éléments de volumes de forme hexédrale au moyen du mailleur ICEM , CFD ,CFX ,d'ANSYS. La simulation de l'écoulement est obtenue à l'aide du code de calcul CFX. La bonne concordance entre les résultats de cette simulation avec ceux obtenus expérimentalement par d'autres chercheurs, justifie la validité de ce modèle par rapport à ceux basés sur la viscosité isotrope.

S. Habli 1, H. Mhiri 1, S. El Golli 1, G. Le Palec 2 et P. Bournot 2 (2001), Ils ont examiné pour le cas du jet plan à masse volumique variable, l'efficacité des modèles au premier ordre pour décrire l'écoulement. En effet, les travaux qui ont traité ce type d'écoulement ont adopté des approches basées sur des méthodes intégrales. Ils proposent dans ce travail de résoudre numériquement un écoulement de type jet plan à masse volumique variable en régime turbulent en utilisant deux modèles de turbulence à deux équations : le modèle k- ϵ standard et un modèle k- ϵ modifié. Une méthode aux différences finies est utilisée pour résoudre les équations régissant ce type d'écoulement. Les résultats numériques sont comparés à ceux de l'expérience de N.E. Kotosovinos (..) et à ceux de la simulation numériques de R.M. SO et al (...). L'ensemble des résultats montre la fiabilité de la simulation numérique et de la modélisation au premier ordre pour le cas d'un écoulement tendant vers un jet non flottant. Lorsque la flottabilité devient importante, la comparaison entre les prédictions des deux modèles ne montre pas une grande différence pour le champ scalaire, par contre la vitesse sur l'axe du jet reste toujours surestimée par rapport à l'expérience. Cette étude nous permet de conclure que l'analyse du couplage entre les champs de vitesse et du scalaire est essentielle pour la compréhension des mécanismes du développement du jet flottant à masse volumique.

Chapitre I : Etude bibliographique et théorique

Hans Sanders, Brahim Sarh et Iskender Gökalp (2001), Ont étudié numériquement les jets turbulents axisymétriques à température fortement élevée, en utilisant des modèles de turbulence du premier et du second ordre. La comparaison entre les prédictions des modèles ne montre pas une grande différence pour les champs scalaires. L'effet de l'utilisation d'une équation de transport pour le taux de dissipation scalaire, au lieu d'une expression algébrique, sur le calcul du rapport des échelles de turbulence thermique et mécanique et sur les fluctuations scalaires. En général, les calculs sont en bon accord avec les mesures ; les comparaisons entre les calculs des deux modèles et les mesures sont le plus souvent favorables au modèle du second ordre. L'influence de la variation de la masse volumique sur les paramètres caractéristiques des jets tels que les demi-épaisseurs, le taux de décroissance axiale de la température et de la vitesse et l'intensité de turbulence sont déterminés. Deux définitions de l'efficacité de mélange sont introduites. Dans les deux cas, l'efficacité de mélange diminue avec les effets de la flottabilité.

I.3 ECOULEMENT PRODUIT PAR L'INTERACTION DE DEUX JETS PARALLELES

1.3.1 Description

La configuration de l'écoulement de deux jets plans parallèles est plus complexe que celle du jet libre. Ce type de configuration est utilisé dans de nombreuses importantes applications technologiques, dont la performance peut être améliorée par la meilleure compréhension du mécanisme de l'interaction des deux jets disposés parallèlement. On les utilise notamment dans le domaine de la combustion, dans les chaudières, dans les turbines à gaz, et dans les systèmes d'injection de carburant. Cette configuration d'écoulement est schématiquement décrite dans la figure I.3. Il s'agit du cas de deux jets horizontaux identiques distants dans la direction latérale perpendiculaire de H . Comme le montre la figure I.3, l'axe des abscisses est dans le plan de symétrie bissectant le plan entre les deux jets. Trois régions distinctes sont générées par ce type d'interaction des deux jets, une zone de dépression près de la buse de sortie de chaque jet qui provoque la déviation des deux jets l'un vers l'autre par effet Coanda.

Cette zone est appelée région de fusion convergente qui s'étend jusqu'à une certaine distance (MP) (Figure I.2) sur l'axe des abscisses, connue sous le nom de distance de fusionnement. En aval du fusionnement ; les deux jets continuent à agir l'un sur l'autre

Chapitre I : Etude bibliographique et théorique

mutuellement jusqu'à l'interaction complète des deux jets caractérisée par une distance CP (figure I.2) où la vitesse moyenne sur l'axe des abscisses atteint une seule valeur maximale.

En aval du point de fusionnement, les deux jets forment un seul jet qui se comporte comme un jet unique libre parfaitement développé.

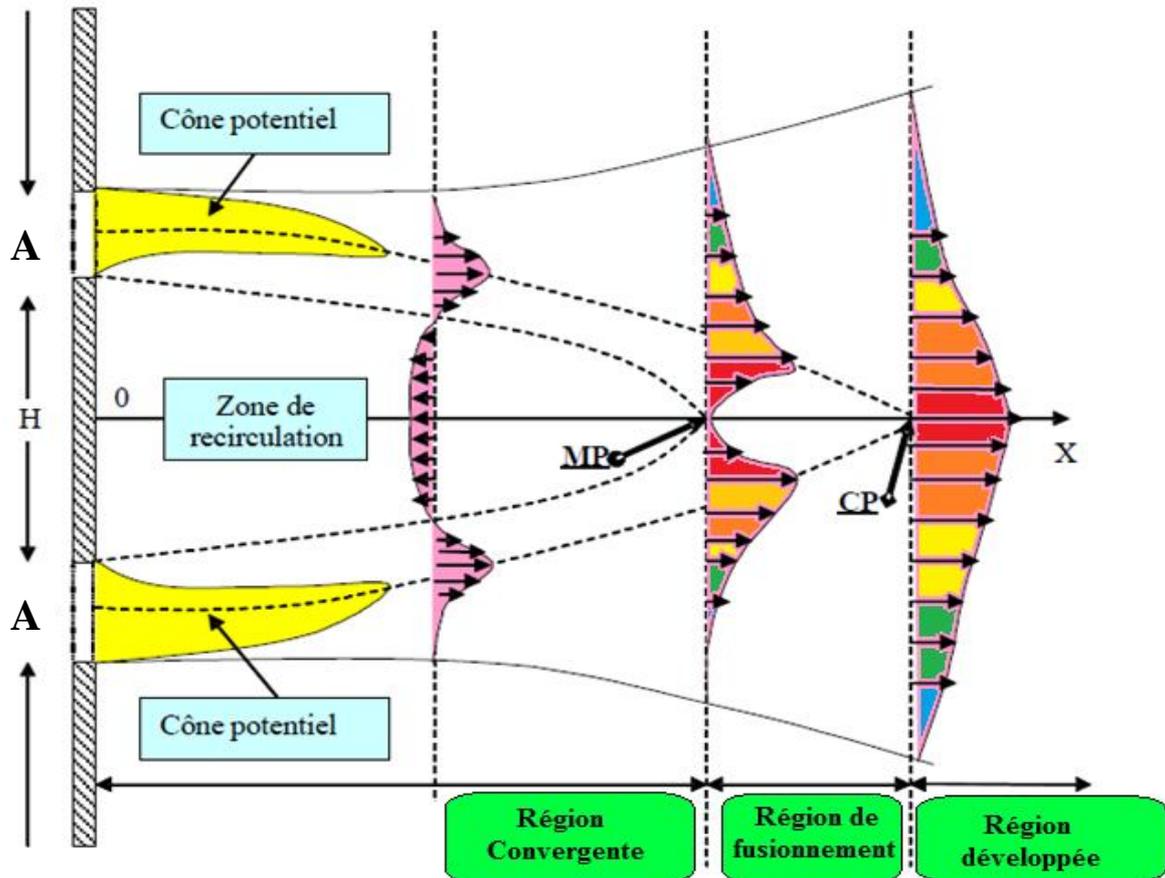


Figure I.2 Description schématique de deux jets plans parallèles [BENTARZI. F]

Les abscisses relatives au point de fusionnement X_{mp} et celles du point combiné X_{cp} caractérisent ce type d'interaction et sont indiquées dans la figure I.2.

I.3.2 TRAVAUX ANTERIEURS

Ce problème a été notamment étudié par plusieurs chercheurs expérimentalement et numériquement: Miller et Commings (1960), Tanaka (1970), Murai et autres (1974), Militzer (1977), Ko et Lau (1989) et Lin (1990). Dans ces études, les mesures quantitatives

Chapitre I : Etude bibliographique et théorique

du champ turbulent de l'écoulement sont généralement incomplètes. Plusieurs études comparatives sur ce type de configuration sont résumées dans le tableau suivant :

Tableau I.1 Résumé des études antérieures expérimentales sur les deux jets parallèles
[BENTARZI. F]

Auteur	Paramètre de forme X/W	H/W	Re	Techniques De Mesures	X_{MP}/W	X_{CP}/W	Principales régions et quantités mesurées
Miller & Comings (1960)	40	6	17.800	Mesure de pression Et fil chaud	6.8	12.4	Pression, la vitesse et l'intensité turbulente dans les régions Du point de fusion et le point combiné
Tanaka (1970)	60-80	8.5-26.3	4,290-8,750	Mesure De pression Et fil chaud	5.06(s/w)^{0.27}	7.08(s/w)^{0.27}	Les distributions de vitesse, l'intensité turbulente, pression dans les régions de convergence et de fusion et la vitesse dans la région combinée

Chapitre I : Etude bibliographique et théorique

Murai et al (1974)	20.6	4.1 17.5 20.6 23.7 31	2.250-18.600	Mesure de pression Et fil chaud	-	9.8 21 23.7 26 31	Pression et vitesse dans la région de convergence et combiné compte tenu de l'effet angle de buse
Militzer (1977)	13.32	6	55,600	Mesure De pression Et fil chaud	7.1	12	Pression et vitesse dans les régions de convergence et la fusion
Ko & Lau (1989)	5.6	2.5	40.000	fil chaud avec sonde en X	-	10.5	Vitesse, intensité turbulente tenseur de Reynolds et la fréquence dans et le domaine l'instabilité des mesures dans la région de fusion .
Lin & Sheu (1990)	90	30 40	7.600	Film chaud	21.6 27.6	30.5 40	Vitesse moyenne, l'intensité turbulente Le tenseur de Reynolds dans la région combine.
Nasr et al (1997)	30	4.25	11.000	LDA à deux composantes	4.3	8	La vitesse moyenne, l'intensité turbulente Le tenseur de Reynolds Dans la région combiné et la région de fusionnement

Chapitre I : Etude bibliographique et théorique

On remarque que les positions du point combiné et du point de fusionnement, dépendent considérablement de la distance qui sépare les deux jets (H) et l'épaisseur initiale des jets. Le nombre de Reynolds n'a pas une grande influence en régime turbulent

I.4 ECOULEMENT PRODUIT PAR L'INTERACTION DE DEUX JETS PLANS IMPACTANT UNE PAROI SOLIDE

I.4.1 Description

Pour passer du jet libre au jet impactant, il suffit de placer une surface rigide à l'encontre du jet. Cela modifie complètement la topologie de l'écoulement. En général, il est possible de le décomposer en trois régions distinctes, représentées en Figure I.4:

- une région de jet libre ou pseudo-libre
- une région d'impact
- une région de jet de paroi

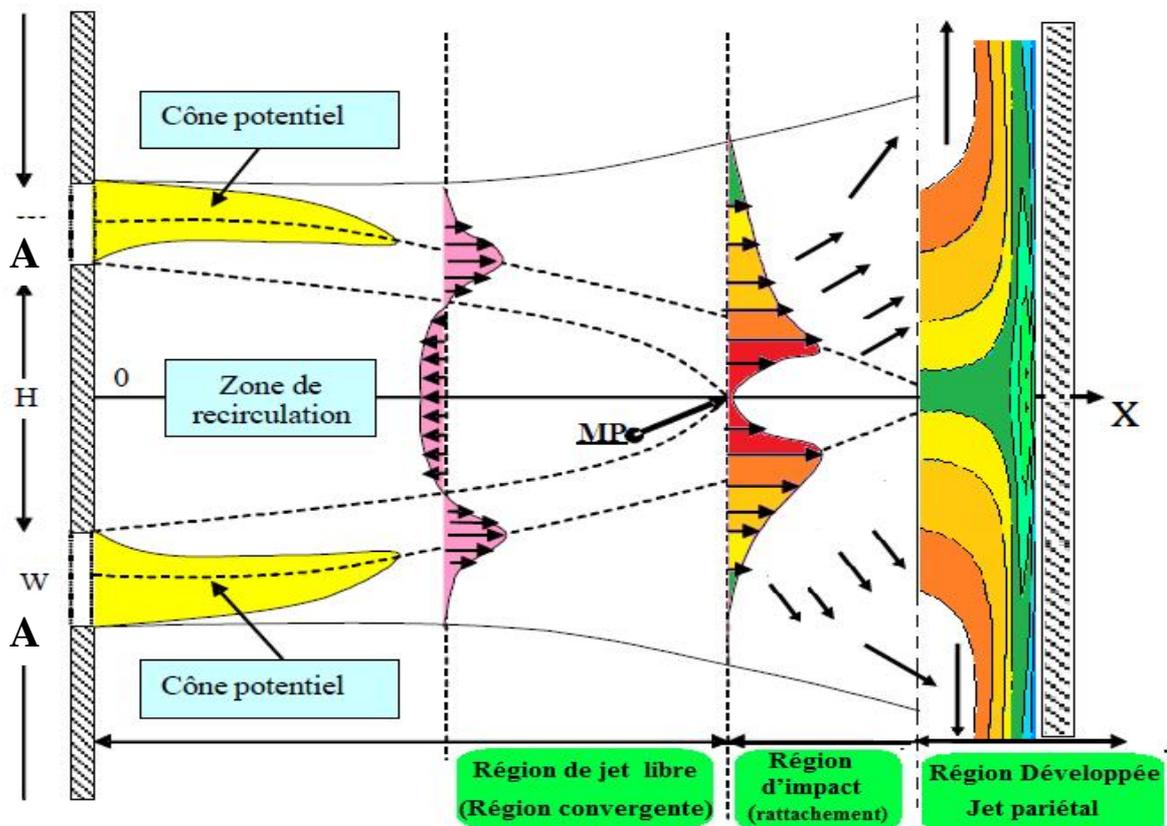


Figure I.4 Description schématique de deux jets plans parallèles avec une paroi solide

[BENTARZI. F]

Chapitre I : Etude bibliographique et théorique

- ❖ **La région de jet libre** correspond à la zone pour laquelle le jet ne "voit" pas la plaque. Celle-ci n'a donc aucune influence sur le jet et dans cette région, le jet se comporte comme un jet libre. Elle possède la même structure de jet libre précédemment décrite. Lorsque la distance d'impact est très petite, est le cas dans notre étude, la région de jet libre se limite au cône potentiel.
- ❖ **La région d'impact** est caractérisée par un point de stagnation ainsi qu'une déflexion de l'écoulement axial du jet qui devient pariétal. A l'approche du point de stagnation, le jet ne possède plus les caractéristiques du jet libre. La vitesse sur l'axe du jet décroît jusqu'à devenir nulle à la paroi.
- ❖ **Le jet paroi se développe** après la zone de stagnation. En effet, après la déflexion, le jet devient radial et se développe le long de la paroi. Dans cette région, l'écoulement est dominé par les effets pariétaux et les forces visqueuses.

I.4.2 TRAVAUX ANTERIEURS

Plusieurs travaux théoriques et expérimentaux concernant ce type d'interaction en introduisant l'effet Coanda proposé par Henri Coanda (voir Bourque et Newman ; 1960). Ainsi ces deux chercheurs ont développé deux théories reposant sur certaines hypothèses de similitude et en considérant un profil de vitesse similaire à celui de Goetler. Ils ont déterminé la loi de variation du point d'attachement du jet en fonction de la distance qui le sépare de la paroi sur laquelle il s'attache. Par la suite Sawyer 1960, a complété l'étude de Bourque ; 1959 et Dodds ; 1960 pour le même problème par des mesures détaillées de pression et de vitesse.

A. Nasr and J. C. S. Lai (1997) ont mesuré les vitesses moyennes et les caractéristiques de turbulence d'un jet attaché à une paroi à une distance h entre le jet et la paroi de 2,125 à l'aide de l'anémomètre laser Doppler (LDA). Les mesures de pression statique mettent en évidence l'importance de la distance H . Les distributions spatiales de l'intensité de turbulence et celle des tensions de Reynolds mesurés par LDA ont été comparées aux calculs numériques pour examiner les possibilités de trois modèles différents de turbulence ($k - \epsilon$,

Chapitre I : Etude bibliographique et théorique

RNG et RSM). Les trois modèles ont permis de simuler la recirculation dans la région convergente et le rattachement observé expérimentalement, le modèle standard $k-\varepsilon$ prévoit une longueur de rattachement qui est conforme à la valeur expérimentale.

Wael A. Mokhtar Mohamed F. Khalil , Kamel A. Elshorbagy , Sadek Z. Kassab , et Alaa A. Elmilgui (2005), Ont étudié expérimentalement et numériquement les paramètres d'un jet libre attaché à une surface plane. Afin d'étudier les caractéristiques aérodynamiques d'un jet plan libre, impactant une surface plane. Malgré les nombreuses publications sur ce sujet, il subsiste encore aujourd'hui des zones d'ombre concernant la turbulence du jet impactant et les transferts thermiques associés. L'une des zones critiques dans cet écoulement est la zone de stagnation car la turbulence y est fortement anisotrope.

SHUM-KIVAN (2013) SIMULATION NUMERIQUE DES GRANDES ECHELLES DE JETS IMPACTANTS. Une méthode très utilisée pour refroidir les aubes de turbine des moteurs aéronautiques consiste à impacter des jets d'air frais sur leur surface interne. Cette étude vise à mieux comprendre la dynamique complexe du jet impactant ainsi que les transferts thermiques associés. La configuration étudiée est celle d'un jet impactant rond non confiné à un nombre de Reynolds $Re = 23\ 000$. La distance entre la sortie de la buse et la plaque est de $2D$ où D représente le diamètre de la buse. L'approche numérique de type Simulation aux Grandes échelles (SGE) résolue à la paroi est choisie. L'étude des jets impactants est loin d'être terminée et les résultats obtenus ouvrent la voie vers de nouvelles interrogations. Il est clair que le frottement et les transferts thermiques sont liés, mais il serait intéressant de comprendre dans quelle mesure les rouleaux de vorticités influencent ceux-ci.

F. Bentarzi1 , A. Mataoui (2008), Cette étude concerne les prédictions numériques des caractéristiques dynamiques et thermiques de l'écoulement des fluides produits par l'interaction de deux jets plans turbulents sur une paroi chauffée. L'interaction de jets avec une paroi solide chauffée a été approfondie par plusieurs chercheurs. Dans ce travail, une étude paramétrique est effectuée en variant le nombre de Reynolds (Re), la distance et la température entre la sortie du jet et la paroi. L'influence du nombre de Reynolds sur le transfert de chaleur est approfondie pour une distance d'impact donnée. Ce problème peut être utilisé dans plusieurs applications pratiques, notamment dans la fabrication et le

Chapitre I : Etude bibliographique et théorique

traitement des matériaux, le refroidissement électronique, séchage du papier ou du textile, la trempe du verre, etc ... Les calculs sont entrepris par une méthode des volumes finis par le logiciel CFD FLUENT 6.3. La fermeture des équations du problème a été réalisée par un modèle de turbulence RANS : Le modèle énergie dissipation k-ε et Le modèle k-ω. D'une manière générale, les deux modèles utilisés ont permis de simuler assez correctement l'écoulement.

LDA (Laser Doppler Anemometry) et PIV (Particle Image Velocimetry), ont été réalisées par **Tummers et al, Cooper et al**, ou encore **Geers et al**, Ces mesures ont permis de quantifier cette turbulence en proche paroi. **Lodato et al**, a étudié le problème via une approche LES. Il a ainsi évalué différents modèles de sous-mailles comme **Smagorinsky**, ou **WALE (Wall Adapting Local Eddy-viscosity)**, par rapport a un modèle basée sur la similarité d'échelles et zone d'impact. Il suggère que cette surestimation est liée au transfert d'énergie des petites structures vers les grosses structures ("energy backscatter") que les modèles traditionnels ne prennent pas en compte.

L'autre point à éclaircir est la distribution du nombre de **Nusselt (noté Nu)** sur la plaque. Le nombre de Nusselt est un nombre qui permet de quantifier les transferts thermiques entre un fluide et une paroi. Il représente le rapport des échanges convectifs sur les échanges conductifs et est défini comme suit :

$$Nu = \frac{hD}{\lambda}$$

avec h le coefficient d'échange thermique convectif, D une grandeur caractéristique et λ la conductivité thermique du fluide.

Généralement le profil radial du nombre de Nusselt possède un pic à environ 0,5D de l'axe du jet puis décroît lorsqu'on s'éloigne du jet. Mais dans certains cas, un second pic à environ 2D de l'axe du jet apparait, figure I.4

Chapitre I : Etude bibliographique et théorique

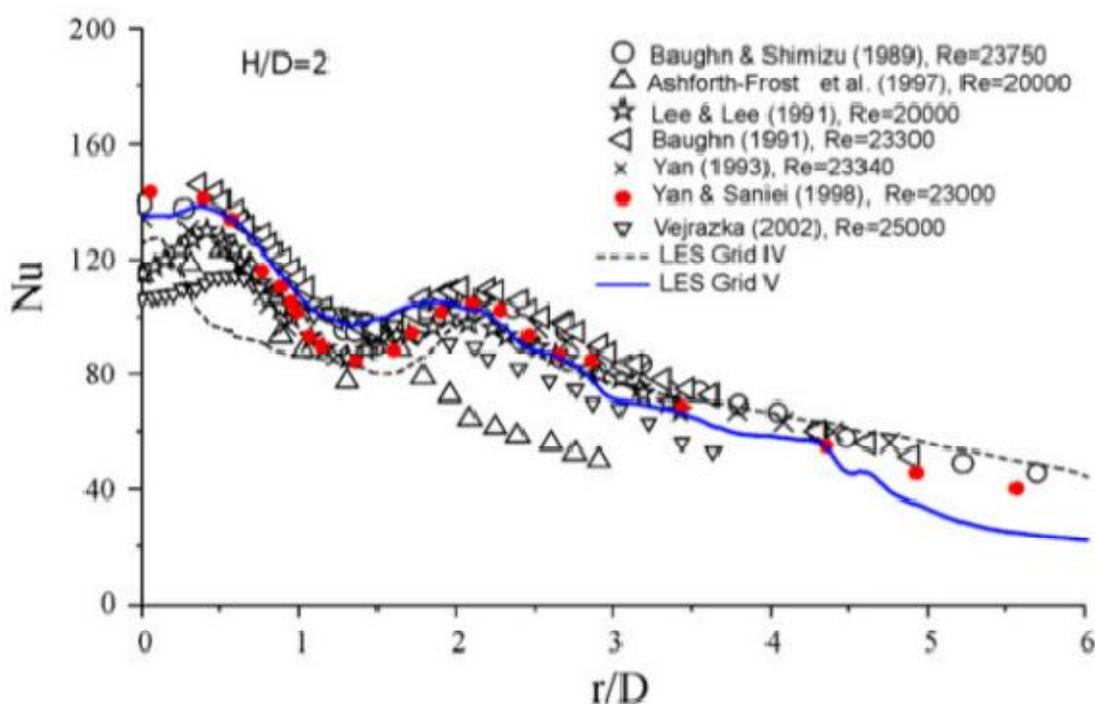


Figure I.4 Distribution radiale du nombre de Nusselt d'après [Uddin et al]

Hadziabdic(1997), suggère que l'augmentation du nombre de Nusselt à $r = 0.5D$ est directement liée aux structures cohérentes qui viennent s'écraser puis s'étirer sur la plaque. Dans la zone du jet plaque, le second pic du nombre de Nusselt est attribué à l'accélération du fluide dans la région de développement de la couche limite.

Tummers et al, ont également mis en évidence la présence de tourbillons se formant épisodiquement contre la paroi qui pourraient être une des causes du second pic du nombre de Nusselt.

Des études expérimentales concernant la formulation de lois de parois pour les jets impactant existent mais sont peu nombreuses et nécessitent de plus amples recherches pour pouvoir être utilisées indépendamment de la configuration du jet.

S. ROUX, L.-E. BRIZZI, E. DORIGNAC, Dynamique d'un jet rond impactant une paroi plane contraint par un forçage acoustique, Les jets impactant sont un des bons moyens d'optimiser les transferts de chaleur entre un fluide et une structure. Ils sont couramment utilisés dans l'industrie pour des processus de refroidissement, réchauffement

Chapitre I : Etude bibliographique et théorique

ou séchage. Beaucoup d'études expérimentales et numériques ont été réalisées pour étudier les transferts thermiques convectifs et/ou pour les corrélés avec l'in stationnarité du jet [1, 2, 3]. Cependant, la structure de l'écoulement et les transferts thermiques dépendent de beaucoup de paramètres comme les conditions d'injection (nombre de Reynolds, turbulence. . .), la distance d'impact ou encore le confinement de l'écoulement. Le but de l'étude est de déterminer expérimentalement l'influence des structures cohérentes sur les transferts thermiques dans le cas d'un jet rond unique impactant orthogonalement une plaque plane, de manière similaire à l'étude menée par Vejražka. Cet article se concentrera principalement sur l'analyse aérodynamique et les outils utilisés.

Lorsque le jet se développe sans être influencé ni par des parois ni par d'autres obstacles présents dans l'écoulement, on parle de *jet libre*. Dans le cas contraire, on parle de *jet limité* ou *confiné*. Les jets impactant sont un exemple typique de ces derniers. Ils sont utilisés dans de nombreuses applications technologiques où le mélange est important (transfert de masse ou de chaleur) : combustion, industrie chimique, chauffage ou refroidissement de surfaces. Ils se forment également lors du remplissage de réservoirs, et sont responsables du mélange et du transfert de masse dans les réacteurs.

Structure du jet impactant une paroi plane

En général, le champ d'écoulement d'un jet impactant peut être décomposé en différentes régions (Fig. I.2) :

- une région de jet pseudo-libre (« free jet région »),
- une région d'impact ou de déflexion (appelée également région de stagnation ou « impingement region »)
- une région de jet radial parallèle au mur (jet de paroi ou « wall-jet region »).

Chapitre I : Etude bibliographique et théorique

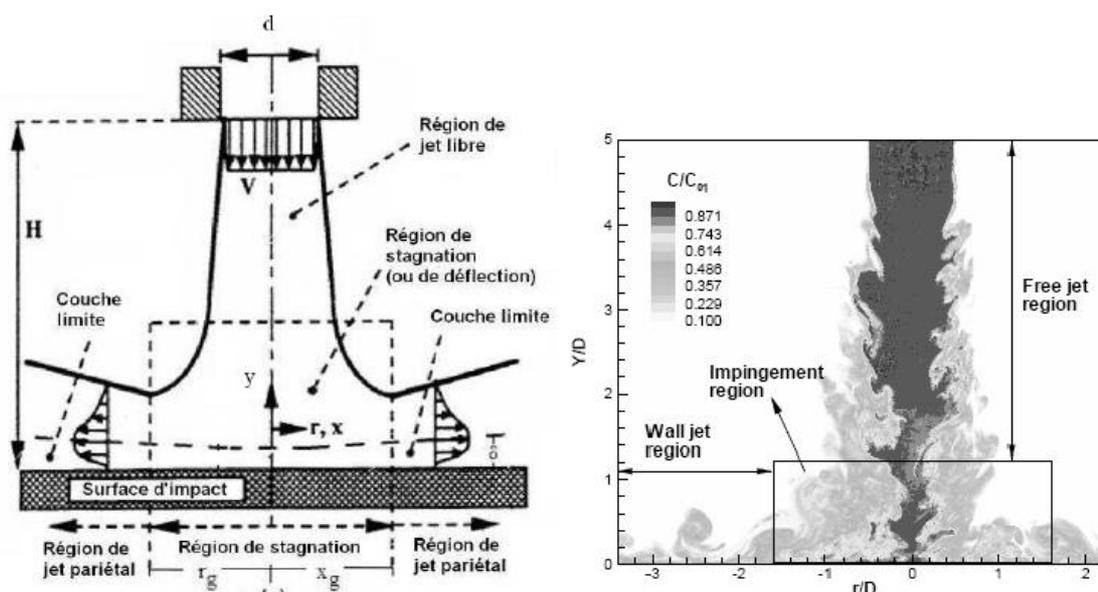


Fig. I.5. a) Structure du jet impactant RADY– b) Mélange dans un jet transitionnel impactant une paroi solide DING [M. C. LAGUERIE]

L'écoulement dévié au niveau de la paroi crée un jet qui se développe le long du mur. A une distance supérieure à $x/a=3$ du point de stagnation, les fluctuations de pression deviennent indépendantes de la position du mur, ce qui est caractéristique du jet rampant développé dans cette région, l'écoulement est dominé par les effets de paroi à travers les forces de viscosité.

Pour une distance d'impact donnée, l'épaisseur de la couche limite est inversement proportionnelle au nombre de Reynolds d'injection. L'écoulement pariétal commence par accélérer puis il décélère en cédant de l'énergie au fluide environnant. Ainsi la composante radiale de la vitesse augmente linéairement et atteint un maximum à une distance x du point de stagnation.

I.5 ECOULEMENT PRODUIT PAR L'INTERACTION DE DEUX JETS INCLINÉS

I.5.1 Description

L'interaction entre des jets circulaires inclinés avec un écoulement évoquée dans plusieurs études. En effet la vitesse et la distance, ont examiné le cas de deux jets circulaires inclinés, de 6 mm de diamètre, espacés de trois diamètres et accusent une inclinaison de 60° par rapport à la direction principale. La dynamique du l'écoulement résultant a été étudié.

Chapitre I : Etude bibliographique et théorique

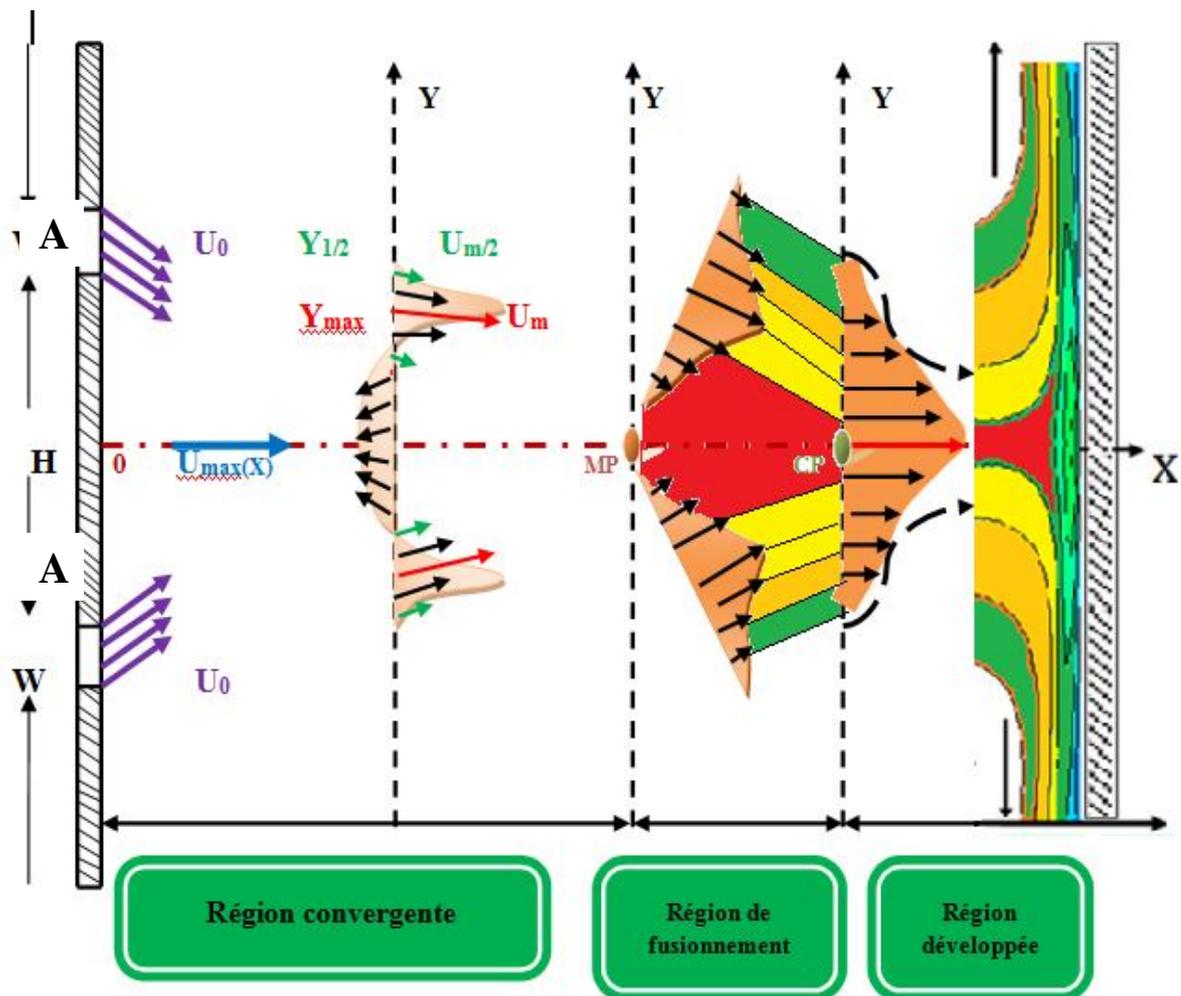


Figure I.6 Description schématique de deux jets inclinés [BENTARZI. F]

Le but de la multiplication des jets étant toujours un souci de performance. Les jets doubles en particulier trouvent application dans divers domaines tels que les émissions des tours de refroidissement, le déchargement d'eau chaude à travers des conduites dans l'océan, le déversement de polluants dans les rivières, les cheminées émettant de la fumée à haute température dans l'atmosphère, le refroidissement des aubes des turbines à gaz,... Selon le type d'application, l'objectif étant d'optimiser le mélange ayant lieu entre les jets ainsi qu'entre les jets et l'écoulement transverse qu'on tend soit à chauffer soit à refroidir.

Chapitre I : Etude bibliographique et théorique

I.5.2 TRAVAUX ANTERIEURS

Zieger and Wooler (2001), font partie des pionniers qui se sont proposés de considérer des jets doubles émergeant normalement dans un écoulement transversal au moyen d'un modèle physique. Deux configurations ont été proposées pour l'orientation: côte à côte et en tandem. Pour le dernier cas, le modèle a été développé en supposant que le jet amont abrite complètement le jet aval de l'écoulement transverse. Isaac and Schetz ont également considéré une configuration de jets doubles mais en introduisant le facteur d'inclinaison. En effet, ils ont examiné deux jets en tandem émergeant selon un angle de 60° puis deux autres côte à côte émergeant selon un angle de 90° dans un écoulement transversal. La trajectoire avale des jets en tandem, a prouvé être sensiblement influencée par la présence du jet amont.

Amina RADHOUANE1, NEJLA MAHJOUB SAÏD1, Hatem MHIRI1, George LEPALEC2, Philippe BOURNOT2 (2007), Une configuration à doubles jets placés en tandem et alignés longitudinalement dans le sens d'un écoulement transversal est considérée numériquement. Les buses d'injection sont identiques, de formes elliptiques. Une validation des calculs effectués numériquement s'impose pour pouvoir poursuivre notre travail. Pour ce faire, nous allons confronter les résultats relatifs à la configuration initiale suivante (fig.1) : les deux jets sont inclinés de 60° , sont séparés d'une distance $D = 3d$, les jets et l'écoulement transverse contiennent de l'air à la même température et le rapport entre la vitesse d'injection par rapport à celle de l'écoulement transverse est égal à $R = 1.29$. Les dimensions du domaine de calcul ont été choisies suite à plusieurs essais afin que les frontières du domaine ne perturbent pas l'écoulement.

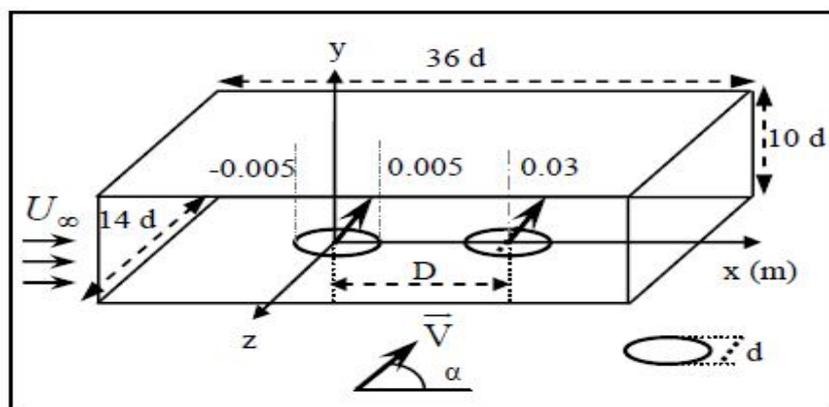


Figure I.7: Configuration initiale des jets dans le domaine de calcul

Chapitre I : Etude bibliographique et théorique

V. Kolar et al(2007), ont également traité de l'interaction de deux jets dans un écoulement transverse. Leur configuration expérimentale a consisté en deux jets en tandem et côte à côte avec un espacement de $5D$ entre les centres des buses, l'objectif étant d'examiner la structure tourbillonnaire dominante de l'écoulement résultant, analogue à la paire de tourbillons contrarotatifs relative à un jet unique. Le champ de la vitesse moyenne et les statistiques turbulentes associées sont déterminés par anémométrie à fil chaud. Les composantes instationnaires du mouvement du fluide ne sont pas prises en compte et sont considérées comme étant une contribution induite des valeurs moyennées sur le temps des quantités correspondantes.

Isaac et Jakubowski(2002), ont repris les deux configurations du jet unique et des jets double (en tandem) avec injection normale dans un tunnel de vent afin d'examiner les propriétés de l'écoulement résultant au moyen de l'anémométrie à fil chaud. Pour le cas des jets doubles, les mesures ont été relevées à une distance de 4 diamètres de la buse pour un rapport d'injection (v_0/u_∞) $R=2$. Il en a été déduit que les jets doubles développent une trajectoire plus prononcée que celle d'un jet unique.

Xiao(2003), a mené une étude comparative de différentes dispositions des jets: jet unique, jet double et jet triple. Il s'agit de l'étude numérique et expérimentale de ces différentes configurations de jets tous émergeant dans un écoulement transversal confiné et sous des conditions aux limites constantes aussi bien pour les jets que pour la conduite où a lieu l'écoulement. La distance entre les centres des buses a été respectivement $0.68m$ et $0.20m$. L'effet de bloc et la recirculation de l'écoulement principal se sont affaiblis pour un système à distance inter buses plus importante et ont augmenté lorsque le nombre de jets a augmenté. Les mesures de la vitesse des jets le long de la ligne centrale du système jets multiples ont été recueillies: on en a relevé que l'affaiblissement de la vitesse du jet amont a été plus rapide par comparaison au jet aval (dans la configuration en tandem).

Chapitre I : Etude bibliographique et théorique

Dans cette étude on va étudier l'interaction de deux jets plans impactant une paroi solide.

- ❖ Cas 1: étude de l'interaction de deux jets plans parallèles impactant une paroi solide
- ❖ Cas 2: étude de l'interaction de deux jets plans inclinés impactant une paroi solide.

La résolution est réalisée moyennant le modèle à deux équations $k-\epsilon$, basé sur le concept de viscosité turbulente.

Conclusion

La présente étude concerne l'étude numérique des caractéristiques dynamique et thermiques de deux jets en interaction et impactant une paroi solide. Cette étude bibliographique fait ressortir les problèmes liés à ces types de configuration, on peut citer :

- Les problèmes des jets impactants qui restent à nos jours des problèmes qui méritent d'être pris en considération par les techniques nouvelles expérimentales, numériques ou analytiques.
- L'interaction des deux jets influencée par quatre paramètres très importants :
 - ❖ La distance entre les deux jets.
 - ❖ La distance entre les deux jets et la paroi solide.
 - ❖ Le nombre de Reynolds basé sur la longueur de la buse.
 - ❖ L'angle d'inclinaison des jets par rapport à l'horizontal.

Dans ce contexte, nous allons étudier numériquement l'interaction de **deux jets (soit inclinés ou parallèles impactant une paroi)**.



Chapitre II :
Modélisation de la
turbulence



Chapitre II : Modélisation de la turbulence

II .1 Introduction

Cette étude est menée en vue de mettre en évidence numériquement par la méthode des volumes finis, les structures tourbillonnaires générées par deux jets plans chauffés parallèles pleinement turbulent d'un fluide newtonien, incompressible et aux propriétés thermo physiques constantes. Les équations moyennées du mouvement font intervenir des corrélations des grandeurs fluctuantes qui nécessitent une modélisation. Les étapes qui sont indispensables pour la modélisation des écoulements turbulents sollicitent la connaissance de certaines notions théoriques de base. Ces concepts concernent les principales équations qui régissent le mouvement de l'écoulement moyen et fluctuant et la modélisation de la turbulence. Les écoulements turbulents sont des phénomènes aléatoires et imprédictibles. Ils sont gouvernés par les équations de Navier Stokes.

Trois grandes approches sont présentées dans la littérature pour représenter les écoulements turbulents. Il s'agit de la modélisation statistique des équations de Navier Stokes, de la simulation directe et de la simulation des grandes échelles. On rappelle au passage qu'il existe une différence fondamentale entre la modélisation et la simulation de la turbulence.

La modélisation permet d'effectuer un traitement statistique sur toutes les équations de conservation et à les résoudre numériquement pour prédire les différents champs moyens présents dans l'écoulement. Par contre, la simulation de la turbulence résout numériquement et explicitement toutes les équations de base et traite statistiquement les banques de données des différents champs instantanés mis en jeu.

- **Modélisation statistique (RANS)**

Cette modélisation prédit statistiquement les caractéristiques de la turbulence sans résoudre de façon explicite le champ instantané de vitesse des équations de Navier Stokes.

Cette approche, conçue par Reynolds (1893), consiste à décomposer une grandeur turbulente en une partie moyenne et une partie fluctuante. L'application de l'opérateur de la moyenne statistique sur les équations de Navier Stokes entraîne les équations moyennées dites

Chapitre II : Modélisation de la turbulence

de Reynolds. Ces dernières qui sont couramment appelées RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes), décrivent le mouvement moyen d'un écoulement turbulent.

La non linéarité des équations de Navier Stokes fait apparaître des produits de fluctuation de vitesse. Ces termes sont appelés contraintes turbulentes de Reynolds par lesquelles se manifeste l'interaction entre le mouvement moyen et le mouvement fluctuant.

Les contraintes turbulentes de Reynolds doivent être modélisées en fonction des inconnues principales du problème afin de pouvoir fermer le système d'équations.

Plusieurs modèles ont été développés, on cite le modèle à longueur de mélange, les modèles à deux équations (k - ε) et (k - ω), le modèle algébrique « Algebraic Stress Model » (ASM) et le modèle avec fermeture au second ordre « Reynolds Stress Model » (RSM).

Tous ces modèles sont basés sur des constantes de fermeture qui sont déterminées expérimentalement pour des écoulements simples de référence.

Le modèle le plus utilisé pour présenter les contraintes turbulentes de Reynolds, est celui du type (k - ε) basé sur le concept de viscosité turbulente, pour sa simplicité de mise en œuvre.

Il a été développé au début des années soixante-dix par Launder et Spalding (1972) à partir des travaux de Harlow et Nakayama (1967). Ce modèle exprime la viscosité turbulente de l'écoulement en fonction de l'énergie cinétique turbulente k et de son taux de dissipation ε . Pour cela on doit faire appel à la loi de Kolmogorov qui suppose qu'il y a isotropie locale de la turbulence.

C'est un modèle qui offre de bons résultats et ne requiert pas de grandes ressources informatiques. Comme il sera utilisé dans ce travail, ce modèle sera abordé avec plus de détails plus loin dans ce chapitre. Une excellente revue de tous les modèles est présentée dans Cousteix (1989), Schiestel (1993) et Wilcox (1993).

Chapitre II : Modélisation de la turbulence

- **Simulation directe (DNS)**

La simulation directe est souvent désignée sous l'appellation DNS pour "Direct Numerical Simulation". Cette approche consiste à simuler directement les équations de Navier Stokes, afin de capter toutes les échelles présentes dans un écoulement turbulent, depuis les plus grandes imposées par la géométrie du problème, jusqu'aux plus petites échelles dont la taille est régie par la viscosité du fluide. La résolution des différents champs instantanés caractérisant l'écoulement, est alors explicite en considérant que la taille de la plus petite structure tourbillonnaire est de plusieurs ordres de grandeur supérieure à l'échelle moléculaire (M.Lesieur, 1994), ce qui assure la validité de l'équation de Navier-Stokes.

Cette méthode est difficilement applicable à des situations industrielles relativement complexes car elle nécessite une énorme capacité informatique.

Actuellement la DNS n'est employée que pour des écoulements très simples comportant des nombres de Reynolds de l'ordre de quelques milliers et sert surtout à mieux comprendre les mécanismes fondamentaux de la turbulence.

- ✓ **Simulation des grandes échelles (LES)**

La simulation est couramment désignée par LES (Large Eddy Simulation), cette technique est intermédiaire entre l'approche statistique (RANS) et la simulation (DNS).

En effet, les grosses structures anisotropes qui dépendent de la géométrie de l'écoulement sont simulées directement (DNS) alors que les petites échelles beaucoup plus universelle et isotrope sont modélisées (RANS). C'est à dire que les grandes échelles qui transportent la masse, la quantité de mouvement et l'énergie doivent être représentées de façon explicite sans recourir à aucun modèle, alors que les petites structures tourbillonnaires, présentant un caractère universel d'un écoulement à l'autre, se prêtent bien à la modélisation.

Puisque l'approche LES ne décrit pas les petites échelles de façon directe le nombre de points de discrétisation est moindre ; La méthode est donc plus économique (R.Marrano, 2003).

Chapitre II : Modélisation de la turbulence

Selon PIOMELLI et al (1997) la partie modélisation de cette technique ne représente qu'une fraction de l'énergie totale de l'écoulement soit de l'ordre de 15%.

II.2 DECOMPOSITION DE REYNOLDS

En effet l'approche statistique permet de décomposer le mouvement turbulent en un mouvement moyen et un mouvement fluctuant.

Osborne Reynolds fut le premier (1893) a séparé les valeurs moyennes et aléatoires des valeurs totales et instantanées.

C'est de cette approche statistique que pratiquement toutes les méthodes de modélisation de l'écoulement turbulent ont été fondées. En effet les travaux de Taylor (1913-1932), puis ceux de Prandtl (1925-1945), et ceux de Von Karman (1930) ont été déduits à partir de cette décomposition. Ils utilisèrent les notions de viscosité, de la turbulence et de la longueur de mélange. Ce n'est qu'après la conférence de Stanford (1968), que les méthodes se sont développées utilisant les équations de transport pour les quantités turbulentes.

- ✓ Le modèle utilisé dans la présente étude est fondé sur le concept de fermeture en un point basé sur la décomposition de Reynolds.
- ✓ Toute grandeur physique turbulente ϕ mesurable ou calculable est décomposable en deux termes : Une valeur moyenne $\bar{\phi}$ qui correspond au moment du premier ordre de la quantité considérée et une grandeur fluctuante ϕ' caractérisant la turbulence.

La moyenne de la valeur fluctuante est par définition nulle.

La quantité $\phi(x,t)$ est alors décomposée en deux parties indépendantes de sorte que :

$$\phi = \bar{\phi} + \phi'$$

Ou $\bar{\phi}$ est la valeur moyenne déterminée à partir de : $\bar{\phi}(x,t) = \frac{1}{N} \sum_i^N \phi^{(i)}(x,t)$

ϕ' est la partie fluctuante caractérisée par $\bar{\phi}' = 0$

Chapitre II : Modélisation de la turbulence

Dans la figure II.1 un enregistrement de la vitesse instantanée en un point d'un écoulement turbulent illustre un cas réel de décomposition de Reynolds.

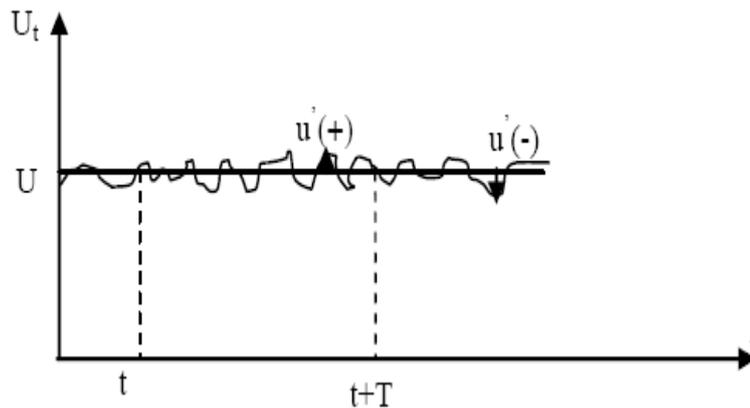


Figure II.1 Enregistrement du signal de la vitesse en un point d'un écoulement turbulent

II.2.1 Opérations mathématiques de la moyenne

La moyenne des équations de conservation (masse, quantité de mouvement et énergie) nécessitent des opérations mathématiques simples appelées "règles de Reynolds". Les opérations utiles sont :

* $\overline{\phi'} = 0$ \longrightarrow La moyenne de la fluctuation

* $\overline{\overline{\phi}} = \overline{\phi}$ \longrightarrow La moyenne de la valeur

* $\overline{f \overline{\phi}} = \overline{f} \cdot \overline{\phi}$ \longrightarrow Le produit d'une valeur fluctuante et une valeur moyenne

* $\overline{f + g} = \overline{f} + \overline{g}$ \longrightarrow La moyenne de la somme de deux grandeurs

* $\overline{f \cdot \phi} = \overline{f} \cdot \overline{\phi} + \overline{f' \cdot \phi'}$ $f' \cdot \phi'$ Le produit de deux grandeurs physique. (Nouvelles variables du problème)

* $\overline{\frac{\partial \phi}{\partial x}} = \frac{\partial \overline{\phi}}{\partial x}$ \longrightarrow La moyenne de la dérivée

Chapitre II : Modélisation de la turbulence

II.3. EQUATIONS GENERALES DU MOUVEMENT

II.3.1 les équations du mouvement

- **Equation de conservation de la masse** en régime incompressible et permanent.

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_i} = \frac{\partial (\bar{U}_i + u_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

- **Equation de Navier Stocks** en régime permanent et incompressible.

$$\tilde{U}_j \frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_j} = - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\tilde{p}}{\rho} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \nu \frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_j} \quad (2)$$

- **Equation de conservation de l'énergie** en régime incompressible

L'équation de la conservation de l'énergie est déduite à partir de l'équation de la diffusion de la chaleur. En régime permanent incompressible, elle est donnée par la forme simplifiée suivante :

$$\tilde{U}_i \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\gamma \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_i} \right] \quad (3)$$

Où γ représente le coefficient de diffusion, qui peut être variable pour un gradient de Température $\frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_i}$ assez important.

$$\gamma = \frac{k C_p}{\rho}, \text{ qui dépend de } k \text{ (la conductivité thermique) et de } \rho \text{ (la masse volumique).}$$

Lorsque $\frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_i}$ est très faible, γ est pratiquement constant l'équation de la chaleur (3) est réduite sous la forme suivante :

$$\tilde{U}_i \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_i} = \gamma \frac{\partial^2 \tilde{T}}{\partial x_i^2} \quad (4)$$

Chapitre II : Modélisation de la turbulence

Si on a une source ou un puits supplémentaire, sous forme de F_θ au sein du fluide elle s'ajoute à l'équation précédente.

$$\tilde{U}_i \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_i} = \gamma \frac{\partial^2 \tilde{T}}{\partial x_i \partial x_i} + F_\theta \quad (5)$$

La moyenne du 1^{er} ordre de la température est notée par T et θ la fluctuation tel que :

$$\tilde{T} = T + \theta \quad \text{avec que } \overline{\theta} = 0.$$

La moyenne de l'équation de l'énergie, conduit à l'équation de transport de la température moyenne :

$$U_i \frac{\partial T}{\partial x_i} + \overline{u} \frac{\partial \theta}{\partial x_i} = \gamma \frac{\partial^2 T}{\partial x_i \partial x_i} \quad (6)$$

En ajoutant à l'équation le terme nul suivant (fluide incompressible) : $\gamma = \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0$

On obtient la forme assez connue de l'équation (7) :

$$U_i \frac{\partial T}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\gamma \frac{\partial T}{\partial x_i} - \overline{u_i \theta} \right] \quad (7)$$

II.3.2. équations du mouvement moyennées

a. Equation de continuité :

$$\frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (8)$$

b. Equations moyennées de Navier Stokes:

$$\frac{\partial \overline{U}_i}{\partial t} + \overline{u_j} \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j} - \overline{u_i u_j} \right) \quad (9)$$

$\overline{u_i u_j}$ C'est un tenseur du second ordre dont les éléments sont les tensions de Reynolds. Les éléments de ce tenseur proviennent de la non linéarité des équations de Navier Stokes. Le tenseur de Reynolds est peut être aussi représenté par la matrice suivante :

$$\rho \overline{u_i u_j} = R_{ij} = -\rho \begin{bmatrix} \overline{u_1 u_1} & \overline{u_1 u_2} & \overline{u_1 u_3} \\ \overline{u_2 u_1} & \overline{u_2 u_2} & \overline{u_2 u_3} \\ \overline{u_3 u_1} & \overline{u_3 u_2} & \overline{u_3 u_3} \end{bmatrix}$$

Chapitre II : Modélisation de la turbulence

Le système d'équation, (8) et (9) comprend plus d'inconnues que d'équations, c'est un système ouvert, qui nécessite une fermeture. On a 5 équations au total dont 3 pour la quantité de mouvement et une pour la continuité mais le nombre d'inconnues est égal à 13 ($U_i, P, T, \overline{u_i u_j}, u_i \theta$) avec ($i, j=1, 2, 3$) la résolution nécessite alors une modélisation des tensions de Reynolds. Pour cela, beaucoup de chercheurs se sont investis dans ce domaine et plusieurs contributions de modèles de résolution ont été proposées.

c- Equation du champ thermique moyen

La moyenne de l'équation de l'énergie (3), on posant $\gamma = \frac{\nu}{Pr}$ mène à l'équation (7).

La non linéarité des termes de convection fait apparaître un nouveau terme $\overline{u_i \theta}$ qui est due à l'influence du champ turbulent dynamique fluctuante sur le champ thermique.

II.3.3 équation des grandeurs fluctuantes

a -Equation de continuité du champ dynamique fluctuant

La différence des équations (1) et (8) entraîne que la divergence de la vitesse fluctuante est nulle.

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (10)$$

b- Equation du champ dynamique fluctuant

Les équations du champ dynamique fluctuant sont déduites à partir de la différence de l'équation du Navier Stocks (2) et celle de la quantité de mouvement moyennée (9).

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \overline{U_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = - u_j \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j} - u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{P}{\rho} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \overline{u_i u_j} \right) \quad (11)$$

Chapitre II : Modélisation de la turbulence

II.4 MODELISATION DE LA TURBULENCE

II.4.1 équation de transport des tensions de Reynolds

a - Formulation

Les équations de transport des tensions de Reynolds, sont directement déduites des équations des vitesses fluctuantes (eq (11)).

La moyenne de l'équation : $\left[\overline{u_j \frac{\partial (eq.u_i)}{\partial x_j} + u_i \frac{\partial (eq.u_i)}{\partial x_j}} \right]$ conduit à l'équation de transport des tensions de Reynolds :

$$\begin{aligned}
 \underbrace{U_k \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_k}}_{C_{ij}} &= - \underbrace{\overline{u_i u_k} \frac{\partial u_j}{\partial u_k} - \overline{u_j u_k} \frac{\partial u_i}{\partial u_k}}_{P_{ij}} + \underbrace{\frac{P}{\rho} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)}_{\phi_{ij}} \\
 &- \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k} \left[\overline{u_i u_j u_k} + \frac{P u_j}{\rho} \delta_{ik} + \frac{P u_i}{\rho} \delta_{jk} - \nu \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_k} \right]}_{D_{ij}} \\
 &- \underbrace{2 \nu \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_k} \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_k}}_{\varepsilon_{ij}}
 \end{aligned} \tag{12}$$

Les termes de cette équation peuvent être regroupés sur la base de considérations physique et énergétiques suivantes

$$C_{ij} - D_{ij} = P_{ij} + \phi_{ij} - \varepsilon_{ij} \tag{13}$$

Définition des termes de l'équation :

- P_{ij} est le terme de production résultant du travail des tensions de Reynolds soumises aux gradients des composantes de la vitesse moyenne.

Ce terme fait intervenir le gradient de vitesse et le tenseur de Reynolds.

$$\underbrace{- \overline{u_i u_k} \frac{\partial u_j}{\partial u_k} - \overline{u_j u_k} \frac{\partial u_i}{\partial u_k}}_{P_{ij}} \tag{14}$$

Chapitre II : Modélisation de la turbulence

- ϕ_{ij} est le terme de redistribution de l'énergie par l'effet des fluctuations de la pression.

$$\underbrace{\frac{P}{\rho} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)}_{\phi_{ij}} \quad (15)$$

- D_{ij} ce terme qui regroupe les termes de diffusion : la diffusion turbulente due aux fluctuations de vitesse, la diffusion moléculaire et la diffusion turbulente due aux fluctuations de pression.

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k} \left[\overline{u_i u_j u_k} + \frac{\overline{P u_j}}{\rho} \delta_{ik} + \frac{\overline{P u_i}}{\rho} \delta_{jk} - \nu \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_k} \right]}_{D_{ij}} \quad (16)$$

- ε_{ij} est le terme de dissipation due à la viscosité du fluide.

$$\underbrace{-2 \nu \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_k} \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_k}}_{\varepsilon_{ij}} \quad (17)$$

L'équation (12) ne résout pas le problème de la fermeture parce qu'elle fait apparaître d'autres corrélations d'ordre supérieur ($\overline{u_i u_j u_k}$).

b- Modélisation des termes de diffusion D_{ij}

Le terme de diffusion turbulente doit être modélisé contrairement au terme de la diffusion moléculaire.

Le terme de diffusion turbulente nécessite alors une modélisation, il est due aux fluctuations de pression et celle du terme de redistribution.

Les termes de diffusion turbulente due aux fluctuations de vitesse sont déterminés directement à partir de l'expression proposée par hanjalic et lauder.

$$-\overline{u_i u_j u_k} = C_s \frac{k}{\varepsilon} \left[\overline{u_i u_j} \frac{\partial \overline{u_j u_k}}{\partial x_l} + \overline{u_j u_i} \frac{\partial \overline{u_k u_i}}{\partial x_l} + \overline{u_k u_l} \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_l} \right] \quad (18)$$

Chapitre II : Modélisation de la turbulence

C_s est une constante empiriques $C_s= 0.11$ (Launder & al 1976).

La formule simplifiée proposée par Daly et Harlow (1970) est plus avantageuse et plus simple à mettre en œuvre que la précédente.

$$-\overline{u_i u_j u_k} = C_s' \frac{k}{\varepsilon} \overline{u_k u_l} \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_l} \quad (19)$$

$C_s' = 0.25$ constante proposée par Daly et Warlow (1970).

c- Modélisation des termes sources et puits

Les termes de production du taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente P_ε peuvent être négligé.

Φ_ε Regroupe les termes de production et de destruction du taux de dissipation de l'énergie turbulente Launder et Hanjalic (1972) proposent l'approximation suivante.

$$\Phi_\varepsilon = C_{\varepsilon 1} P_k \frac{\varepsilon}{k} - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (20)$$

P_k est le terme de production de l'énergie cinétique turbulente qui sera définie dans la suite du chapitre.

II.4.2. Equation de transport de l'énergie cinétique turbulente k

L'énergie cinétique est définie par :

$$k = \frac{1}{2} \overline{u_i u_j} \quad (21)$$

Elle représente la moitié de la trace du tenseur de Reynolds ; son équation de transport est directement déduite de l'équation des tensions de Reynolds (11) en effectuant une contraction d'indice $i=j$.

Ce qui donne :

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_m \frac{\partial k}{\partial x_m} = P + D - \varepsilon + \nu \frac{\partial^2 k}{\partial x_m \partial x_m} \quad (22)$$

Chapitre II : Modélisation de la turbulence

L'équation (22) est l'équation de transport de l'énergie cinétique de la turbulence. Ses différents termes sont définis dans le tableau II.1

Tableau II.1: Termes de l'équation de transport de l'énergie cinétique

$\frac{\partial k}{\partial t}$	$U_m \frac{\partial k}{\partial x_m}$	P	D	ε
$\frac{\partial k}{\partial t}$	$U_m \frac{\partial k}{\partial x_m}$	$- u_i u_j U_{i,j}$	$\left[u_j \frac{u_i u_j}{2} \right]_{,j} + \left[\frac{p}{\rho} u_j \right]_{,j} + (v k_{,j})_{,j}$	$v u_{i,j} u_{i,j}$
Dérivée temporelle	Terme convectif	Production d'énergie turbulente par action du mouvement moyen sur la turbulence.	Diffusion turbulente due aux corrélations triples des fluctuations des vitesses + Diffusion due aux fluctuations de pression + Diffusion moléculaire.	Dissipation visqueuse

II.3.3 Equation du taux de dissipation

Le taux de dissipation de l'énergie cinétique de la turbulence est défini par :

$$\varepsilon = 2 \nu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (23)$$

L'équation de transport du taux de dissipation ε est obtenue à partir de :

$$\overline{2\nu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial}{\partial x_j} (eq \text{ de } u_i)} \quad (24)$$

Ce qui conduit à la forme suivante :

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + U_i \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} = P_\varepsilon + D_\varepsilon + \phi_\varepsilon \quad (25)$$

Les différents termes de l'équation (25) sont résumés dans le tableau II.2

Chapitre II : Modélisation de la turbulence

Tableau II.2 Termes de l'équation de dissipation

$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t}$	$U_i \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i}$	P_ε	D_ε	Φ_ε
$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t}$	$U_i \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i}$	$2\nu U_{i,m} (\overline{u_{i,l} u_{l,m}} + \overline{u_{l,i} u_{i,m}}) - 2\nu U_{i,lm} \overline{u_m u_{i,l}}$	$\nu (\overline{u_m u_{i,l} u_{i,l}})_{,m} + \frac{\nu}{\rho} (P_{,i} u_{m,i})_{,m} + \nu \varepsilon_{,jj}$	$2\nu \overline{u_{i,m} u_{i,l} u_{im,l}} - 2\nu \overline{u_{i,m} u_{i,ml}}$
Dérivée temporelle.	Dérivée convective spatiale	Production de ε par action du champ moyen.	Diffusion turbulente due aux fluctuations de vitesse + diffusion turbulente due aux fluctuations de pression + diffusion moléculaire	Termes de production par interaction tourbillonnaire dus au mouvement fluctuant

II.5. LES MODELES DE LA TURBULENCE

Un modèle de turbulence est nécessaire pour fermer le système d'équation de Reynolds, le but de la modélisation, c'est la détermination de la tension $\overline{u_i u_j}$ et les corrélations $\overline{u_i \theta}$. On l'appelle méthode (RANS).

Il existe plusieurs types de modèles de turbulence en fonction de nombre d'équations supplémentaire du mouvement fluctuant ajoutées aux équations de conservation moyennées on distingue:

- Modèle à zéro équation.
- Modèle à une équation.
- Modèle à deux équations.
- Modèle à $N \geq 2$ équations.

Le logiciel FLUENT nous donne cette possibilité de choisir l'un des modèles de turbulence suivants :

- Le modèle à une équation Spalart Allmaras.
- Le modèle à deux équations $k - \varepsilon$ avec ses différentes versions.
- Le modèle à deux équations $k - \omega$ et avec ses différentes versions.

Chapitre II : Modélisation de la turbulence

- Modèle des tensions de Reynolds « Reynolds Stress Model ».
- Simulation de grandes structures (LES).
- Simulation directe des équations de Navier Stokes (DNS).

Certains modèles sont plus performants par rapport aux autres, Dans notre mémoire, nous utilisons le modèle k-ε et le modèle k-ω. qu'on détaille d'avantage dans la suite du chapitre.

II . 5 .1 Le modèle à zéro équation

Ce sont des modèles n'utilisant que les équations du champ moyen, il s'agit de trouver une expression de la contrainte de Reynolds $\overline{u_i u_j}$ en fonction des valeurs moyennes.

Les modèles à zéro équation sont de moins en moins utilisés comparé aux autres modèles à cause de leurs applications limitées, (ils ignorent complètement les caractéristiques locales de la turbulence).

La majorité des modèles à 0 équations sont basés sur le concept de viscosité turbulente suggéré par boussinesq, mais ils restent toujours valables pour des configurations simples.

II. 5. 2 Modèle à une équation

Ces modèles considèrent une équation supplémentaire d'une grandeur turbulente calculée à partir d'une équation spécifique ; les autres quantités turbulentes sont reliées à cette variable par une relation algébrique.

Ces modèles permettent de déterminer implicitement les tensions de Reynolds. L'équation supplémentaire est généralement celle de l'énergie cinétique de turbulence k déduite à partir de la modélisation des contraintes de Reynolds associée à une hypothèse d'isotropie locale.

$$\overline{u_i u_j} = -\nu_t \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad \text{Prandtl - Kolmogoroff}$$

$$\nu_t = c_\mu l \sqrt{k} \quad (\text{Viscosité turbulente})$$

$c_\mu = 0.09$, l est une longueur qui caractérise la taille des gros tourbillons,

Chapitre II : Modélisation de la turbulence

k : l'énergie cinétique turbulente qui est déterminée à partir de son équation de transport modélisée.

$$\frac{dk}{dt} = \nu \overline{u_{i,j}} + \left[\frac{\nu_t}{h_k} k_{,j} \right]_j - \frac{k^{\frac{3}{2}}}{l}$$

h_k Une constante empirique ($h_k = 1.5$) (R.Schiestel)

Le problème qui se pose pour ce modèle réside dans la détermination de la longueur caractéristique pour les écoulements complexes.

II.5. 3 Modèle à deux équations

Ce sont des modèles de transport pour une échelle de vitesse et une échelle de longueur, qui utilise en général le concept de viscosité turbulente isotrope sous la forme de la loi de comportement suivante :

$$R_{ij} = \frac{2}{3} k \delta_{ij} - \nu_t (\overline{u_{i,j}} + \overline{u_{j,i}})$$

Cette loi est une fonction de tenseur de taux de déformation et ν_t est déduite de la formule de Prandtl - Kolmogoroff.

$$\nu_t = c_\mu l \sqrt{k}$$

K : échelle de vitesse

Où l est une échelle de longueur des tourbillons porteur d'énergie.

Ces modèles utilisent en plus de l'équation pour l'échelle k , une équation de transport pour la Combinaison $Z = k^m l^n$

L'échelle de vitesse est obtenue à partir de l'équation de transport de l'énergie cinétique k .

L'échelle de longueur est déterminée grâce à une équation de la combinaison Z .

L'équation générale de Z s'écrit :

$$\frac{dZ}{dT} = c_{Z1} \frac{Z}{k} P + \left(\frac{L\sqrt{K}}{hz} Z_{,i} \right)_i - c_{Z2} Z \frac{\sqrt{k}}{l} + S$$

c_{Z1} , c_{Z2} , hz Sont des constantes empiriques.

Chapitre II : Modélisation de la turbulence

P : production d'énergie turbulente.

S : source secondaire.

Les équations de Z sont toute équivalente mise à part l'influence de la source secondaire.

Dans le modèle de Jones et Lander (1972) dénommé modèle énergie- dissipation ou modèle k- ϵ , le terme source secondaire S est nul ce qui le rend facile à mettre en œuvre numériquement.

II.5.4 Modèle à $N \geq 2$ équations

En dépit des bons résultats donnés par les modèles à deux équations dans diverses applications, il n'en est pas de même pour certains écoulements complexes tels que les écoulements à contre gradient par exemple. Les chercheurs ont développé des modèles à plusieurs équations, pour tenir compte des différents aspects physiques comme la poussée d'Archimède, les forces de Coriolis et l'effet de courbure des obstacles. Plusieurs études ont été menées avec ces modèles ; depuis les travaux de P.Y. Chou (1945), J.C. Rotta (1951), B.A. Kolavandin (1969), B.J.Daly & F.H. Harlow (1970), K. Handjalic & B.E. Launder (1972), J.L. Lumley & B. Khajeh Nouri (1974), B.E. Launder & G.J. Reece & W. Rodi, J.C. André & al (1976), passant par les travaux de B.E. Launder Tselepidakis (1987) et B.E. Launder (1989), jusqu'à ceux de B.E. Launder & Tselepidakis (1991).

II.5.5 Approches pour les fermetures du système d'équation par la modélisation des équations de Navier Stokes

La modélisation statistique des équations NAVIER Stokes a été largement utilisée pour diverses configurations.

Les tensions de Reynolds doivent être spécifiées pour déterminer le champ de l'écoulement moyen. Le but de cette modélisation est de relier les relations qui permettent le calcul des composantes des tenseurs de Reynolds à partir des caractéristiques de l'écoulement moyen afin de fermer le système d'équation.

Chapitre II : Modélisation de la turbulence

II.6 Modèle k-ε

Le modèle énergie dissipation (k-ε) est un des modèles à deux équations qui font intervenir deux équations de transport des grandeurs fluctuantes.

Il est devenu un **standard industriel**, en fait il n'est pas très efficace, particulièrement près des parois. Comme la puissance et les invalidités du modèle sont devenues évidentes, des modifications ont été faites afin d'améliorer son efficacité. Plusieurs variantes sont disponibles dans FLUENT.

Le modèle standard k-ε est un modèle semi-empirique basé sur les équations de transport pour l'énergie cinétique de turbulence (k) et son taux de dissipation (ε). Ce modèle était obtenu en utilisant le raisonnement physique, Dans ce modèle, on a supposé que l'écoulement est pleinement turbulent, et les effets de la viscosité moléculaire sont négligeables. Ce modèle est efficace seulement pour des écoulements purement turbulents.

II.6.1 Les équations du transport pour le modèle standard k-ε

L'énergie cinétique de turbulence, k, et son taux de dissipation ε, sont déduites à partir des équations de transport correspondantes :

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \nu_t \left[\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right] \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \nu \frac{\partial^2 k}{\partial x_j \partial x_j} - \varepsilon \quad (29)$$

Et

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + U_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{\varepsilon 1} \nu_t \left[\frac{\partial U_i}{\partial x_j} \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right] \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \frac{\varepsilon}{k} - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (30)$$

Ces équations sont valables pour un écoulement incompressible. $C_{\varepsilon 1}$, $C_{\varepsilon 2}$ et $C_{\varepsilon 3}$ sont des constantes, σ_k et σ_ε sont respectivement les nombres de Prandtl turbulents pour k et ε. la viscosité turbulente est alors calculée à partir de k et ε. [Launder 1972]

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (31)$$

Chapitre II : Modélisation de la turbulence

II.6.2 Les constantes du modèle

Ce modèle a des constantes qui ont été définies par Launder [1972] : sur des observations expérimentales d'écoulement simples.

$$C_{1\varepsilon} = 1.44 \quad , \quad C_{2\varepsilon} = 1.92 \quad , \quad C_{\mu} = 0.09 \quad , \quad \sigma_k = 1.0 \quad , \quad \sigma_{\varepsilon} = 1.3$$

Ces valeurs ont été déterminées à partir des expériences avec l'eau et l'air, pour des écoulements turbulents fondamentaux de base (jet, couche limite, couche de mélange) comprenant des écoulements homogènes, turbulents et isotropes. Ils ne se sont pas avérés très performants aux voisinages des parois et les écoulements fortement cisailés, d'où le recours à d'autres modèles.

II.7. MODELE K- ω

Le modèle standard k- ω dans le Fluent est le modèle proposé par Wilcox (*Turbulence Modeling for CFD*. DCW Industries, Inc., Canada, California, 1998).

Celui-ci introduit des modifications pour tenir compte des effets de faible nombre de Reynolds, la compressibilité, la propagation et le cisaillement de l'écoulement.

Le modèle de Wilcox prévoit le cisaillement des écoulements libres axisymétriques, des sillages lointains, les couches de mélange, en écoulement plan, les jets ronds et plans, et les écoulements pariétaux. Une autre variante du modèle standard k- ω est le modèle appelé les SST - k- ω ce dernier est également disponible dans FLUENT.

Le modèle standard k- ω est un modèle empirique basé sur les équations du transport pour l'énergie cinétique turbulente (k), et le taux spécifique de dissipation (ω), qui est définie par le rapport : $\omega \approx \frac{\varepsilon}{k}$.

II.7.1 Equation du transport pour le modèle standard k- ω

L'énergie cinétique turbulente (k) et le taux spécifique de dissipation (ω), sont obtenus à partir des équations de transport suivantes :

Chapitre II : Modélisation de la turbulence

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho k U_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} (\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j}) + G_k - Y_k + S_k \quad (32)$$

Et

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \omega U_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} (\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j}) + G_\omega - Y_\omega + S_\omega \quad (33)$$

Dans ces équations, G_k représente la production de l'énergie cinétique de turbulence due aux gradients moyens de vitesse, G_ω représente la production de ω , Γ_k et Γ_ω la diffusivité effective de k et ω respectivement, Y_k et Y_ω la dissipation de k et ω due à la turbulence et S_k et S_ω les termes sources correspondants.

II.7.2 Les constantes du modèle

La diffusivité effective pour le modèle k- ω est donnée par :

$$\Gamma_k = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \text{ et } \Gamma_\omega = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega}$$

Où σ_k et σ_ω sont respectivement le nombre de Prandtl turbulent pour k et ω .

La viscosité turbulente μ_t est déduite à partir de la relation suivante:

$$\mu_t = \alpha^* \frac{\rho k}{\omega}$$

Correction pour les faibles nombres de Reynolds

Le coefficient α^* corrige la viscosité turbulente pour les faibles nombres de Reynolds et est déterminé par :

$$\alpha^* = \alpha_\infty^* \left(\frac{\alpha_0^* + Re_t / Re_k}{1 + Re_t / Re_k} \right)$$

Où $Re_t = \rho k / \mu \omega$, avec $Re_k = 6$; $\alpha_0^* = \beta_i / 3$ et $\beta_i = 0.072$

Remarque : Pour les grands nombres de Reynolds pour ce modèle on a : $\alpha^* = \alpha_\infty^* = 1$

II.8 Fonction de parois

II.8.1 Formalisme

Les écoulements turbulents au voisinage des parois, posent beaucoup de problèmes dans la modélisation, car on passe d'un régime turbulent assez loin à un régime laminaire dans la sous couche visqueuse. Donc il faut trouver un modèle qui gère simultanément un écoulement à faibles et à fort de Reynolds. Le champ de vitesse moyenne est déduit à partir

Chapitre II : Modélisation de la turbulence

du frottement généralement, la condition qui doit être satisfaite aux parois, c'est la condition d'adhérence. Très près de la paroi, l'atténuation visqueuse réduit les fluctuations tangentielles de vitesse, alors que le blocage cinématique réduit les fluctuations normales. Vers la partie externe de la région près de la paroi, la turbulence augmente brusquement par la production de l'énergie cinétique turbulente qui est due aux grands gradients de la vitesse moyenne.

Les modèles **K-ε**, **RSM**, et les modèles **LES** sont principalement valables pour les écoulements turbulents libres (c.-à-d., l'écoulement dans les régions légèrement loin de la paroi). Le modèle de Spalart-Allmaras et le modèle **k-ω** ont été conçus pour être appliqués dans toute la couche de frontière, avec un choix judicieux de la maille près de parois.

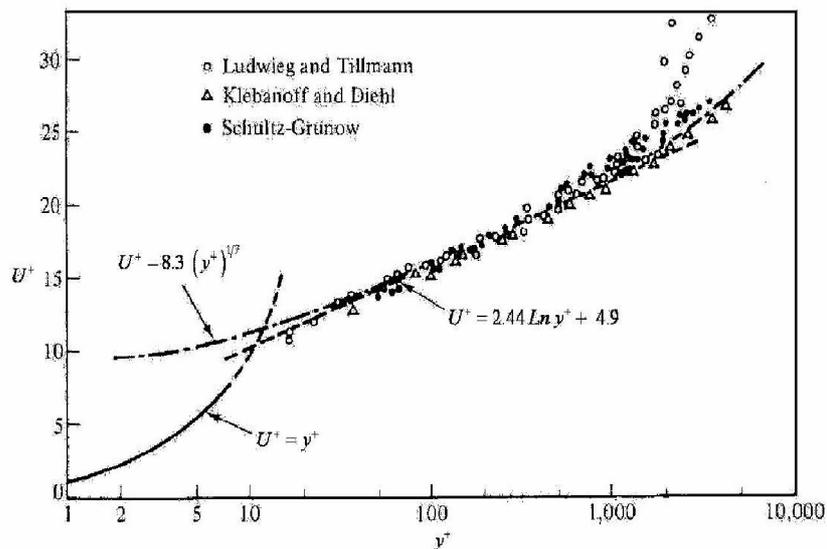


Figure II.2. Subdivisions dans la région de près de la paroi (Profil de la vitesse)

II.8.2 Méthode de travail

La région de proche paroi est subdivisée comme l'indique la figure II.1. Traditionnellement, il y a deux approches pour modéliser la région proche de la paroi. Dans une approche la viscosité étudiée dans la région intérieure (la sous-couche visqueuse, et la couche intermédiaire) ne sont pas résolues.

Chapitre II : Modélisation de la turbulence

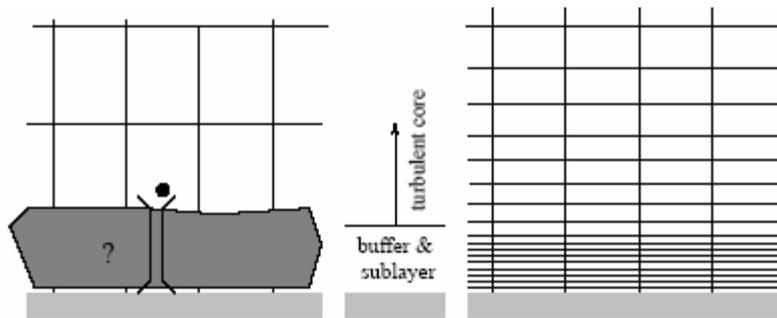


Figure II.3 Maillage au voisinage de la paroi et traitement de parois par le Fluent

Des formules semi empiriques appelées les "fonctions de paroi" sont utilisées pour établir un lien entre la viscosité qui touche à la paroi et la région pleinement turbulente. Dans une autre approche, les modèles de turbulence sont modifiés pour permettre à la région près de parois ou la viscosité affectée d'être résolue avec une maille, y compris la sous-couche visqueuse. Cette approche est nommée sous le « modèle près de la paroi ». Ces deux approches sont décrites schématiquement sur la **figure II.3**.

L'approche de fonction de paroi est plus utilisée parce qu'elle est pratique, robuste, et raisonnablement précise. C'est une option très utilisée pour les traitements de paroi dans la simulation des écoulements industriels.

L'apparition de la fonction de parois, toutefois, est inadaptée dans certaines situations où les effets des faibles nombres de Reynolds sont dominants dans le domaine d'écoulement en question, et les hypothèses des fonctions de paroi cessent d'être valables. De telles situations exigent les modèles de lois de parois qui sont efficaces dans la région où la viscosité effective est intégrable aux parois.

FLUENT offre les deux approches de fonction de parois.

II.8.3. Traitement de paroi utilisé dans la présente étude

Le traitement de paroi par une loi de paroi, est une méthode qui présente un modèle de deux couches. La maille près de la paroi doit être adéquate pour pouvoir résoudre la sous-couche laminaire, ce traitement de paroi sera identique au modèle de deux couches

Chapitre II : Modélisation de la turbulence

traditionnelle (voir ci-dessous pour des détails). Cependant, la restriction de la maille près de la paroi doit être fine afin de pouvoir imposer une condition pour le calcul.

La délimitation des deux régions est basée sur la dimension de la paroi et le nombre de Reynolds turbulent Re_y défini par :

$$Re_y = \frac{\rho y \sqrt{k}}{\mu}$$

Où y représente la distance normale au centre de la première cellule, dans le code Fluent y est définie comme une distance la plus proche à la paroi.

En outre, y est défini de façon indépendante de la structure de la maille utilisée, qui est aussi valable pour des mailles non structurées.

Dans la région complètement turbulente on a, $Re_y > Re_y^*$; $Re_y^* = 200$.

Dans la région visqueuse $Re_y > Re_y^*$ le modèle à une équation de Wolfstein est utilisé.

Dans ce modèle les équations de mouvements et l'équation de l'énergie cinétique k sont retenues, cependant la viscosité turbulente μ_t est calculée à partir de :

$$\mu_{t,2layer} = \rho C_\mu l_\mu \sqrt{k}$$

La longueur l_μ est déduite à partir de l'équation :

$$l_\mu = y C_\ell^* (1 - e^{-R e_y / A_\mu})$$

$$C_\ell^* = k C_\mu^{-\frac{3}{4}}$$

A $\mu = 70$, $\kappa = 0.42$ Constant de Von karman, $C = 0.09$

CONCLUSION

Notre travail est basé sur la modélisation du type RANS, le modèle utilisé à savoir le modèle $k-\varepsilon$ réalisable est couplé à des fonctions de parois qui s'adaptent au type de la configuration étudiée.



Chapitre III :
Mise en œuvre par
fluent



Chapitre III : MISE EN ŒUVRE PAR FLUENT

III.1 INTRODUCTION

GAMBIT et FLUENT sont deux logiciels complémentaires, permettant d'effectuer des simulations 2D ou 3D en mécanique des fluides. Le code CFD FLUENT 6.3 nécessite l'usage d'un autre logiciel GAMBIT pour concevoir le maillage. Ces deux logiciels sont largement utilisés dans l'industrie (automobile, aéronautique, espace, etc.) en raison de leur interface graphique puissante et de la diversité de leurs options. Ils permettent de résoudre des simulations sur tous les types de géométries complexes (fixes ou mobiles) avec des maillages adaptés et par plusieurs types de modèles physiques stationnaire ou instationnaire (diphasiques, thermique, turbulents, changement de phase, etc.). FLUENT est un code de calcul CFD (Computational Fluid Dynamics) capable de simuler des problèmes des écoulements laminaires ou turbulents, monophasiques ou diphasiques. Ce code CFD est basé sur la méthode des volumes finis pour résoudre les équations de transport qui gouvernent le mouvement moyen et fluctuant. GAMBIT est un logiciel de DAO pour la génération du maillage.

On distingue deux cas dans notre étude:

- Cas 1: Deux jets plans parallèles impactant une paroi solide
- Cas 2: Deux jets plans inclinés impactant une paroi solide

Remarque: On a la même géométrie et configuration et maillage pour les deux cas des jets impactant une paroi solide, les étapes de la résolution numérique des équations du mouvement de notre problème nécessitent le passage par les étapes suivantes :

Patrie A: Deux jets plans parallèles impactant une paroi solide

III .2 GENERATION DU MAILLAGE

Les caractéristiques dynamiques et thermiques des grandeurs physiques moyennes et fluctuantes de l'écoulement produit par ce type d'interaction sont discrétisées sur des cellules qui forment le maillage de la configuration par le logiciel GAMBIT. Différentes étapes successives doivent être :

Chapitre III : MISE EN ŒUVRE PAR FLUENT

III .2.1 CREATION DE LA GEOMETRIE DANS GAMBIT

Pour réaliser le schéma de la configuration par le gambit, on doit d'abord définir les coordonnées exactes des points qui délimitent le domaine de calcul par leurs coordonnées exacts, par la suite on les relie par des segments de droite: figure III .1

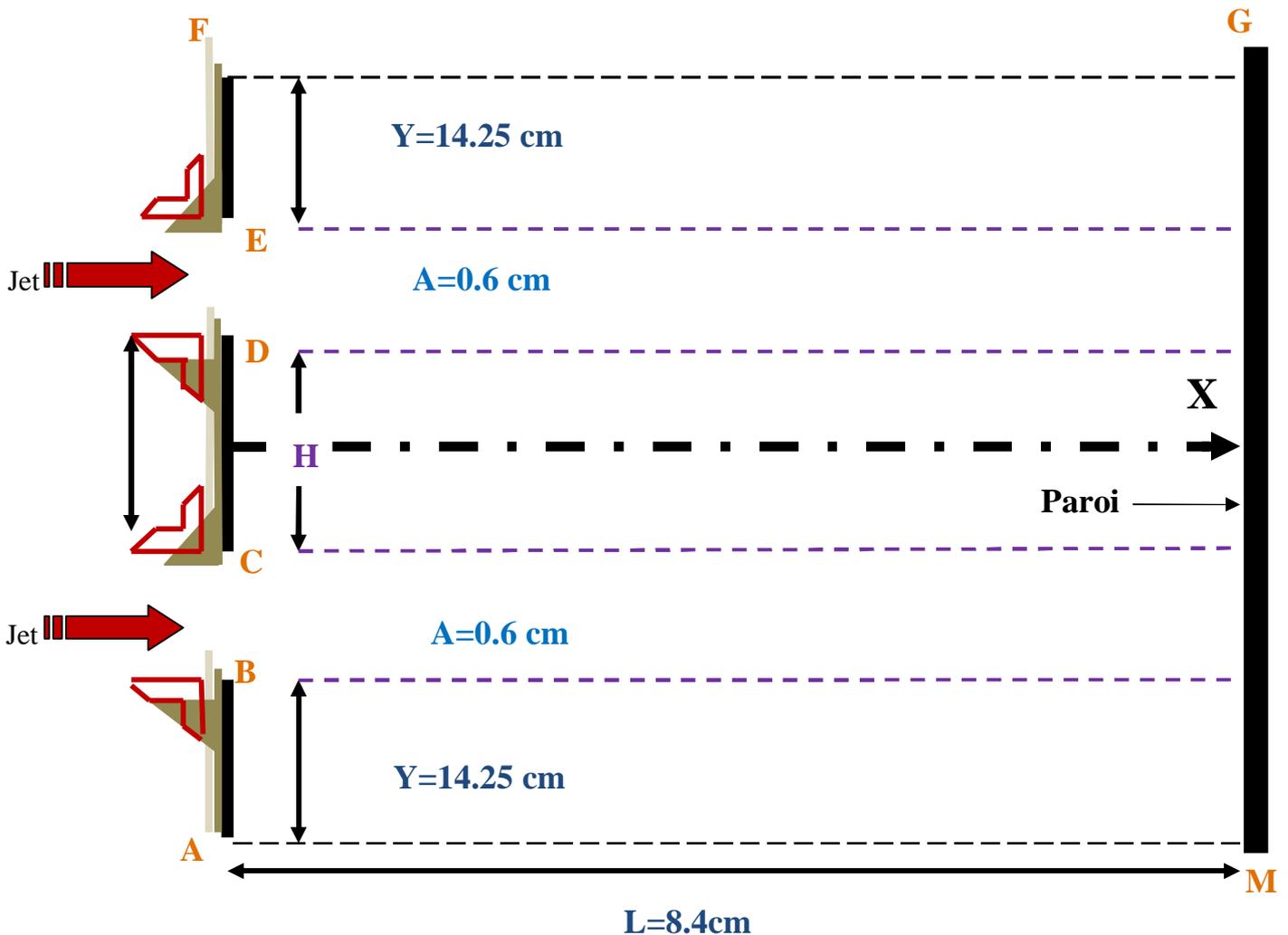


Figure III.1 Présentation de la configuration du problème Domaine de calcul

Lorsque le domaine de calcul est défini, on génère le maillage par la suite. Comme le montre la figure 1 plusieurs types de frontière apparaissent dans notre domaine de calcul de

- Deux entrées du jet (BC et DE).
- Quatre parois verticales (AB, CD, EF et MG).
- Deux frontières libres horizontales (AM et FG).

Chapitre III : MISE EN ŒUVRE PAR FLUENT

III.2.2 MAILLAGE DU DOMAINE DE CALCUL PAR LE LOGICIEL GAMBIT

Ce logiciel (Gambit), nous offre une des 3 Techniques distinct :

1. Maillage des arêtes, faces, volume.
2. Maillage des faces, volume.
3. Maillage du volume.

La qualité du maillage joue un rôle très important dans la précision et la stabilité du calcul numérique. Le nombre et la distribution des nœuds à travers chaque frontière du domaine de calcul, est choisi sur la base des considérations physiques. Un test préliminaire pour différents maillages est indispensable pour toute étude numérique.

Le maillage adopté est ainsi un maillage structuré, raffiné près des parois afin de faire un traitement de parois efficace en tenant compte des effets visqueux. Des resserrements sont également adaptés dans les régions à forts cisaillements.

Pour notre configuration, on a imposé un maillage structuré non uniforme représenté dans la figure III.2 qui se compose de ($N_x=200 * N_y=110$) nœuds.

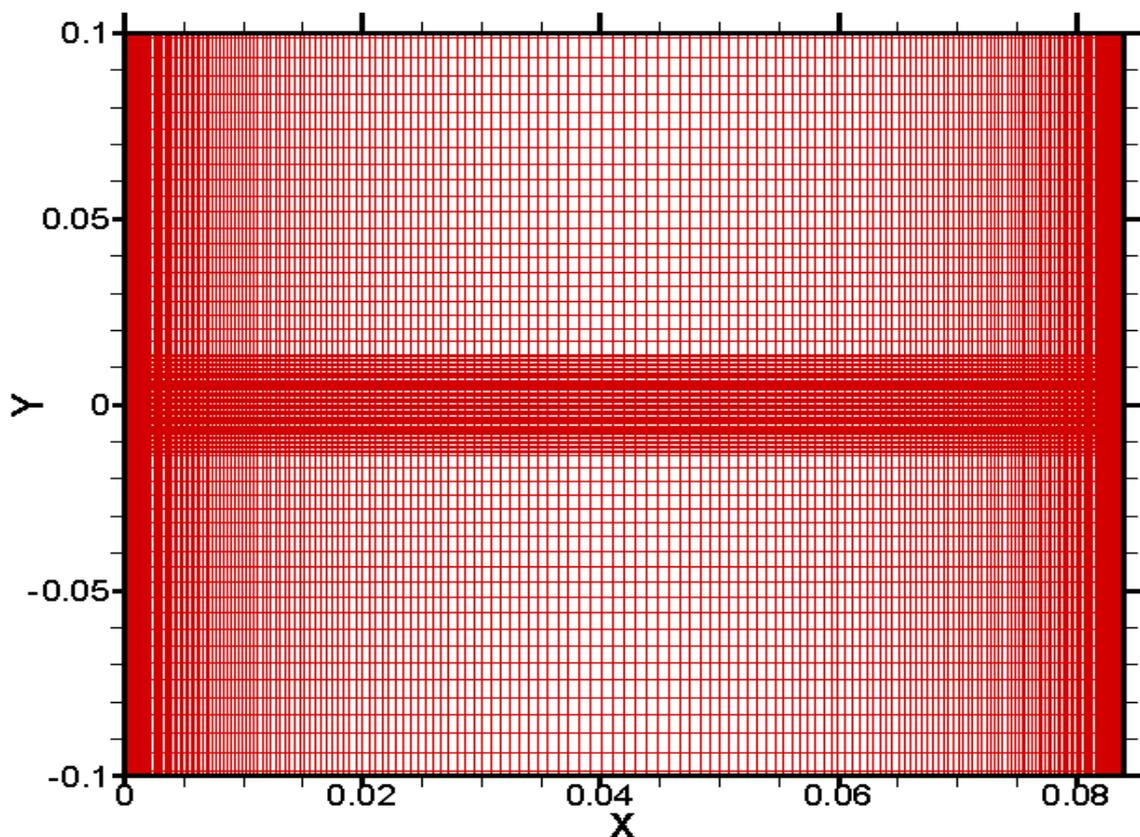


Figure III.2 Le maillage type de la configuration

Chapitre III : MISE EN ŒUVRE PAR FLUENT

III.2.3 NATURE DES CONDITIONS AUX LIMITES DANS GAMBIT

On définit par la suite la nature des conditions aux limites de chaque frontière du domaine comme l'indique la figure III.3.

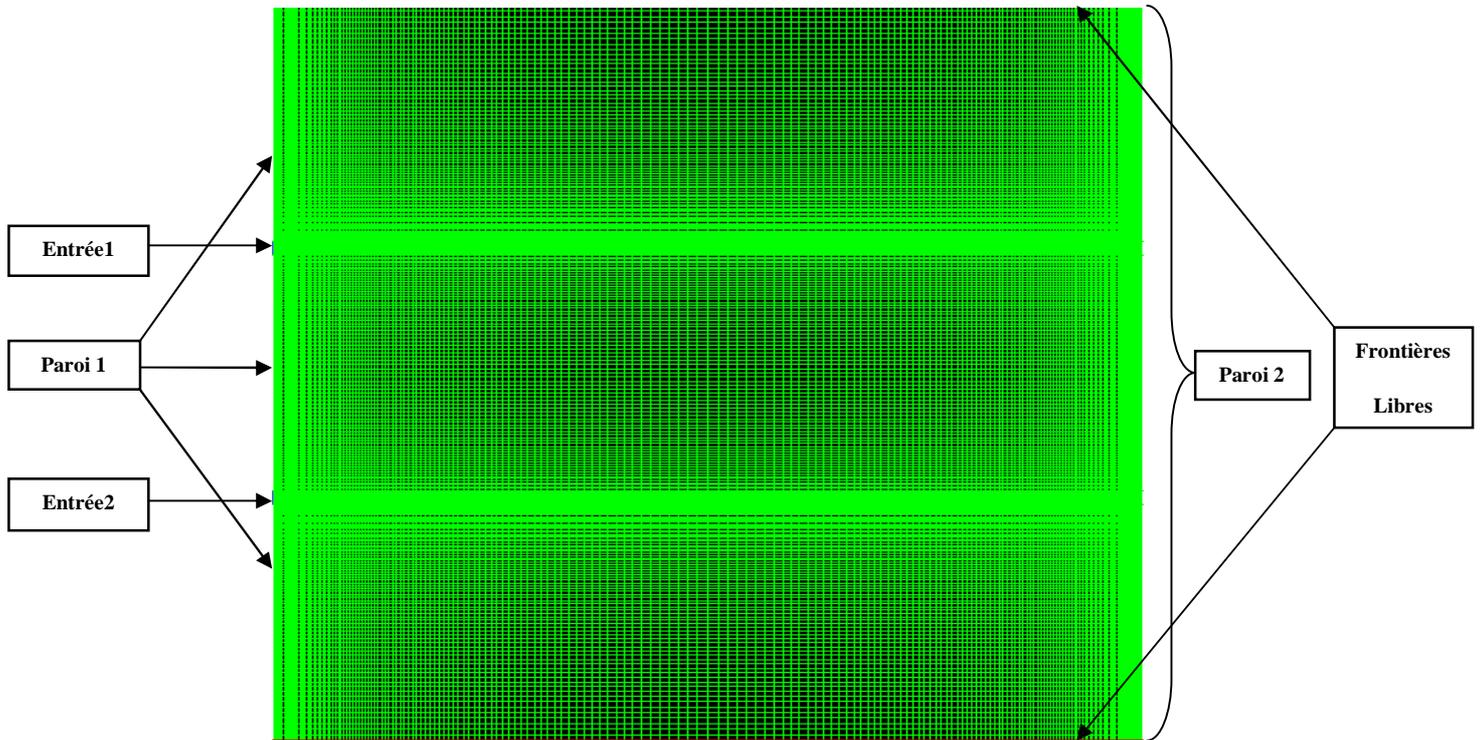


Figure III.3 Conditions aux limites

III.2.4. ENREGISTREMENT DES CONDITIONS AUX LIMITES DE NOTRE PROBLEME DANS LE GAMBIT

Comme on l'a signalé dans l'introduction, le gambit est un support technique indispensable pour le Fluent, permettant de générer le maillage et d'imposer la nature des conditions aux limites.

REMARQUE: plusieurs grilles ont été testées afin de choisir le bon maillage pour la convergence de la solution.

Chapitre III : MISE EN ŒUVRE PAR FLUENT

III. 3. FLUENT

Après avoir Défini les conditions de notre configuration par le gambit, on effectue le transfert des résultats obtenus, par un fichier Gambit dans le Fluent. On doit s'assurer des dimensions réelles de notre configuration par le panneau « scale », après on impose les propriétés physiques (dynamiques et thermiques) du problème considéré. (La nature du fluide, le modèle de turbulence ou autres).

III.3.1. ETAPES DU TRAVAIL

Le panneau « materials » est utilisé pour définir les caractéristiques physiques du fluide ou du matériau utilisé. Les données des matériaux peuvent être aussi directement téléchargés de la base de données globale ou être définis localement.

✓ **Define** → **Materials**

Cette commande permet de définir les caractéristiques physiques (densité, conductivité thermique, viscosité) des fluides considérés.

➤ **Tableau III.1 Caractéristiques physiques de l'air**

propriétés	Unité	Méthode	valeurs
Densité (gaz idéal incompressible)	kg/m ³	constante	1.225
Cp (Chaleur Spécifique)	j/kg-k	constante	1006.43
Conductivité thermique	w/m-k	constante	0.0242
Viscosité	kg/m-s	constante	1.5E-05
Masse	kg/kg mol	constante	28.966

Chapitre III : MISE EN ŒUVRE PAR FLUENT

Dans la présente étude, on a utilisé de l'air à la température ambiante, les propriétés thermo-physiques constantes sont indiquées dans le panneau de configuration du Fluent et résumées dans le tableau.III.3.

✓ —→ Define/Models/Solver...

Ce panneau nous permet de choisir la méthode de résolution à utiliser dans le calcul, comme l'indique le panneau correspondant :

✚ La nature de l'écoulement bidimensionnel (2D), tridimensionnel (3D) ou axisymétrique.

✚ L'écoulement est stationnaire ou instationnaire

✚ Méthode de résolution.

✚ Formulation de la vitesse (deux options sont proposées vitesse absolue ou vitesse relative).

✚ Une autre option pour le choix de la technique de calcul des différents gradients.

✚ Une option pour les milieux poreux.

Les icônes sélectionnées pour notre problème sont indiquées dans le panneau ci-dessus.

✓ Define —→ Models —→ Viscous...

Ce panneau nous permet de fixer le modèle de fermeture de turbulence utilisé, les constantes de modélisation correspondantes, le traitement de paroi adopté, la pression et les effets thermiques.

Bien que des constantes du modèle standard par défaut soient les plus largement validées, il y a possibilité de les changer (si nécessaire).

Comme le montre ce panneau, le grand choix disponible des modèles a sélectionné justifie la puissance et la performance de ce logiciel.

- Dans la présente étude on a utilisé le modèle **k-ε réalisable**.

Chapitre III : MISE EN ŒUVRE PAR FLUENT

La loi de paroi indique le traitement près de la paroi employé relative au modèle de la turbulence choisie (Enhanced wall function).

✓ **Define/Models/Energy**

Cette icône permet de prendre en considération l'équation de l'énergie ou du transfert thermique relatif au problème choisi.

On peut l'activer ou le désactiver pour le calcul tout dépend du problème en question s'il est avec ou sans effets thermiques.

✓ **Define** → **Boundary Conditions...**

Ce panneau nous permet de préciser la nature des frontières et de fixer les conditions aux limites. La nature des frontières a été définie dans le GAMBIT lors de la génération du maillage.

➤ **Tableau III.2 : Conditions aux limites**

Zone	Type
Air	Fluide
Défaut-interior	intérieur
Jet 1	Velocity-inlet
jet 2	Velocity-inlet
Frontières libres	Pressure-outlet
paroi 1	Wall
paroi 2	Wall

Chapitre III : MISE EN ŒUVRE PAR FLUENT

On impose les conditions aux limites du problème pour chaque frontière. Dans ce panneau on définit la nature du fluide.

✓ **Default-interior** : Il n'y a aucune condition à placer, il s'agit du domaine de calcul.

✓ **Velocity-inlet**

L'icône entrée de la vitesse peut être utilisée dans FLUENT pour définir la vitesse d'écoulement à la sortie. Les conditions d'entrée de la vitesse sont utilisées pour définir les composantes de la vitesse et les autres variables (énergie cinétique k , taux de dissipation ε ,...) appropriées à cette frontière.

Des options sont proposées dans ce panneau comme : « **Specification method** » qui permet de choisir l'échelle turbulente utilisée à l'entrée de l'écoulement et les paramètres de turbulence correspondant. Fluent offre le choix de plusieurs types de paramètres de turbulence du modèle choisi. (K- ε)

 Intensité de la turbulence et l'échelle de longueur

 Intensité de la turbulence et le rapport des viscosités.

 Intensité de la turbulence et le diamètre hydraulique.

 Dans la présente étude, on a imposé l'énergie cinétique turbulente k et la dissipation ε .

REMARQUE: Les mêmes conditions sont imposées à l'entrée 2, puisqu'il s'agit de deux jets identiques. Les conditions d'entrées de notre problème sont résumées dans le tableau suivant :

Chapitre III : MISE EN ŒUVRE PAR FLUENT

Tableau.III. 3 Valeurs des conditions des deux entrées parallèle (DE et BC)

Vitesse (U_0)	15 m/s
Méthode spécifiée	k- ϵ
Température T	360 K

Les valeurs de k et de ϵ sont déduites à partir des formules empiriques suivantes :

$$k = 0.02U_0^2$$

$$\epsilon = C_\mu k^{3/2} / (0.03)(D_{jet})$$

Avec $C_\mu = 0.09$ et $D_{jet} = 0.006$ m

✓ **Pressure-outlet** : cette icône est utilisée pour les frontières libres.

Les conditions aux limites de la pression à la sortie exigent les spécifications d'une pression statique (de mesure) juste à la sortie suivante.

Les méthodes spécifiques utilisent les conditions aux limites à l'entrée sont exactement similaires à ceux de la pression. La condition sur la vitesse au niveau de ce type de frontière est imposée.

La seule condition aux limites qui diffèrent est celle de la température.

✓ **Wall** : Des conditions d'adhérence à la paroi sont imposées utilisées pour ce type de frontière. Les parois considérées dans cette étude sont chauffées à une température fixe:

T Wall 1= 360° , T Wall 2= 300°

Les frottements à la paroi peuvent être pris en considération par le cisaillement.

Chapitre III : MISE EN ŒUVRE PAR FLUENT

✓ Solve → Controls → Solution...

Le panneau de contrôles de la résolution permet de choisir la technique numérique, adopter particulièrement le schéma d'interpolation et le couplage vitesse- pression et les valeurs des facteurs. De sous relaxation (Patankar S.V. 1980).

Paramètres de sous relaxation qui ont donne une bonne convergence sont présentés dans le tableau.III.6

➤ Tableau III.4 Facteur de sous relaxation

Variables	Facteur de Relaxation
pression	0.5
Densité	0.5
Forces de volume	0.5
Quantité de mouvement	0.5
Energie cinétique turbulente	0.5
Le taux de dissipation turbulente	0.5
Viscosité turbulente	0.5
Energie	0.8

Chapitre III : MISE EN ŒUVRE PAR FLUENT

- Schémas d'interpolation
- Tableau III.5 Schéma d'interpolation

Variables	Schémas d'interpolation
pression	Standard
Quantité de mouvement	Power Law
Energie cinétique turbulente	Power Law
Le taux de dissipation turbulente	Power Law
Energie	Power Law

Traitement du couplage Pression-Vitesse :

Les équations de quantité de mouvement sont couplées par le champ de pression. Ce couplage vitesse – pression provient de l'absence d'équations explicites qui gouvernent le champ de pression. Pour cette raison, on utilise des méthodes indirectes.

Il existe plusieurs algorithmes. pour assurer le couplage pression-vitesse tels que SIMPLE, SIMPLEC et PISO. Ce dernier étant recommandé pour les problèmes in stationnaires Le couplage pression- vitesse choisie est l'algorithme SIMPLE,

le calcule doit être répété ce que la stabilité soit satisfaite.

✓ Solve → initialise

Chapitre III : MISE EN ŒUVRE PAR FLUENT

Ce panneau permet de fixer les valeurs initiales pour la solution avant de commencer le calcul.

$$U=15 \text{ m/s}$$

$$K=4.5 \text{ m}^2/\text{s}^2$$

$$E=4772.97 \text{ m}^2/\text{s}^3$$

$$T=360 \text{ K}$$

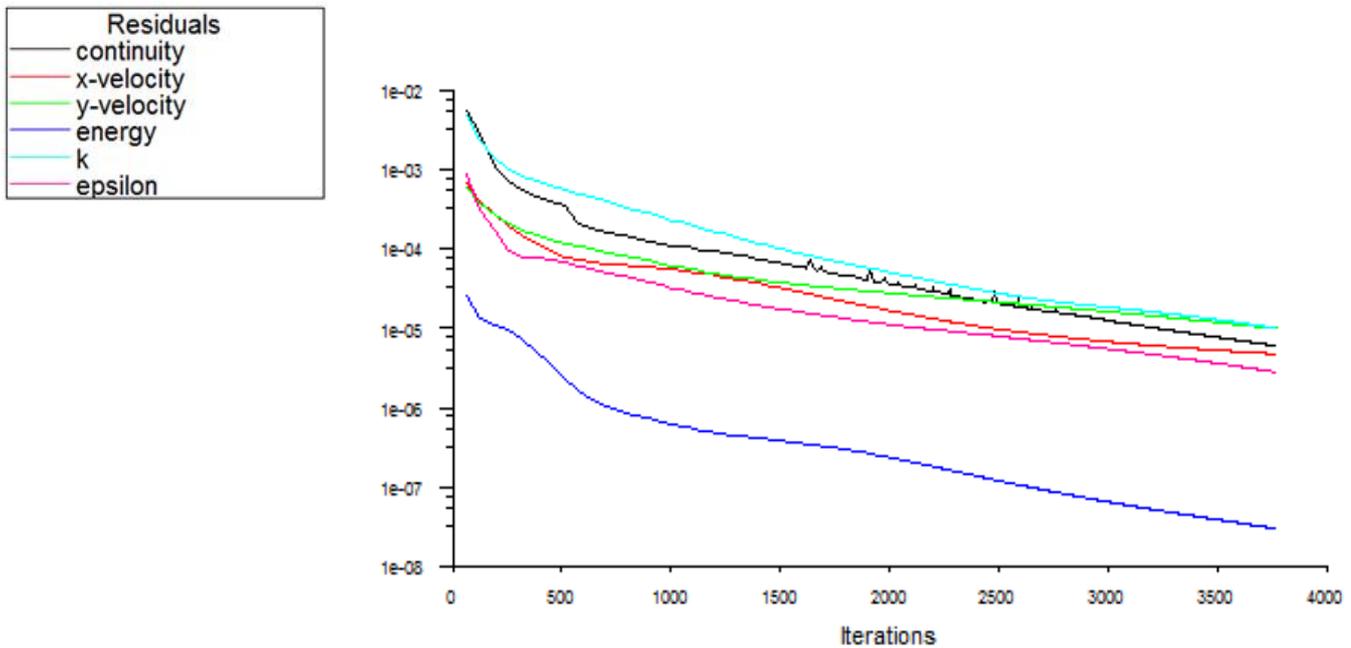
✓ **Solve** → **Monitors** → **Résidual**

Nous devons représenter l'évolution des résidus au cours des itérations pour le contrôle de la convergence. La précision des résultats peut être fixée par l'opérateur pour chaque variable indépendante.

✓ **Solve** → **iterate**

La convergence par Fluent est contrôlée suivant la valeur des résidus des différents paramètres de l'écoulement, le test d'arrêt des itérations imposé lorsque les résidus calculés le critère de convergence imposé par l'utilisateur.

III .3.2 Contrôle de la convergence:



Scaled Residuals

May 16. 2015

FLUENT 6.3 (2d, dp, pbns, rke)

Figure III.4 Contrôle de la convergence "parallèles"

Chapitre III : MISE EN ŒUVRE PAR FLUENT

Patrie B: Deux jets plain incliné impactant une paroi solide

Dans ce cas on va déclarer les vitesses (V_x, V_y) en fonction de l'angle d'inclinaison et la vitesse U_0 , le tableau suivant résumé les conditions de notre cas:

Tableau.III. 6 Valeurs des conditions des deux entrées inclinées (DE et BC)

Vitesse (U_0)	20 m/s
Méthode spécifiée	k- ϵ
Température T	360 K
L'angle d' inclinaison	45°
Jet 1	$V_x = 14.14$ m/s
	$V_y = -14.14$ m/s
Jet 2	$V_x = 14.14$ m/s
	$V_y = 14.14$ m/s

$$V_x = U_0 * \cos \theta \quad ; \quad V_y = U_0 * \sin \theta$$

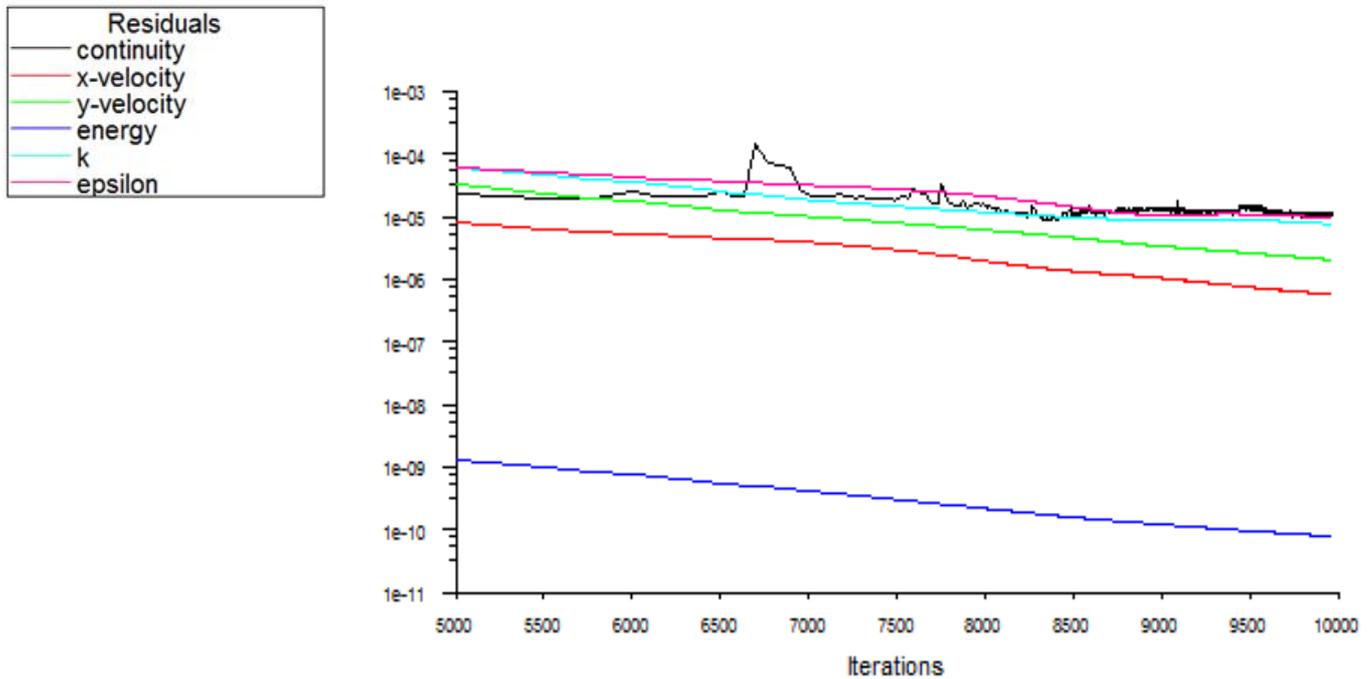
le calcul doit être répété ce que la stabilité soit satisfaite.

✓ Solve → initialise

✓ Solve → iterate

Chapitre III : MISE EN ŒUVRE PAR FLUENT

III .3.3 Contrôle de la convergence:



Scaled Residuals

May 16, 2015

FLUENT 6.3 (2d, dp, pbns, rke)

Figure III.5 Contrôle de la convergence "inclinés"

CONCLUSION

L'originalité de ce travail consiste dans un premier temps à déterminer la structure de l'écoulement résultant de l'interaction de deux jets impactant une paroi ainsi que la mise en évidence du point de stagnation à la paroi d'impact mais aussi les deux jets pariétaux qui prennent naissance après impact avec la paroi solide.

L'évaluation des résidus au cours des itérations qui peut être visualisé directement sur l'écran permet le contrôle de la convergence.



Chapitre IV:
EXPLOITATION DES
RESULTATS ET
INTERPRETATION



Chapitre IV: EXPLOITATION DES RESULTATS ET INTERPRETATION

PARTIE A: ETUDE NUMERIQUE DE DEUX JETS PLANS PARALLELES IMPACTANT UNE PAROI SOLIDE

IV.1 INTRODUCTION

Ce travail est une contribution à l'étude de deux cas de l'interaction de deux jets plans impactant (parallèles et inclinés). Cette étude est menée numériquement par la méthode des volumes finis basée sur le modèle de la turbulence de fermeture en un point à un fort nombre de Reynolds : le modèle énergie dissipation (k- ϵ) réalisable. Ce modèle est très simple à mettre en œuvre pour des applications universelles dont l'intérêt est utile pour l'industrie. Toute l'étude est basée sur le concept d'une viscosité turbulente isotrope, les zones adjacentes aux parois solides ont nécessité un traitement particulier par la méthode connue «fonctions de paroi».

IV.2 PARAMETRES GEOMETRIQUES, DYNAMIQUES ET THERMIQUES

Dans notre travail les conditions des jets sont caractérisés par une vitesse de sortie $U_0 = 15\text{m/s}$, une température identique à celle des parois solides de 360 K et un taux de turbulence de 2 %. Le fluide ambiant est supposé au repos à la température de 300 K. Les caractéristiques géométriques et les propriétés du fluide sont indiquées dans le tableau. IV.1.

Le paramètre dynamique choisi dans cette étude est le nombre de Reynolds basé sur la vitesse de sortie du jet U_0 , la hauteur de la buse ($A=0.006\text{ m}$) et la viscosité cinématique du fluide (air) ν .

Tableau IV.1 : Paramètres de l'étude

Paramètres	Dimensions	Remarque
Epaisseur de la buse de chacun des deux jets	$A=0.6\text{cm}$	Cette épaisseur est maintenue Constante dans toute l'étude
La distance entre les deux jets	$H=2.5A$ (1.5cm)	Le cas de $H = 1.5\text{cm}$ à servi pour la validation, on a considéré d'autres cas Pour examiner son influence sur l'interaction

Chapitre IV: EXPLOITATION DES RESULTATS ET INTERPRETATION

Les parois extrêmes de la configuration Y=14.25cm Constante pour toute l'étude	$Y=14.25\text{cm}$	Constante pour toute l'étude
La longueur d'étude suivant l'axe des x	$D=14A$ (8.4cm)	Constante pour toute l'étude on a considéré d'autres cas (11A, 10A , 9A, 4A...)
Vitesse à la sortie du jet	$U_i = Re \nu / A = 15 \text{ m/s}$	$Re= 6000$ pour toute l'étude on a considéré d'autres cas (4000, 4800 , 8000...)
Viscosité cinématique	$\nu = 1.5 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$	Viscosité cinématique de l'air
Densité du fluide	$\rho = 1.025 \text{ Kg/m}^3$	ρ densité de l'air aux conditions normales de température et de pression
La distance de fusionnement Xmp	$X_{mp} = 2\text{cm}$	Le point où la vitesse est nulle
Le point combiné Xcp	$X_{cp} = 4 \text{ cm}$	Le point où la vitesse est maximale

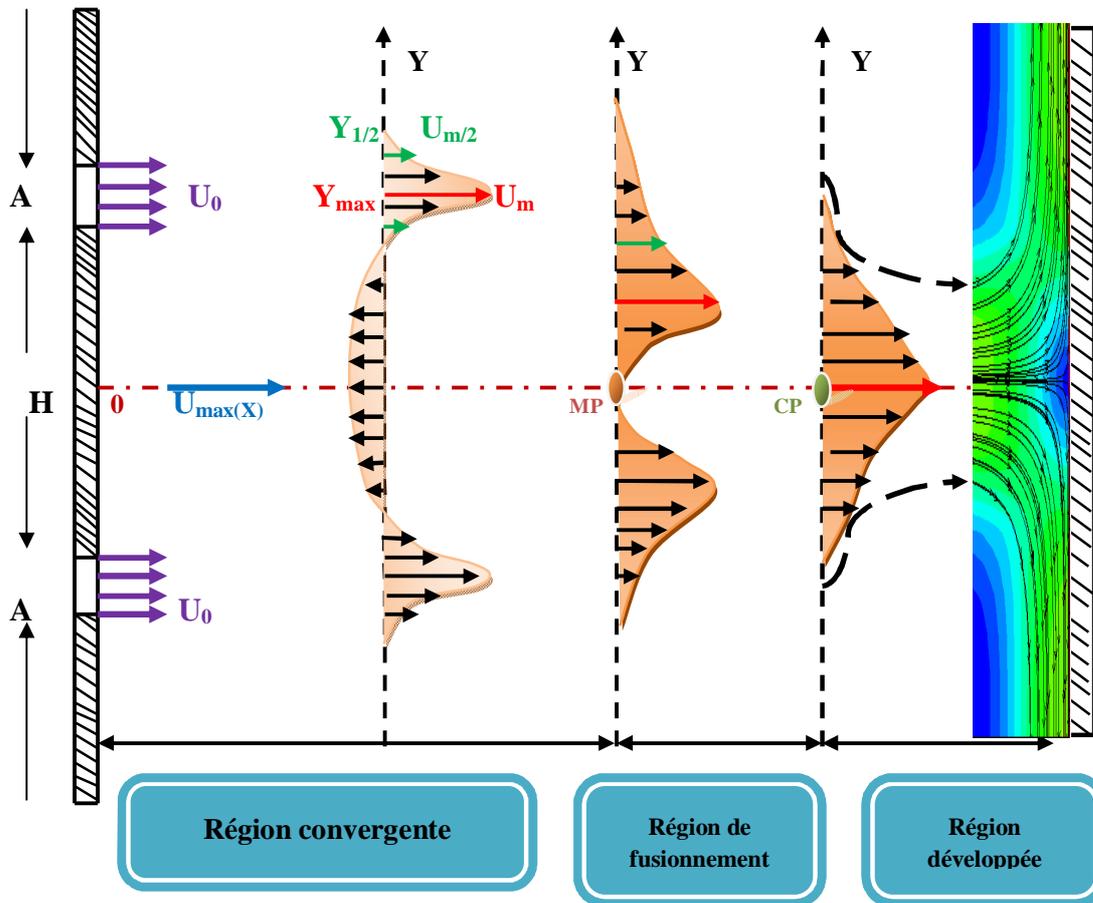


Figure IV.1. Paramètres du problème

Il faut noter que la recherche d'une solution indépendante du maillage mène à des maillages assez différents en fonction de la géométrie étudiée. De façon générale, pour le modèle utilisé, on a adapté le même maillage pour chaque type d'interaction des deux jets (une même distance H).

Dans la pratique deux types de test doivent être entrepris, un test géométrique concernant le maillage du domaine de calcul et un autre test sur le pas de temps pour les écoulements in-stationnaires.

Le comportement du fluide de notre configuration est stationnaire, dont on a effectué uniquement un test géométrique. Nous représentons respectivement dans le tableau IV.2 les différentes grilles du maillage examinées.

Chapitre IV: EXPLOITATION DES RESULTATS ET INTERPRETATION

Les grilles des cas N°6, N°7 et N°8 donnent la même solution pratiquement, un écart est observé pour celles des cas N°1, N°2, N°3 et N°4. Donc pour économiser le temps de calcul on a opté pour la grille N°6.

Tableau IV.2 Nombre de nœuds (Test du maillage)

Nombre de nœuds (NX ,NY)	N°1	N°2	N°3	N°4	N°5	N°6	N°7	N°8
	100*70	100*80	150*80	150*100	150*110	200*110	250*250	300*300

IV.3 STRUCTURE DE L'ÉCOULEMENT (Re= 6000)

IV.3.1 Caractéristique de la vitesse moyenne le long de l'axe des abscisses

A- Evolution de la vitesse u

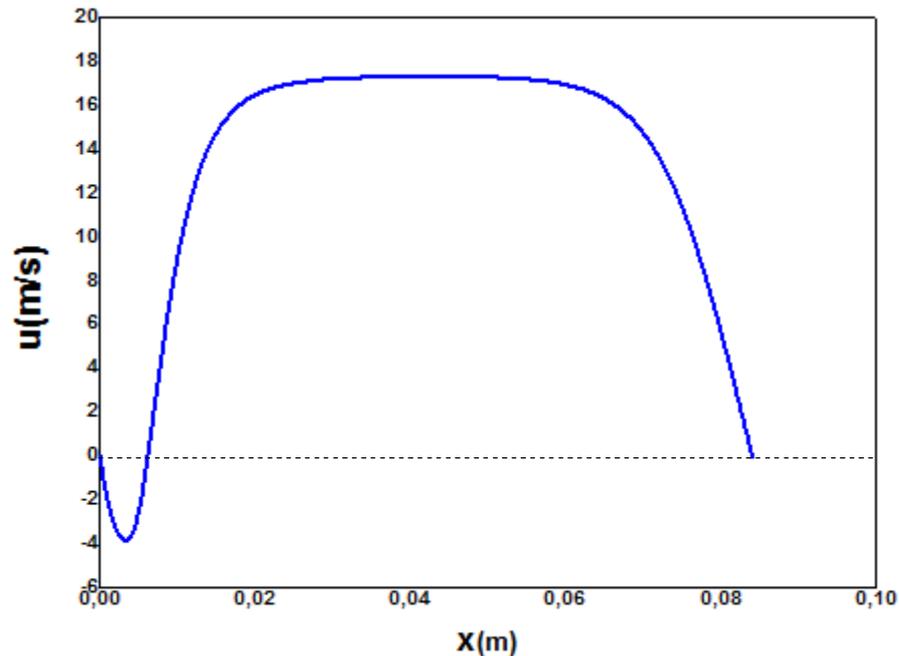


Figure IV.2 Evolution de la vitesse u le long de l'axe des abscisses

(Re= 6000 H/A= 2.5)

La région d'impact est caractérisée par un point de stagnation ainsi qu'une déflexion de l'écoulement axial du jet qui devient pariétal. A l'approche du point de stagnation, le jet ne possède plus les caractéristiques du jet libre. La vitesse sur l'axe du jet décroît jusqu'à devenir nulle à la paroi.

Chapitre IV: EXPLOITATION DES RESULTATS ET INTERPRETATION

On a le comportement connue du jet impactant [S. ROUX, L.-E. BRIZZI, E. DORIGNAC]

Le jet pariétal se développe après la zone de stagnation. En effet après la déflexion le jet devient transversal et se développe le long de la paroi d'impact. Dans cette région, l'écoulement est dominé par les effets pariétaux et les forces visqueuses

B-Evolution longitudinale de la vitesse maximale

Nous illustrons dans la figure IV.3 la distribution de la vitesse moyenne (U_{max}) le long de l'axe des abscisses obtenue par le calcul basé sur le modèle de turbulence k- ϵ . L'emplacement du point de fusionnement (M_p) et celui du point combiné (C_p) qui correspondent respectivement à $U_{max}=0$ et U_{max} =valeur maximale. En amont du point de fusionnement la vitesse est négative, ce qui s'explique par le retour du fluide au voisinage du mur qui sépare les deux jets. Celle-ci est due à une forte recirculation qui provoque le changement de signe du flux.

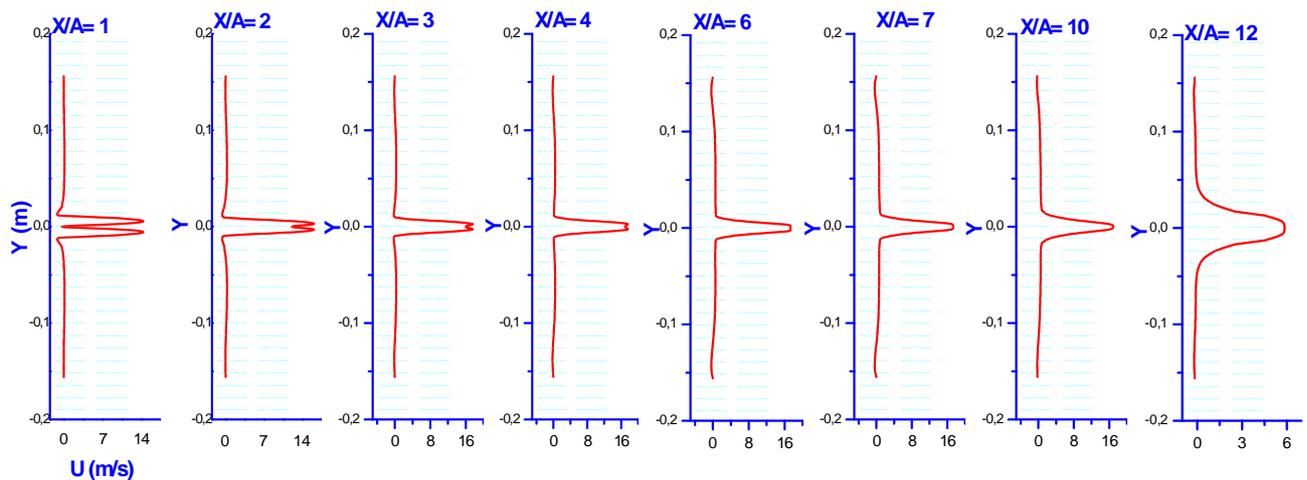


Figure IV. 3 : Evolution longitudinale de la vitesse maximale

La trajectoire des deux jets est correctement retrouvée par RANS ainsi que la formation du jet aval .A la sortie de l'injecteur ($x = 0$), on distingue deux pics, qui montrent que les deux jets ne sont pas encore tout à fait mélangés.

Ensuite la vitesse dans cette région augmente (en valeur absolue), puis diminue graduellement jusqu'au point de fusionnement (M_p) où elle s'annule. En aval de ce point U_{max} continue à augmenter progressivement jusqu'au point combiné (C_p) où la vitesse atteint une valeur optimale, au-delà de ce point les deux jets forment un seul jet. En aval de

Chapitre IV: EXPLOITATION DES RESULTATS ET INTERPRETATION

cette région, la vitesse de l'écoulement s'atténue. Les Position des points caractéristiques de l'interaction est donnée par le tableau IV.3

Tableau IV. 3 : Position des points caractéristiques de l'interaction

Caractéristiques de l'interaction	X_{mp}/A	X_{cp}/A
Modèle k- ϵ réalisable	3.66	6.66

IV.3.2 Lignes de courants

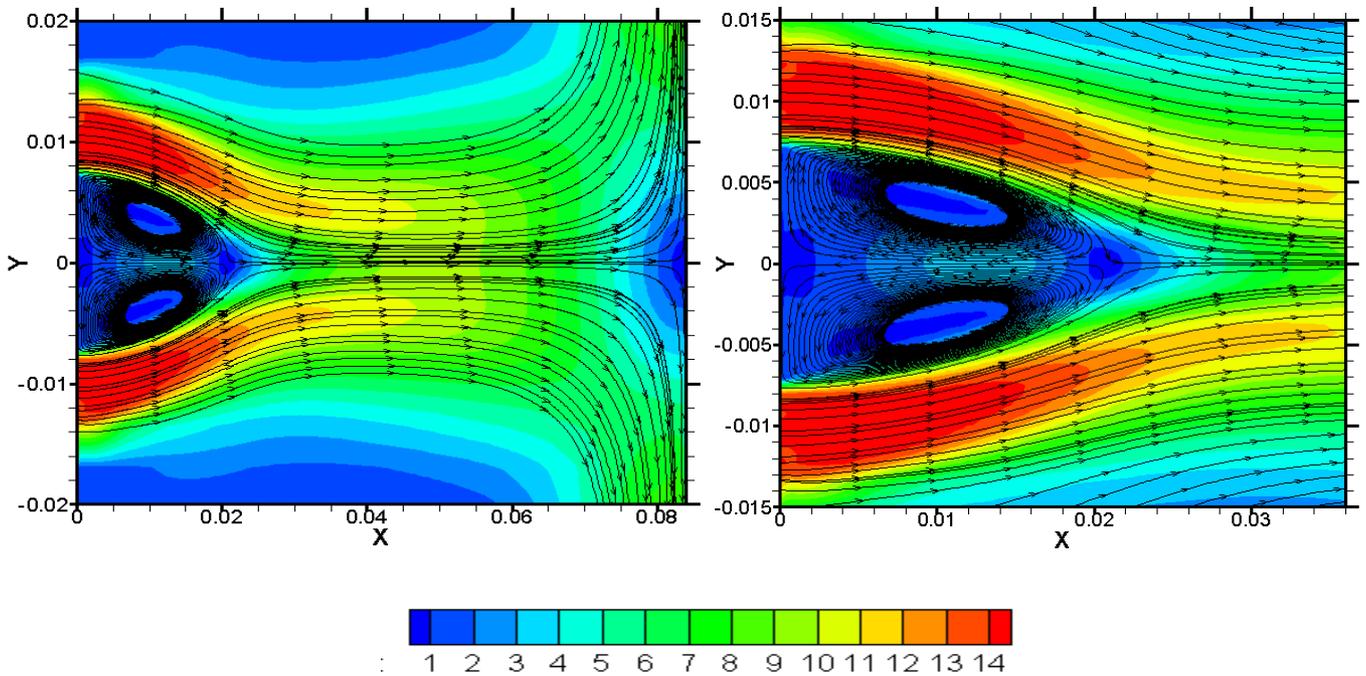


Figure IV.4 Lignes de courant et module de vitesse $Re=6000$ $H/A=2.5$

L'évolution spatiale des lignes de courant met en évidence deux structures tourbillonnaires parfaitement symétriques mises en jeu par l'interaction des deux jets.

Au niveau de la paroi d'impact on retrouve la zone de stagnation ainsi que les deux jets pariétaux qui se forment de part et d'autre de cette zone. Les points déterminants de ce type d'écoulement sont bien visibles (point de fusionnement et point combiné). La figure IV .4 illustre aussi les iso valeurs des modules de vitesse.

Chapitre IV: EXPLOITATION DES RESULTATS ET INTERPRETATION

IV.3.3 Vecteur vitesse

Dans cette partie nous allons discuter l'évolution des vecteurs vitesses moyennés figure I.5. Les changements de direction et de sens sont bien mis en évidence par le modèle k- ϵ réalisable entre les deux jets justifiant la présence de deux zones de recirculation parfaitement symétriques, par rapport au plan médiateur qui les sépare.

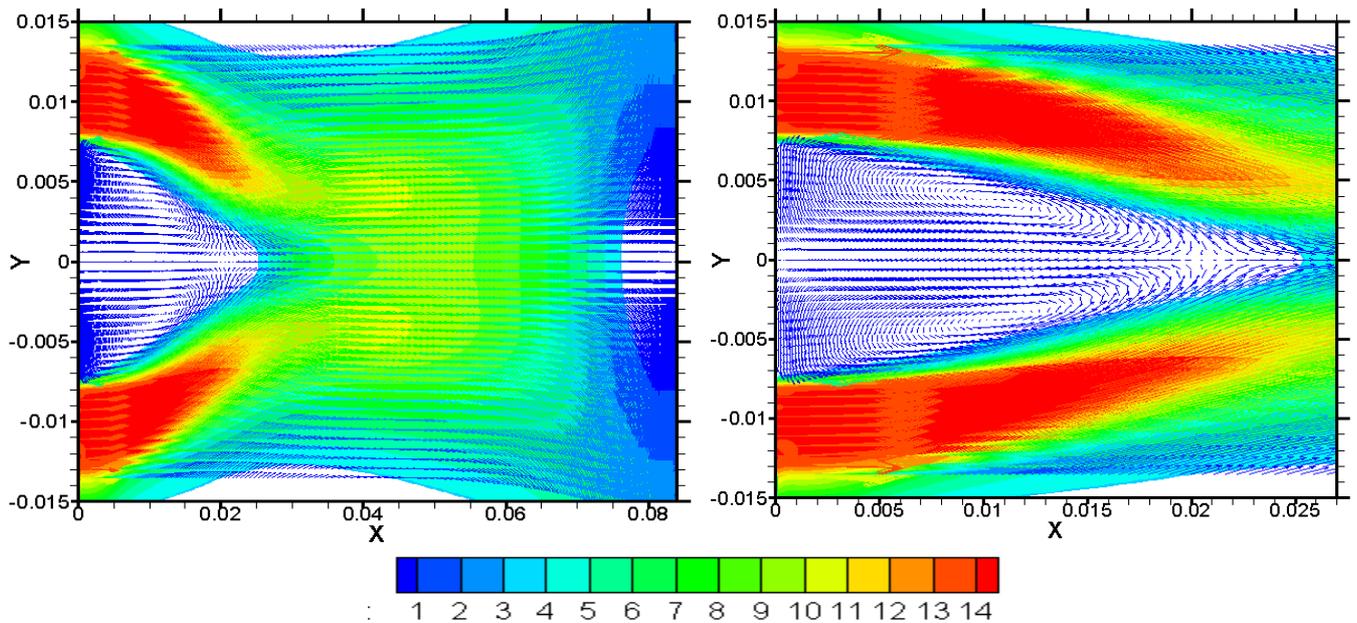


Figure IV.5 Vecteurs vitesse Re= 6000 H/A= 2.5

La région convergente, de fusionnement et la zone de recirculation sont bien visibles sur la figure IV.6 qui représente un agrandissement de la figure IV.5 pour le modèle k- ϵ réalisable. On remarque aussi que les deux jets parallèles se fusionnent sur l'axe des x à une distance $X_{mp} = 2$ cm diamètres de buse pour le modèle k- ϵ réalisable. sur les deux figures la zone de stagnation au niveau de la paroi d'impact est bien visible, en effet la vitesse y est très faible. Le comportement de l'écoulement est similaire à celui d'un élargissement brusque. La position du centre du tourbillon est aussi un paramètre important à examiner pour ce type d'interaction. Les coordonnées du ce dernier sont : $X_{vc}/A= 1.83$ et $Y_{vc}/A= 0.63$

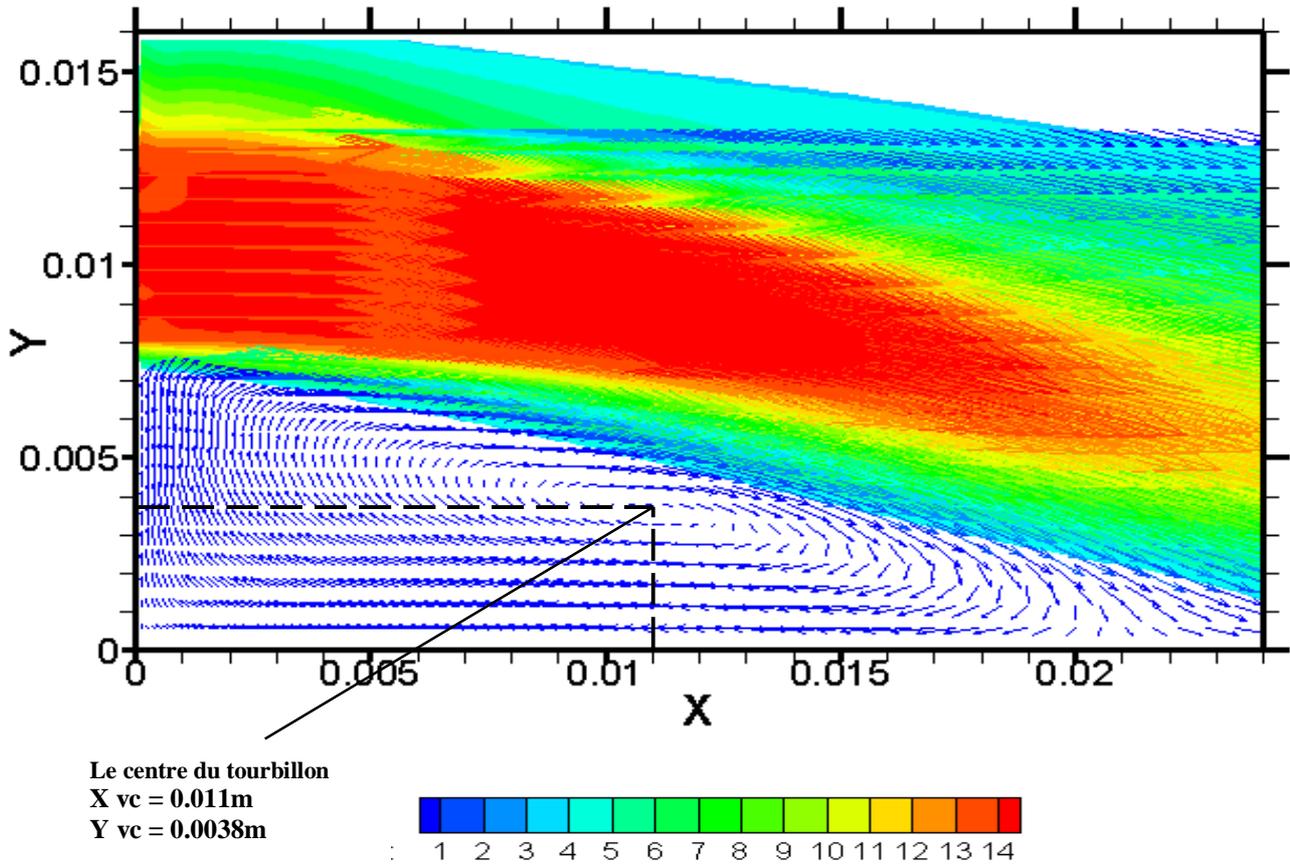


Figure IV.6 : Position du tourbillon (modèle $k-\epsilon$) $Re= 6000$ $H/A= 2.5$

IV.3.4 évolution spatiale de la pression

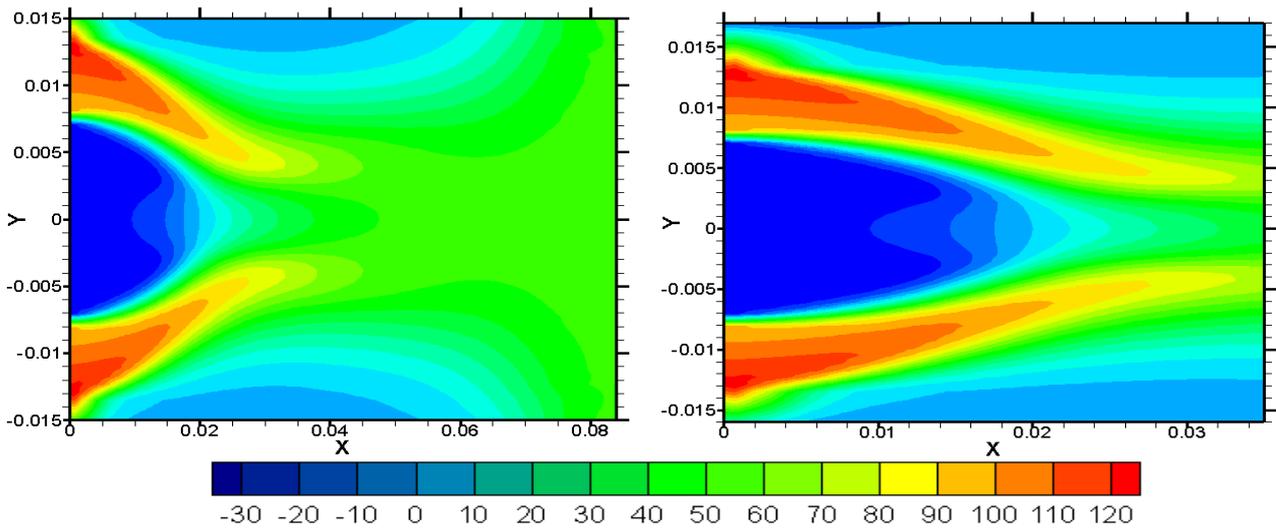


Figure IV.7 : Evolution des isobares (P) ($Re= 6000$ $H/A= 2.5$)

Chapitre IV: EXPLOITATION DES RESULTATS ET INTERPRETATION

La figure IV.7 représente l'évolution de la pression totale à travers tout le domaine de calcul par le modèle k- ϵ réalisable. On observe dans la zone de recirculation des valeurs négatives, qui expliquent l'existence d'un effet Coanda qui provoque la déviation latérale de chaque jet.

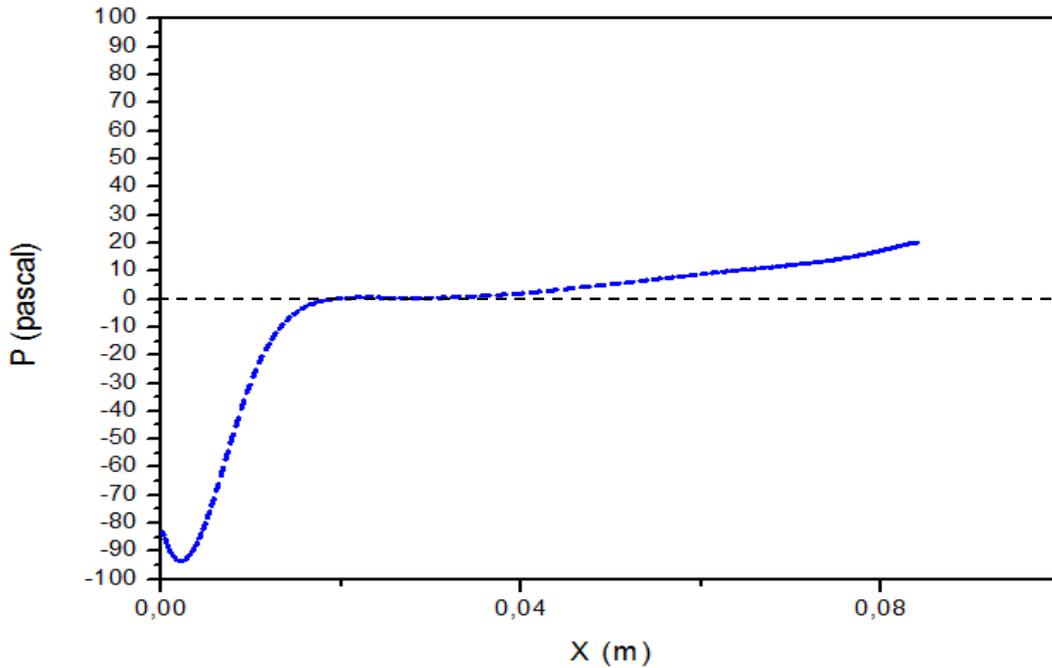


Figure IV. 8 : Evolution de la pression statique le long de l'axe des abscisses (Re= 6000 H/A= 2.5)

L'évolution de la pression statique (P) calculée par le modèle k- ϵ réalisable montre l'existence d'une zone de dépression dans la région comprise entre la sortie des deux jets.

IV.4 GRANDEURS TURBULENTES

IV.4.1 Iso valeurs de l'énergie cinétique turbulente

A- Evolution spatiale

La figure IV.9 présente l'évolution spatiale de l'énergie cinétique de la turbulence qui met en évidence :

- ✓ Des valeurs importantes dans la région d'interaction des deux jets, dans les couches cisailées qui composent chaque jet.
- ✓ Des valeurs pratiquement nulles dans le cône potentiel de chaque jet, au voisinage immédiat des parois de la configuration et loin de la zone d'interaction.

Chapitre IV: EXPLOITATION DES RESULTATS ET INTERPRETATION

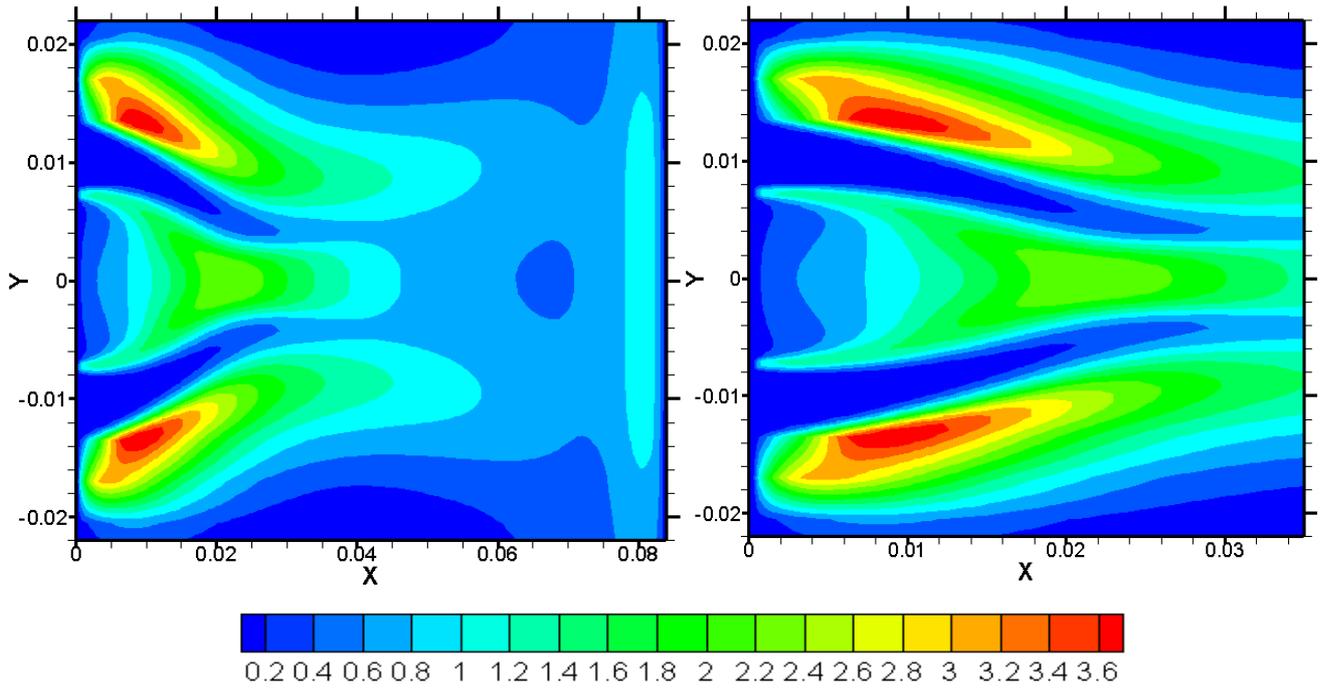


Figure IV.9 Evolution spatiale de l'énergie cinétique turbulente ($Re= 6000$ $H/A= 2.5$)

B- Evolution de l'énergie cinétique turbulente

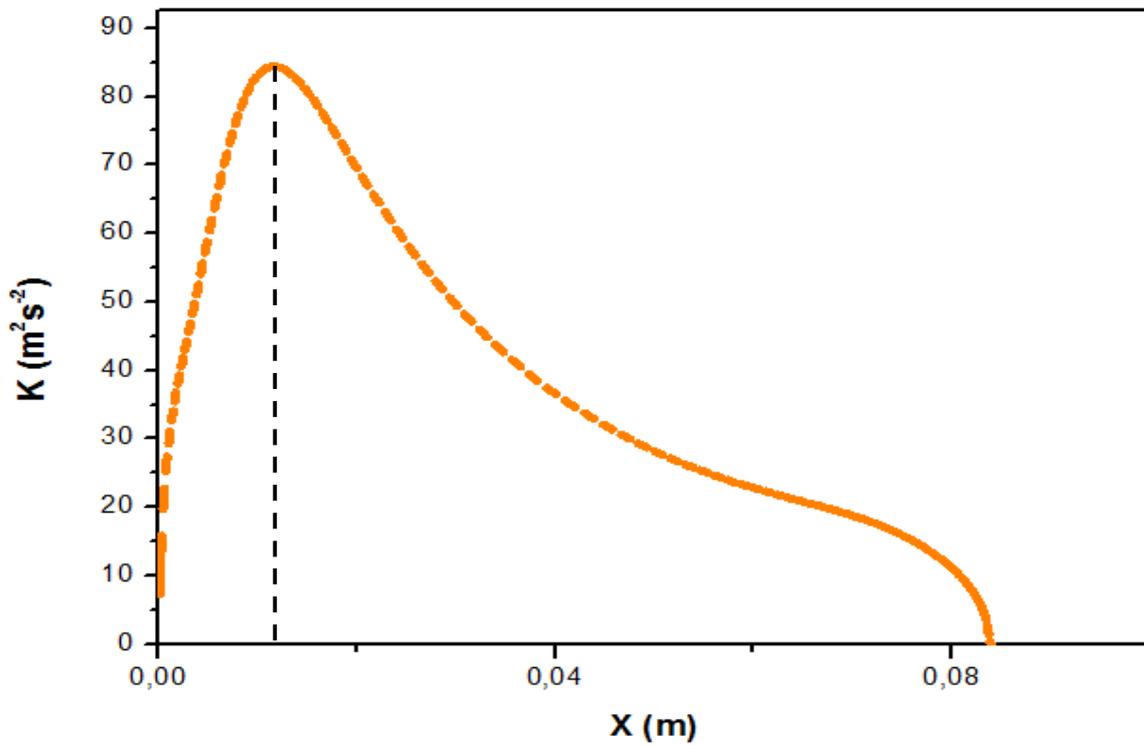


Figure IV.10 Evolution de l'énergie cinétique turbulente le long de l'axe des abscisses ($Re= 6000$ $H/A= 2.5$)

Chapitre IV: EXPLOITATION DES RESULTATS ET INTERPRETATION

Dans la figure IV.10 on montre l'évolution axiale ($y=0$) de l'énergie cinétique calculée par le modèle $k-\epsilon$ réalisable. Une comparaison des résultats à été faite avec les données numériques des autres cas étudiés (20A, 30A, 40A, 11A, 9A), mettent en évidence un pique qui est localisé pratiquement au même point qui correspond au point de fusionnement. En $x=0,084$ m qui correspond à la position de la paroi d'impact, l'énergie cinétique turbulente prend une valeur nulle qui correspond au point de stagnation au niveau de la paroi d'impact.

C- Evolution longitudinale de l'énergie cinétique k

La figure IV.11 illustre l'évolution longitudinale de l'énergie cinétique (k). Nous avons jugé nécessaire d'examiner les profils longitudinaux de l'énergie cinétique de la turbulence (k) afin de voir les effets de la turbulence sur l'interaction des deux jets. Dans la région initiale de chaque jet, on distingue deux maxima qui caractérisent les couches cisailées par la suite ils disparaissent pour former un seul maximum. Nous pouvons aisément distinguer les zones à forte énergie cinétique turbulente (recirculation et fusionnement) et nous observons l'action convective de l'énergie cinétique turbulente le long des lignes de courant de l'écoulement.

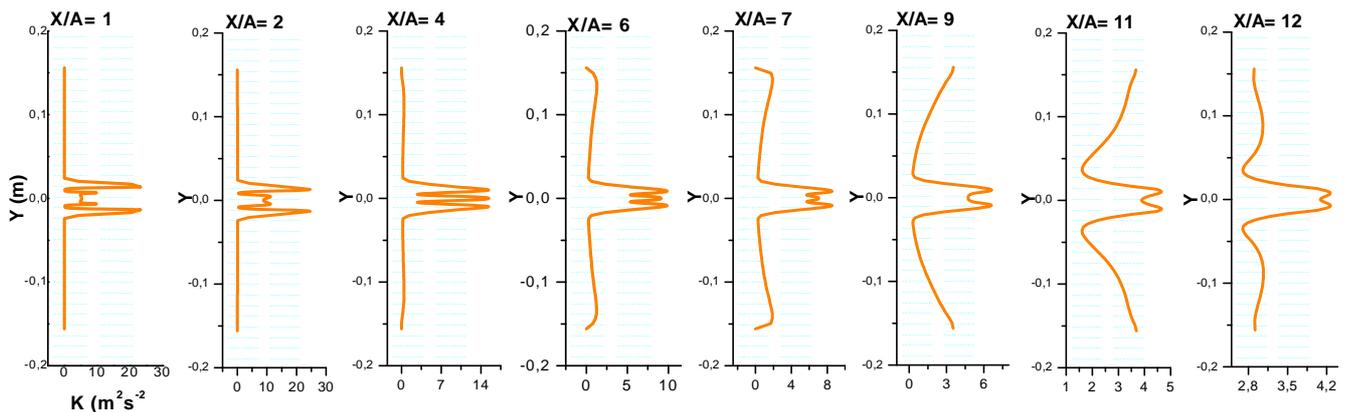


Figure IV.11 Evolution longitudinale de l'énergie cinétique turbulent ($Re= 6000$ $H/A= 2.5$)

IV.4.2 Evolution spatiale de la viscosité turbulente

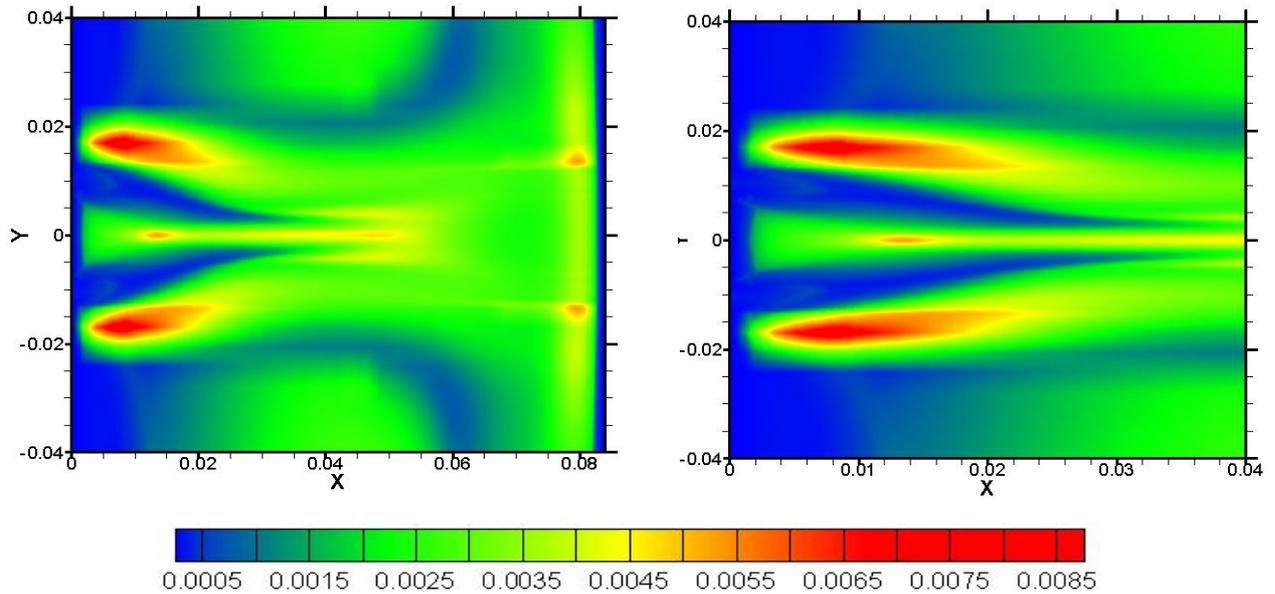


Figure IV.12. Evolution spatiale de la viscosité turbulente ($Re=6000$ $H/A=2.5$)

Le paramètre qui dépend directement du modèle k- ϵ est la viscosité turbulente qu'on a définie dans le chapitre II. La carte des iso valeurs de ce paramètre est très significative pour tout écoulement turbulent.

IV.5 Etude thermique

On considère deux jets chauffés à la même température que le mur qui les sépare ($T_w=360^\circ\text{K}$). Le fluide ambiant est à une température $T_0= 300^\circ\text{K}$.

Pour la température, nous n'avons pas trouvé de données antérieures expérimentales ou numériques pour effectuer une comparaison, les résultats obtenus semblent cohérents avec le champ dynamique.

IV.5.1 Isotherme

La figure IV.13 illustre les isothermes dans la zone d'interaction. La température atteint son maximum près de la paroi et est relativement importante dans la région de l'interaction des deux jets. Au voisinage de chaque paroi, on remarque le développement d'une couche limite thermique.

Chapitre IV: EXPLOITATION DES RESULTATS ET INTERPRETATION

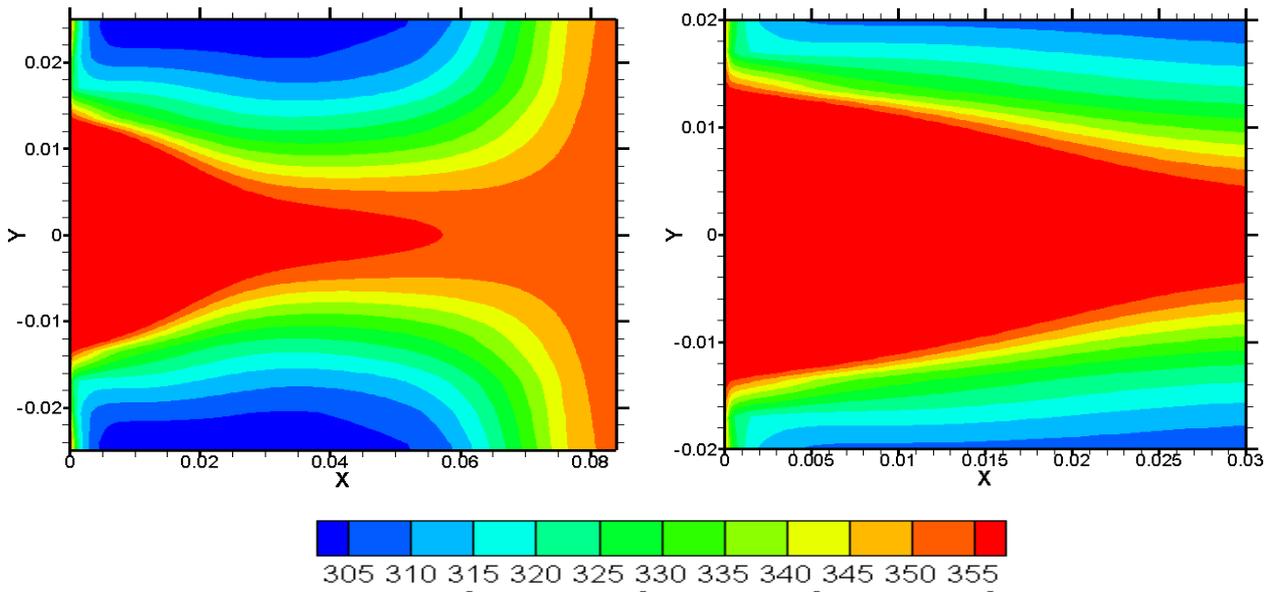


Figure IV.13 Evolution spatiale des isothermes ($T_w = 360$ K, $T_0 = 300$ K), $Re = 6000$ $H/A = 2.5$

IV.5.2 Evolution longitudinale de la température

La figure IV.14 représente l'évolution des profils longitudinaux de la température. On remarque :

- le développement d'une couche limite thermique autour des parois.
- Loin de la paroi on remarque une atténuation brusque de la température.

Pour illustrer l'évolution de la température détaillé au voisinage immédiat des parois, nous avons jugé nécessaire de présenter les profils correspondants pour les sections verticales. On remarque l'évolution des profils d'une couche limite thermique au delà l'effet est considérablement atténué. Le réchauffement du fluide est assuré par les différents processus de transfert longitudinalement (convection et diffusion).

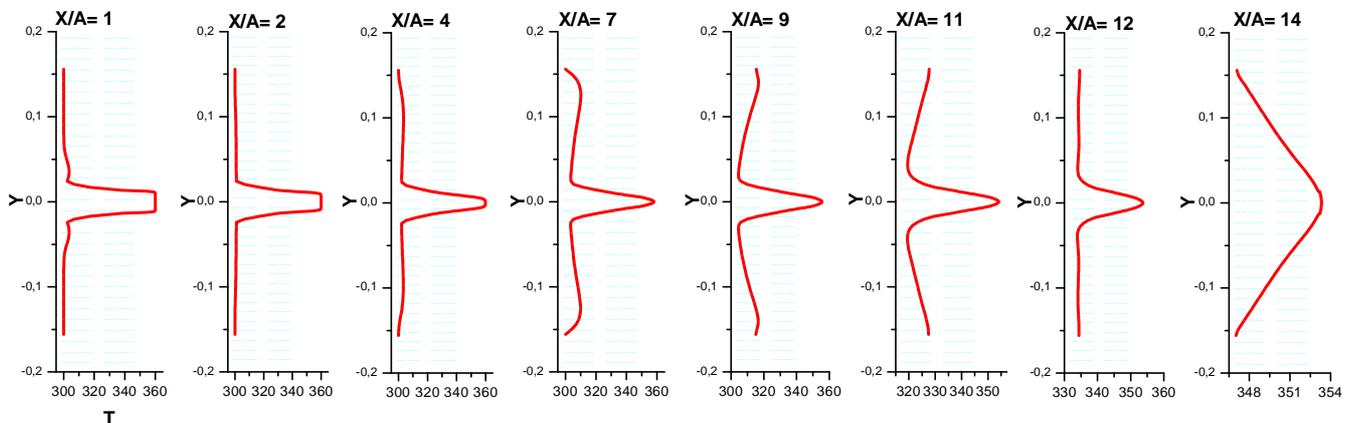
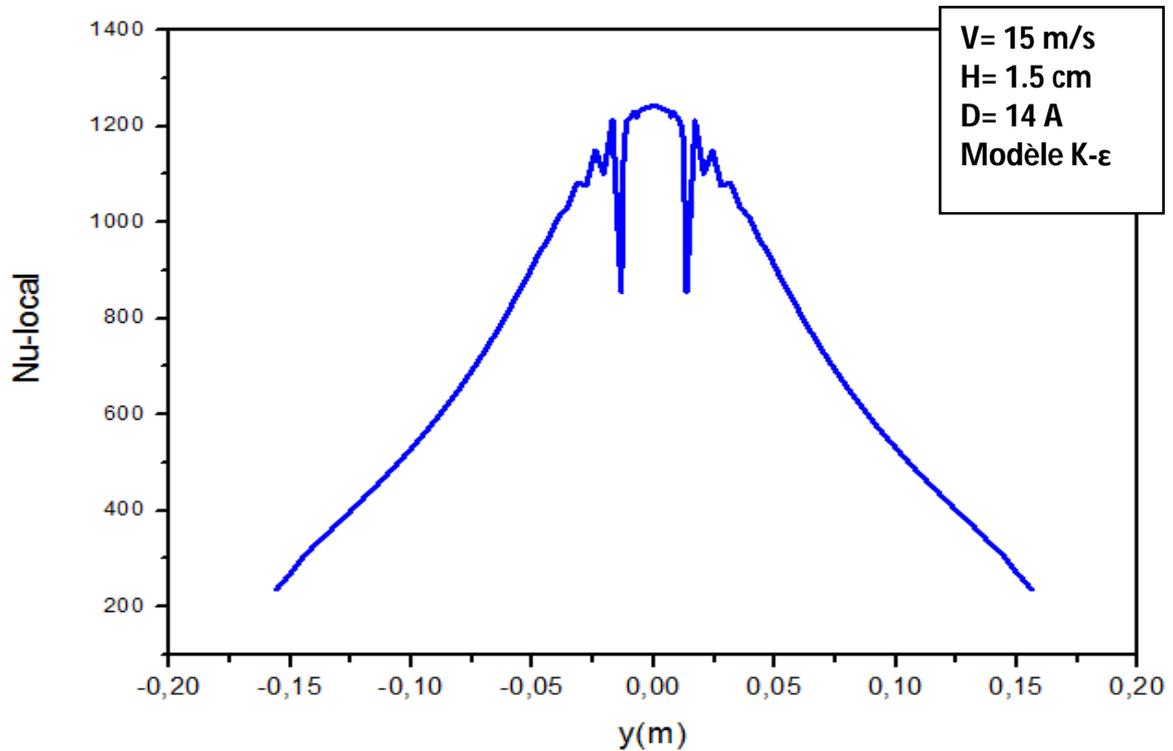


Figure IV.14 Evolution longitudinale des isothermes ($Re = 6000$ $H/A = 2.5$)

Chapitre IV: EXPLOITATION DES RESULTATS ET INTERPRETATION

IV.5.3 Nombre de Nusselt local de la paroi d'impact

Le nombre de Nusselt (Nu) est un nombre adimensionnel utilisé dans les opérations de transfert thermique. Il représente le rapport entre le transfert thermique convectif et le transfert thermique conductif à travers une interface (souvent fluide/solide).



**Figure IV.15 Evolution longitudinale de Nombre de Nusselt local de la paroi d'impact
($Re= 6000$ $H/A= 2.5$)**

La figure IV.15 représente le nombre de Nusselt local en fonction de la variable transversale. On voit bien qu'il prend une valeur maximale qui correspond à la position $y=0$. Ceci correspond au point de stagnation.

IV.6 EFFET DE (H), (Re) et (D) ENTRE LES DEUX JETS

IV.6.1 Influence de la distance entre les deux jets (H)

Nous avons aussi examiné l'influence de la distance latérale entre les deux jets (H) sur les caractéristiques dynamiques de l'écoulement turbulent. Nous avons considéré plusieurs valeurs de H par le calcul sur la base du modèle k-ε. La position des points combinés, de fusionnements et celle du centre du tourbillon.

Chapitre IV: EXPLOITATION DES RESULTATS ET INTERPRETATION

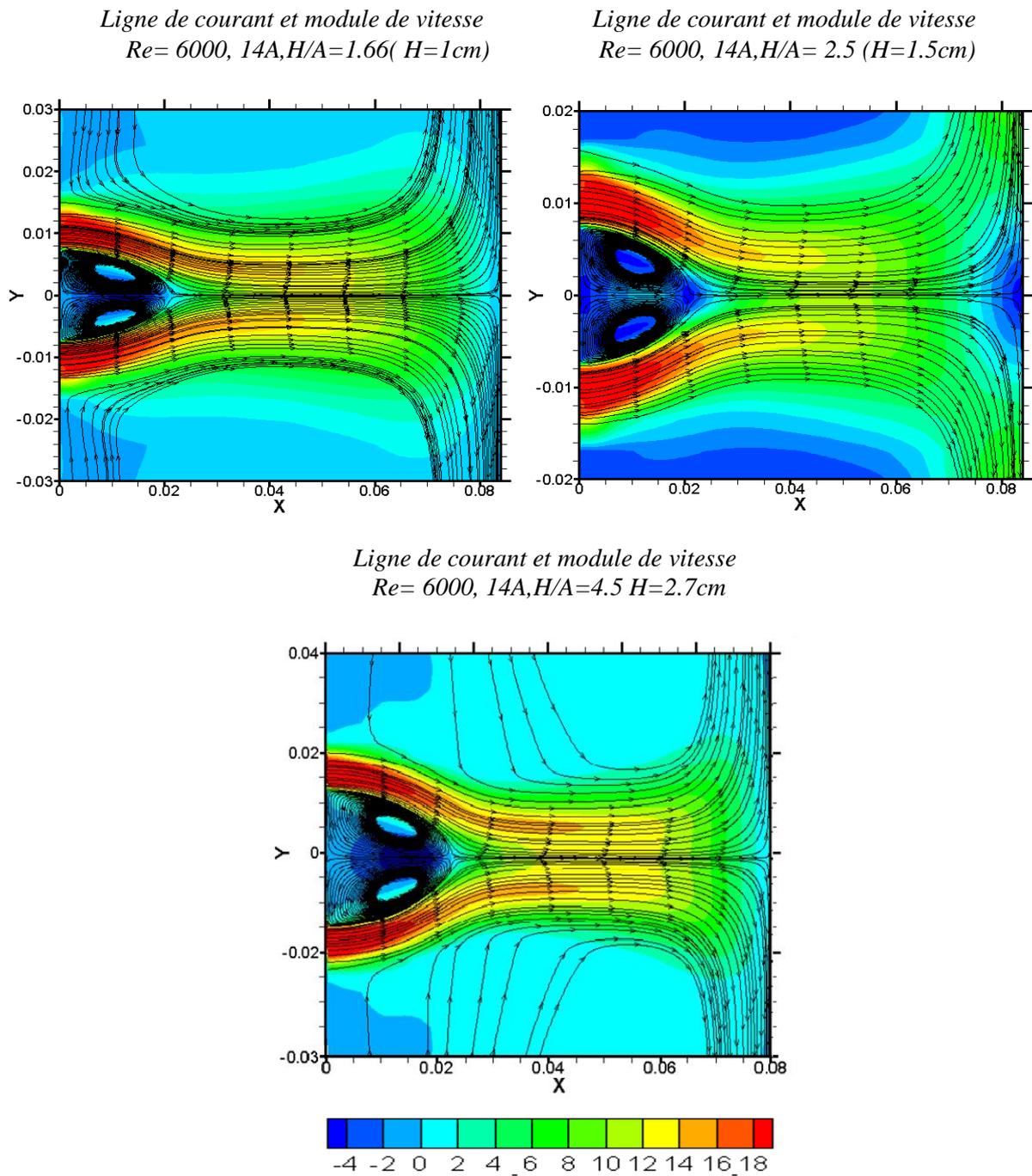


Figure IV.16 : Influence de la distance entre les deux jets (H)

L'analyse des valeurs obtenues permet de faire les remarques suivantes:

- L'abscisse du point de fusionnement augmente lorsque H augmente
- L'abscisse du point combiné semble inchangée.
- La position du centre du tourbillon change pour différent H.

Chapitre IV: EXPLOITATION DES RESULTATS ET INTERPRETATION

IV.6.2 Influence de Nombre de Reynolds (Re)

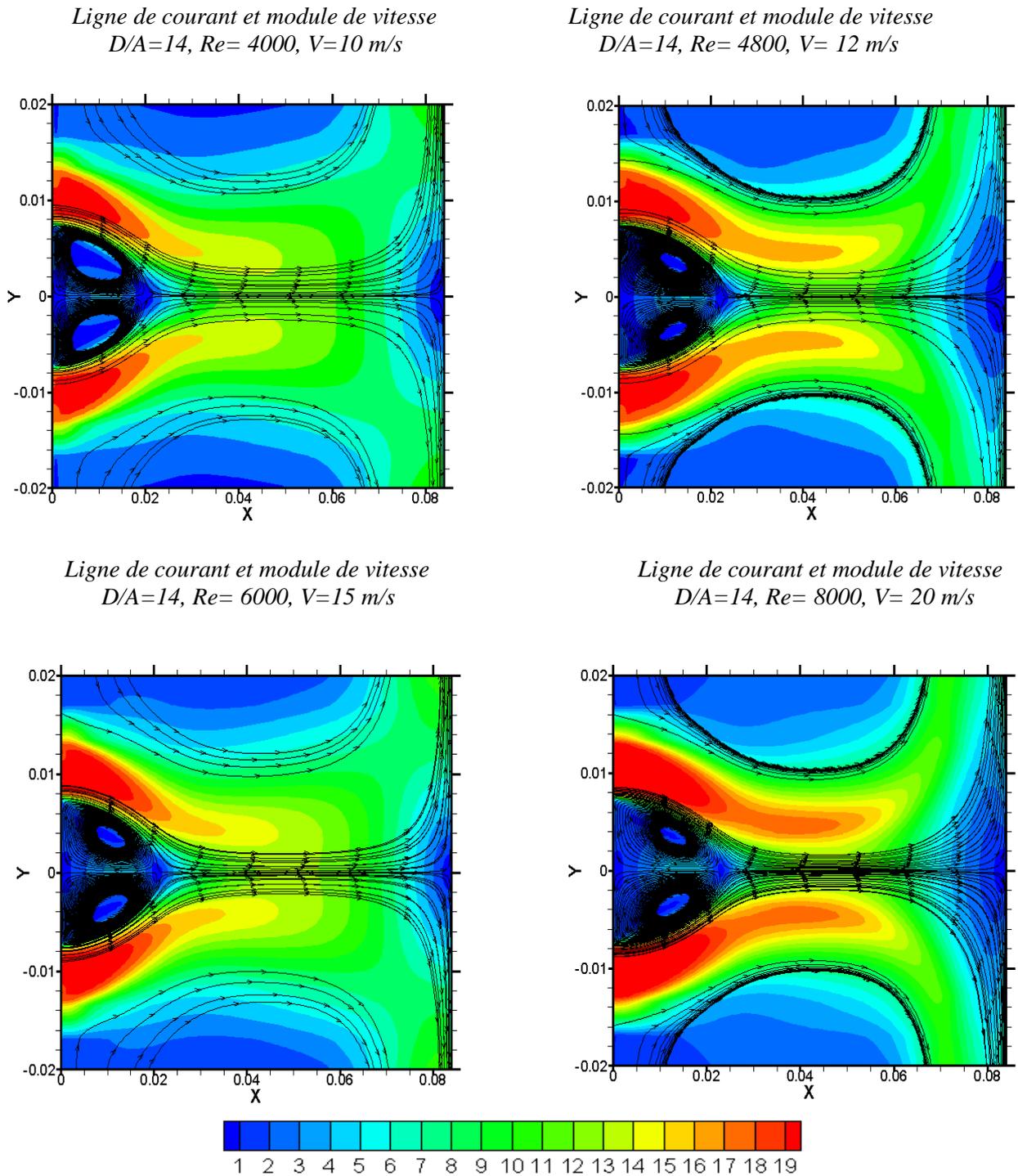


Figure IV.17 : Influence de Nombre de Reynolds sur les deux jets (Re)

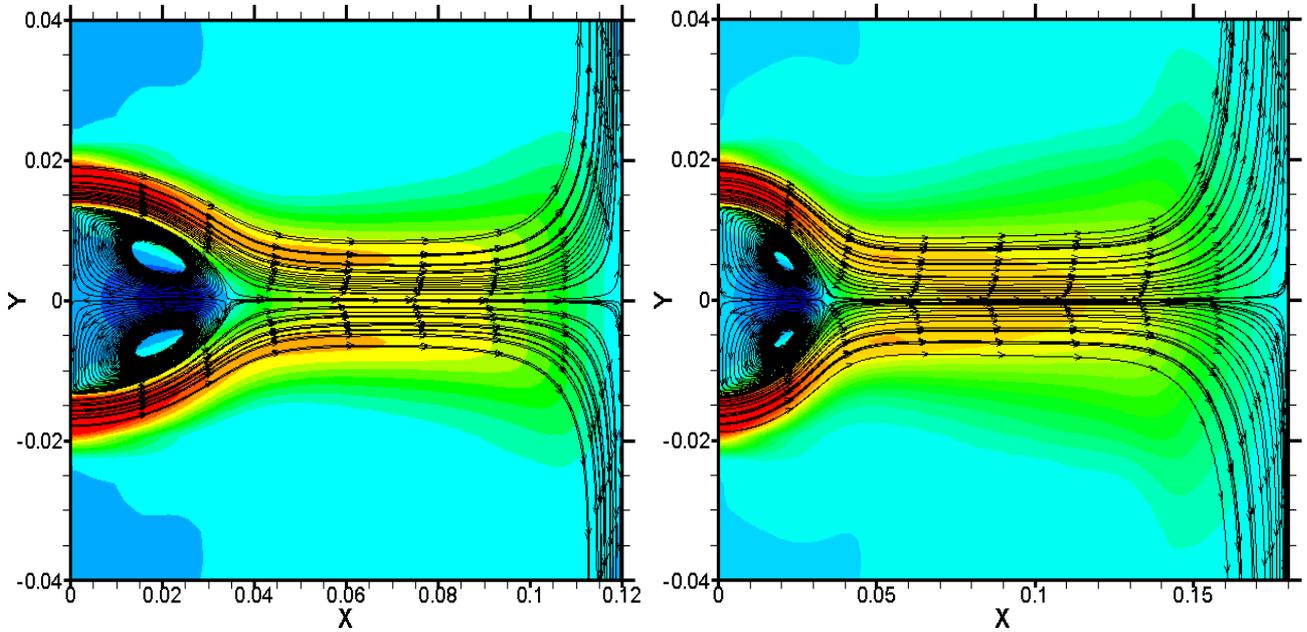
L'augmentation de la vitesse (et donc le nombre de Reynolds) joue un rôle très important dans l'évaluation de l'interaction entre les deux jets impactant. Et on remarque que La position du centre du tourbillon varie quand la vitesse varie.

Chapitre IV: EXPLOITATION DES RESULTATS ET INTERPRETATION

IV.6.3 Influence de la distance entre les jets et la paroi d'impact (D)

Ligne de courant et module de vitesse
 $Re= 6000 D/A=20$

Ligne de courant et module de vitesse
 $Re= 6000 D/A=30$



Ligne de courant et module de vitesse
 $Re= 6000 D/A=40$

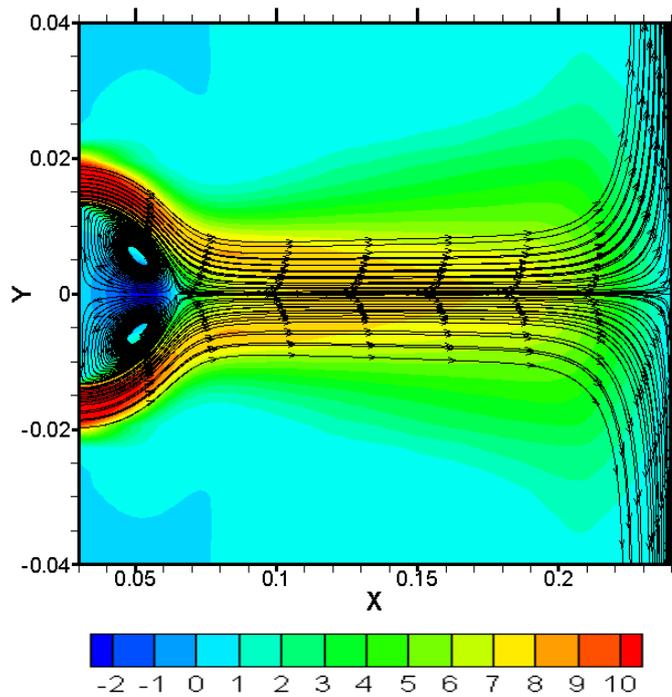


Figure IV.18 : Influence de la distance entre les deux jets et la paroi impactant (D)

Chapitre IV: EXPLOITATION DES RESULTATS ET INTERPRETATION

L'analyse des valeurs obtenues permet de faire les remarques suivantes:

- L'abscisse du point de fusionnement augmente lorsque D augmente
- L'abscisse du point combiné augmente lorsque D augmente
- La position du centre du tourbillon change pour différent D

Tableau IV.5 : Influence de la distance entre les deux jets et la paroi impactant (D)

D	Xmp/A	Xcp/A	Xvc/A	Yvc/A	Point de rattachement / A	
					Jet 1	Jet 2
Présente étude K- ε 14A	3.66	6.66	1.83	0.63	3.33	-3.33
20A	5.83	10.83	3	0.83	2.5	-2.5
30A	8.33	11.66	4.16	1.25	1.66	-1.66
40A	11.66	16.66	8.33	1.16	0.83	-0.83

Aussi, on a porté sur le Tableau IV.5 l'ordonnée du point de rattachement du jet pariétal sur la paroi d'impact après déflexion de l'écoulement axial du jet (le point de rattachement correspond au point de contact entre le jet et la paroi).

On remarque que cette distance est autant plus petite que D est grande en valeur absolue.

Chapitre IV: EXPLOITATION DES RESULTATS ET INTERPRETATION

PARTIE B: ETUDENUMERIQUE DE DEUX JETS PLANS INCLINES IMPACTANT UNE PAROI SOLIDE

IV.7 INTRODUCTION

L'étude de l'interaction de deux jets plans inclinés menée numériquement par la méthode des volumes finis basée sur le modèle de la turbulence de fermeture en un point à un fort nombre de Reynolds: le Taux de dissipation de l'énergie turbulente $k-\epsilon$ réalisable. Les mêmes conditions que celles prises pour deux jets parallèles (géométrie, maillage, configuration..) sont gardées.

IV.8.1 PARAMETRES GEOMETRIQUES, DYNAMIQUES ET THERMIQUES

Les caractéristiques géométriques et les propriétés du fluide sont indiquées dans le tableau IV.4

Tableau IV.4 : Paramètres de l'étude

Paramètres	Dimensions	Remarque
Epaisseur de la buse de chacun des deux jets	$A=0.6\text{cm}$	Cette épaisseur est maintenue Constante dans toute l'étude
La distance entre les deux jets	$H=2.5A$ (1.5cm)	Le cas de $H = 1.5\text{cm}$ a servi pour la validation
Les parois extrêmes de la configuration $Y=14.25\text{cm}$ Constante pour toute l'étude	$Y=14.25\text{cm}$	Constante pour toute l'étude
La longueur d'étude suivant l'axe des x	$D=14A$ (8.4cm)	Constante pour toute l'étude on a considéré d'autres cas (11A, 10A, 9A, 4A...)

Chapitre IV: EXPLOITATION DES RESULTATS ET INTERPRETATION

Vitesse à la sortie du jet	$U_i = Re \nu / A = 20 \text{ m/s}$	$Re = 8000$ pour toute l'étude
L'angle d'inclinaison	45°	On a considéré d'autres cas Pour examiner son influence sur l'interaction ($30^\circ, 60^\circ$)
Jet 1	$V_x = 14.14 \text{ m/s}$	La vitesse de (V_x, V_y) pour chaque jet varie en fonction de l'angle d'inclinaison, on a considéré d'autres cas ($30^\circ, 60^\circ, 80^\circ$)
	$V_y = -14.14 \text{ m/s}$	
Jet 2	$V_x = 14.14 \text{ m/s}$	
	$V_y = 14.14 \text{ m/s}$	
Viscosité cinématique	$\nu = 1.5 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$	Viscosité cinématique de l'air
Densité du fluide	$\rho = 1.0 \text{ Kg/m}^3$	ρ densité de l'air aux conditions normales de température et de pression
La distance de fusionnement X_{mp}	$X_{mp} = 0.9 \text{ cm}$	Le point où la vitesse est nulle
Le point combiné X_{cp}	$X_{cp} = 2 \text{ cm}$	Le point où la vitesse est maximale

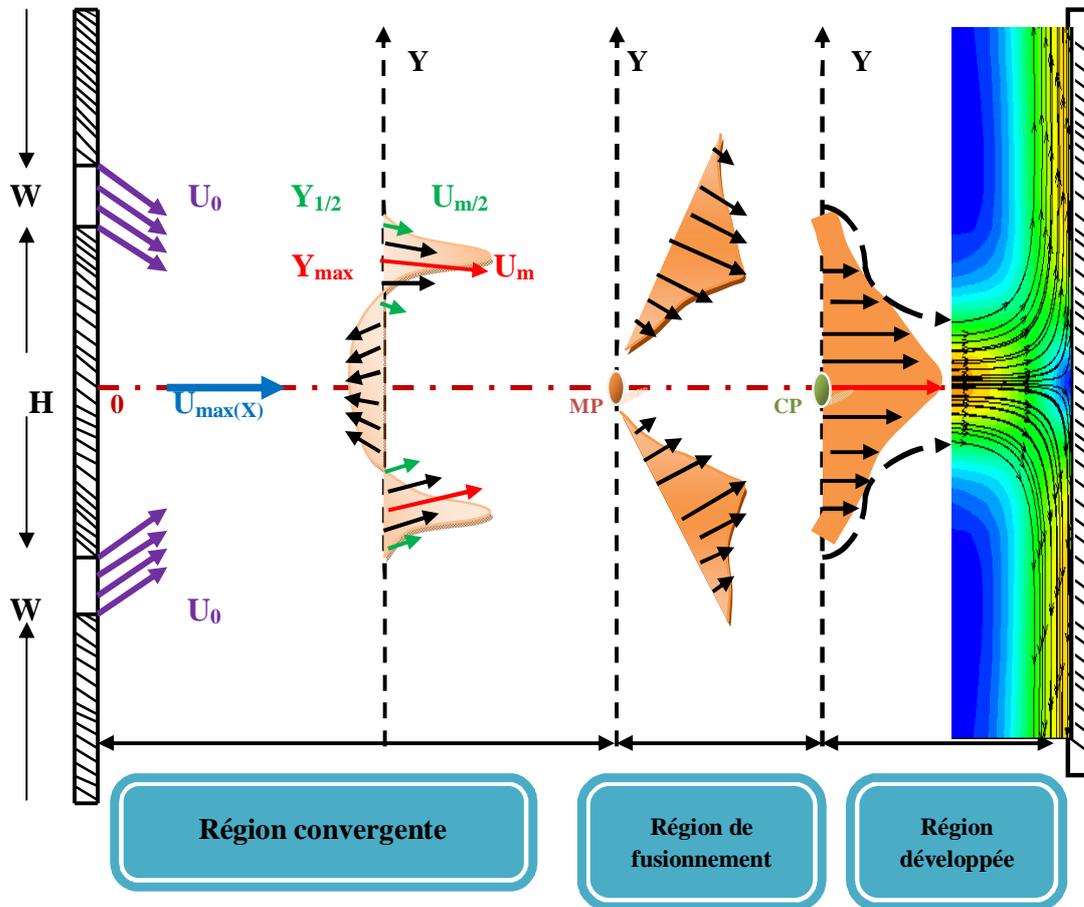


Figure IV .19 : Paramètres du problème

IV.8.2 MAILLAGE

Dans ce cas on a le même maillage de deux jets parallèles impactant. **Figure IV.2:** Maillage ($H/A = 2.5$, $N_x=200$, $N_y=110$)

IV.9 STRUCTURE DE L'ÉCOULEMENT ($Re= 8000$)

IV.9.1 Caractéristique de la vitesse moyenne le long de l'axe des abscisses

La figure IV.20 représente l'évolution longitudinale de la vitesse maximale et la distribution de la vitesse moyenne (U_{max}), le calcul basé sur le modèle de turbulence $k-\epsilon$. L'emplacement du point de fusionnement (Mp) et celui du point combiné (Cp) qui correspondent respectivement à $(U_{max}/U_0)=0$ et $(U_{max}/U_0)=$ valeur maximale.

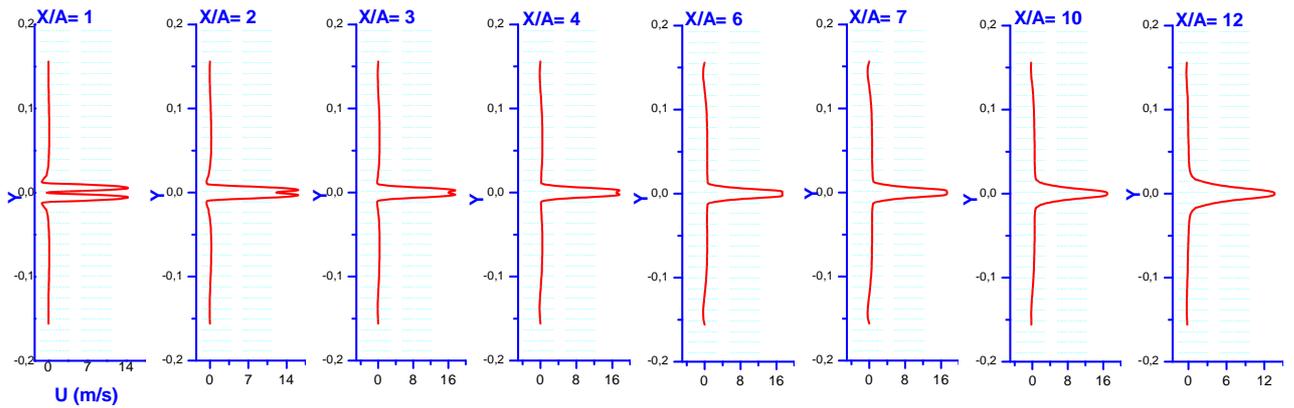


Figure IV. 20 : Evolution longitudinale de la vitesse maximale

IV.9.2 Lignes de courants

L'évolution spatiale des lignes de courant met en évidence par le modèle K- ϵ structure tourbillonnaire parfaitement symétrique mise en jeu par l'interaction des deux jets.

Les points déterminants de ce type d'écoulement sont bien visibles (point de fusionnement et point combiné). La figure IV. 21 illustre aussi les iso valeurs des modules de vitesse.

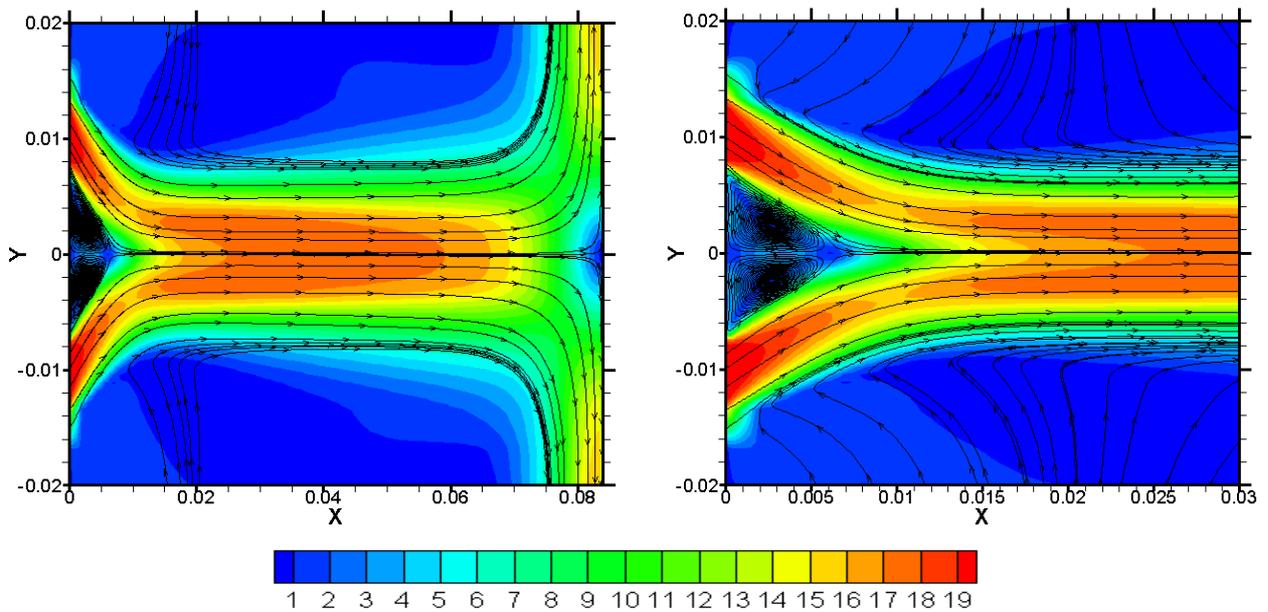


Figure IV.21 Lignes de courant et module de vitesse $Re=8000$ $H/A=2.5$

IV.9.3 Vecteur vitesse

Dans cette partie nous allons discuter l'évolution des vecteurs vitesses figure IV.23

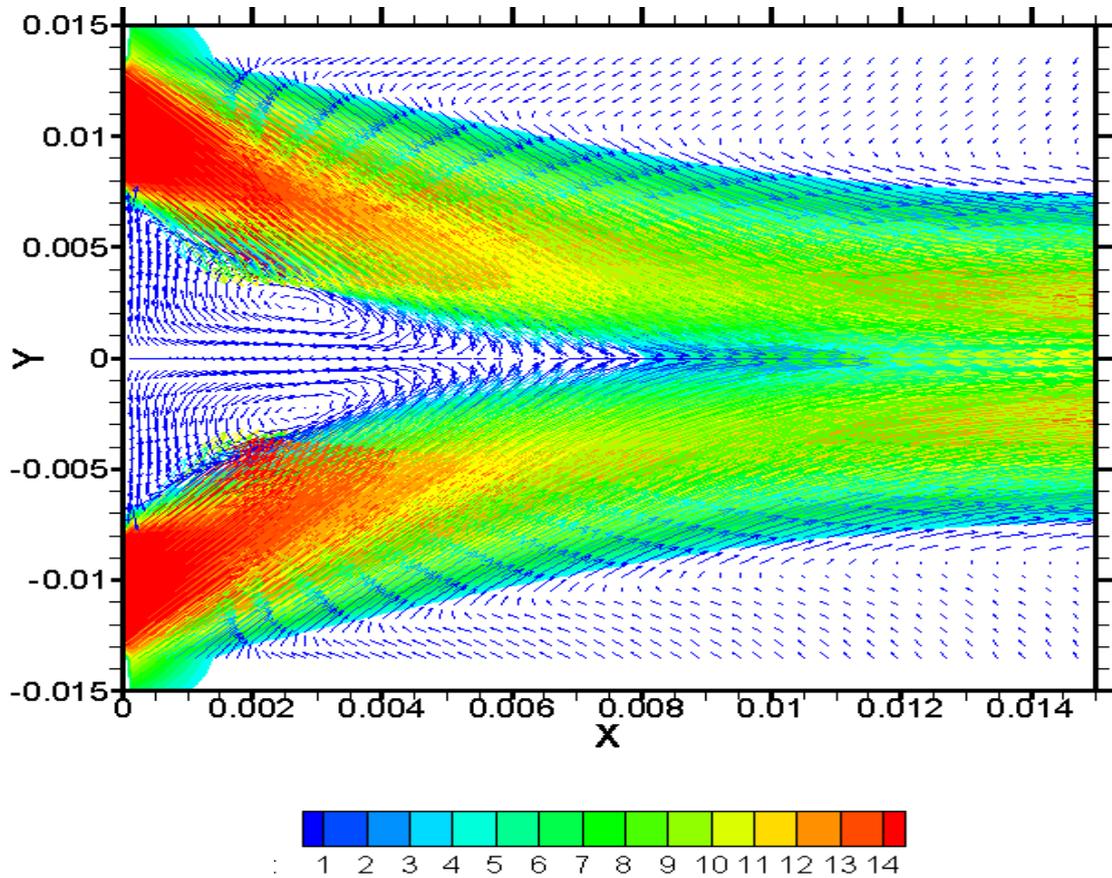
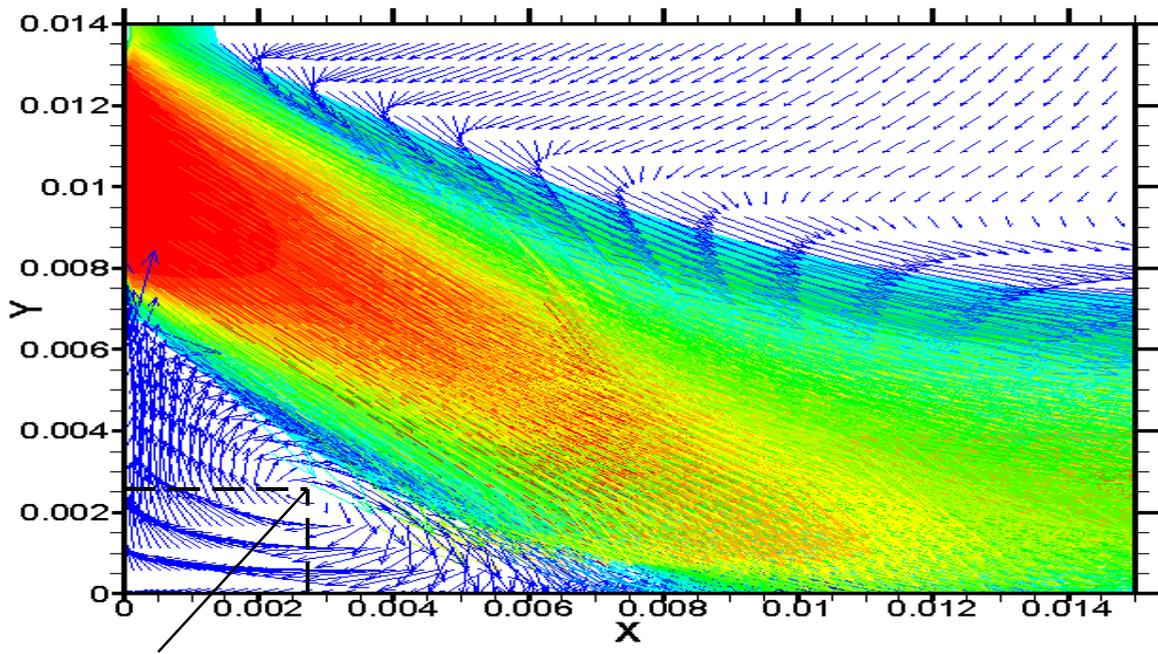


Figure IV.22 Vecteurs vitesse $Re= 8000$ $H/A= 2.5$

La région convergente, de fusionnement et la zone de recirculation sont bien visibles dans la figure IV.24 qui représente un agrandissement de la figure IV.22 pour le modèle $k-\epsilon$ réalisable. On remarque aussi que les deux jets inclinés se fusionnent sur l'axe des x à une distance $X_{mp} = 0.9$ cm.

Le comportement de l'écoulement est similaire à celui d'un élargissement brusque. La position du centre du tourbillon est aussi un paramètre important à examiner pour ce type d'interaction. Les coordonnées de ce dernier sont :

$$X_{vc}/A= 0.375 \text{ et } Y_{vc}/A= 0.41$$



Le centre du tourbillon
 $X_{vc} = 0.0013m$
 $Y_{vc} = 0.0025m$

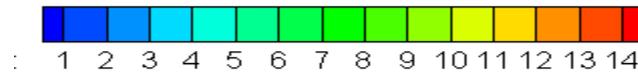


Figure IV.23 : Position du tourbillon (modèle k-ε) Re= 8000 H/A= 2.5

IV.9.4 évolution spatiale de la pression

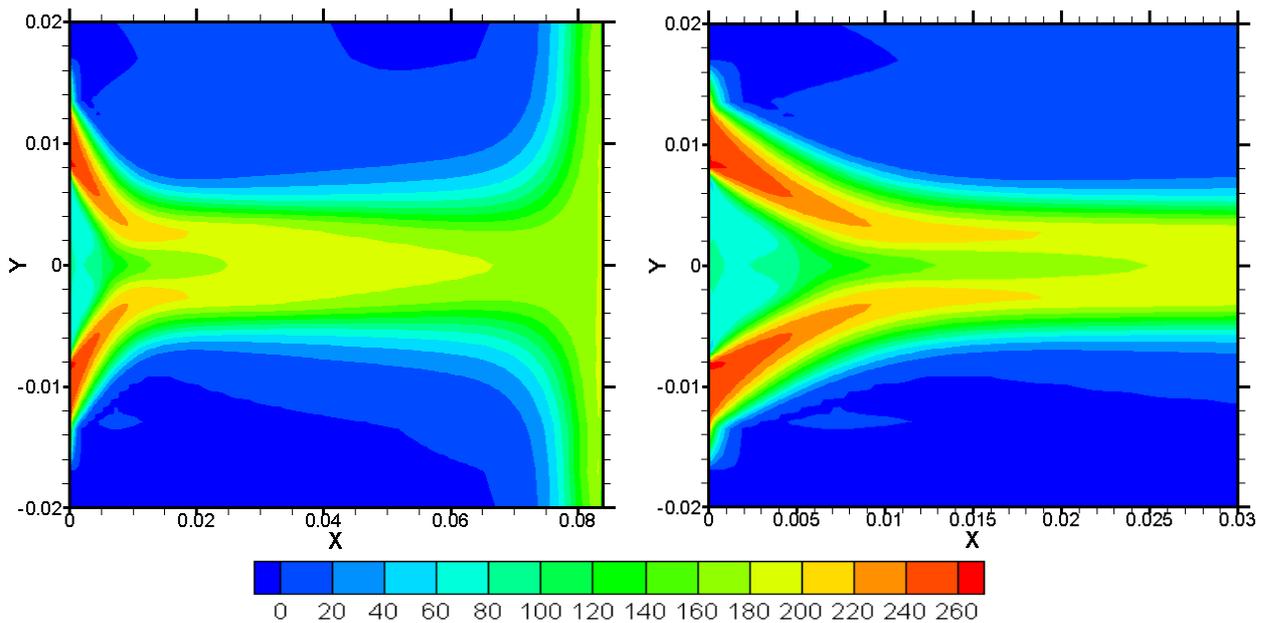


Figure IV.24 : Evolution des isobares (P) (Re= 8000 H/A= 2.5)

IV.10 GRANDEURS TURBULENTES

IV.10.1 Iso valeurs de l'énergie cinétique turbulente

A- Evolution spatiale

La figure IV.26 présente l'évolution spatiale de l'énergie cinétique de la turbulence qui met en évidence.

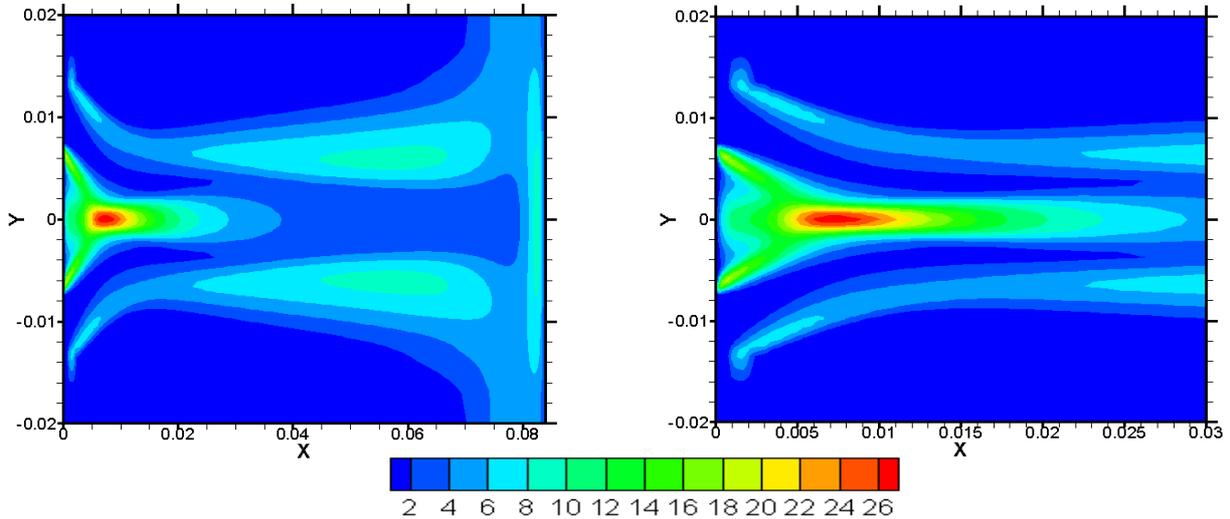


Figure IV.25 Evolution spatiale de l'énergie cinétique turbulente ($Re= 8000$ $H/A= 2.5$)

B- Evolution de l'énergie cinétique turbulente

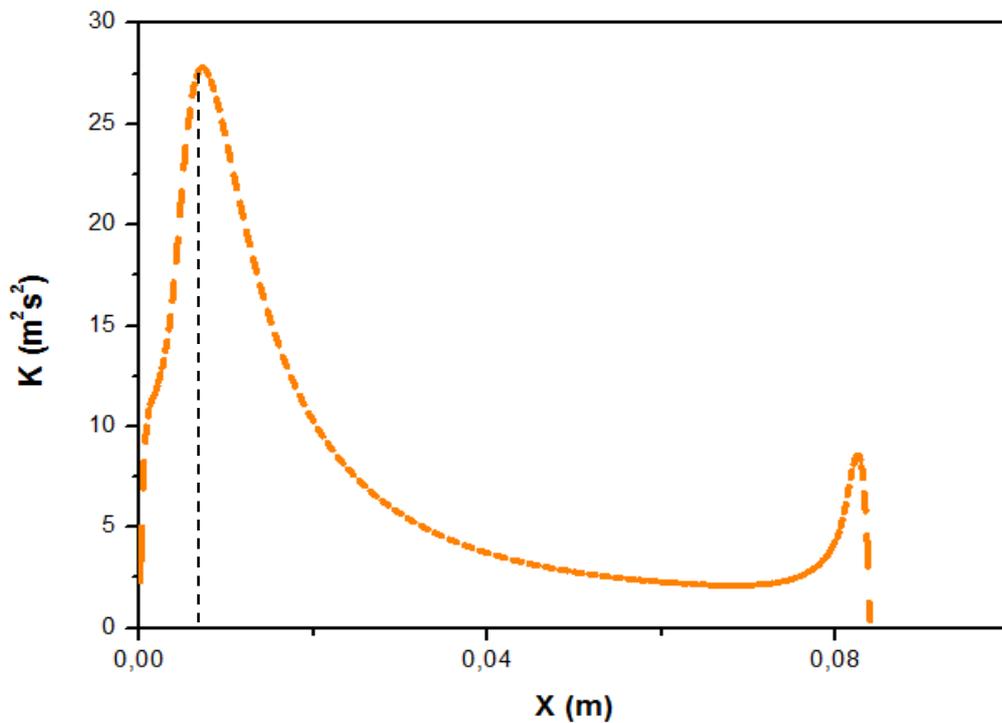


Figure IV.26 Evolution de l'énergie cinétique turbulente le long de l'axe des abscisses ($Re= 8000$ $H/A= 2.5$)

Chapitre IV: EXPLOITATION DES RESULTATS ET INTERPRETATION

Dans la figure IV.26 on montre l'évolution axiale ($y=0$) de l'énergie cinétique calculée par le modèle $k-\omega$ réalisable. Une comparaison des résultats à été faite avec les données numériques des autres cas étude (12A, 11A, 9A), mettent en évidence un pic qui est localisé pratiquement au même point qui correspond au point de fusionnement.

C- Evolution longitudinale de l'énergie cinétique k

La figure IV.27 illustre l'évolution longitudinale de l'énergie cinétique (k). Nous avons jugé nécessaire d'examiner les profils longitudinaux de l'énergie cinétique de la turbulence (k) afin de voir les effets de la turbulence sur l'interaction des deux jets.

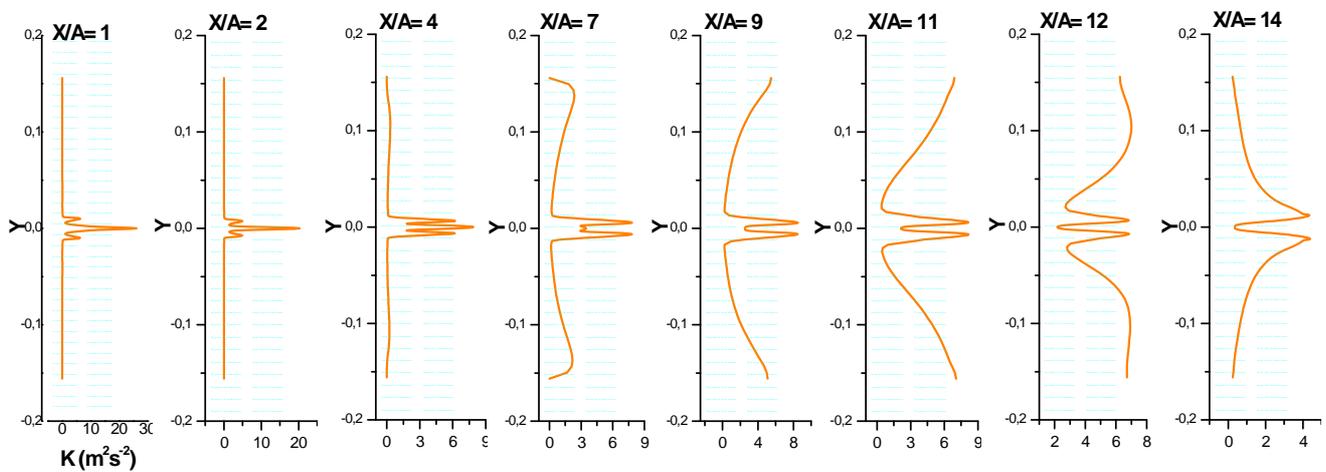


Figure IV.27 Evolution longitudinale de l'énergie cinétique turbulente ($\text{Re} = 8000$ $H/A = 2.5$)

IV.10.2 Evolution spatiale de la viscosité turbulente

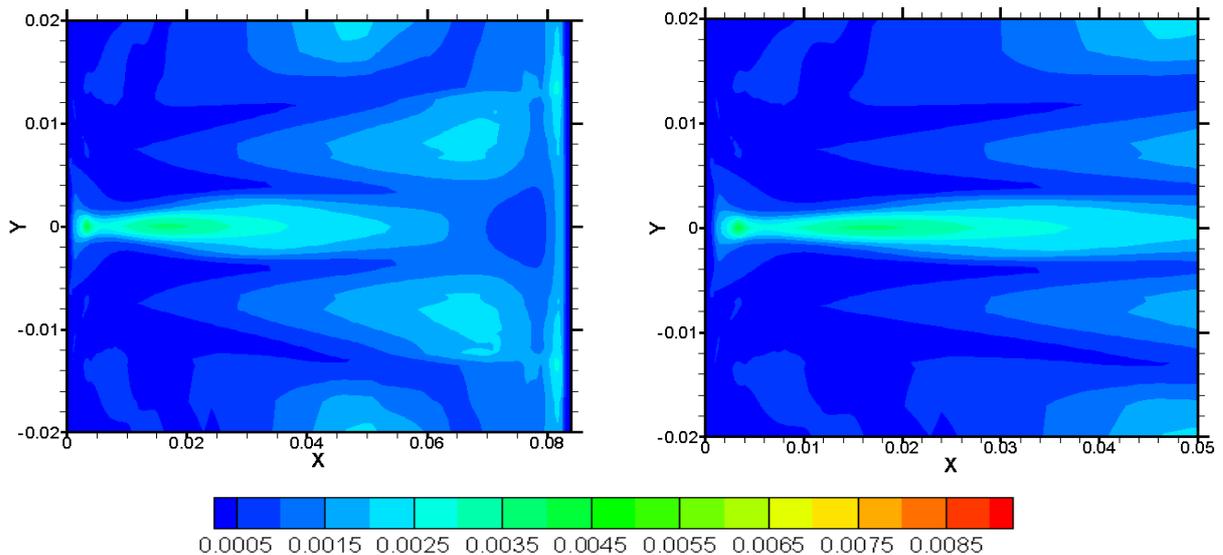


Figure IV.28. Evolution spatiale de la viscosité turbulente ($\text{Re}=8000$ $H/A=2.5$)

Chapitre IV: EXPLOITATION DES RESULTATS ET INTERPRETATION

IV.11 Etude thermique

On considère deux jets chauffés à la même température que le mur qui les sépare ($T_w=360^\circ\text{K}$). Le fluide ambiant est à une température $T_0= 300^\circ\text{K}$.

IV.11.1 Isotherme

La figure IV.29 illustre les isothermes dans la zone d'interaction. La température atteint son maximum près de la paroi et est relativement importante dans la région de l'interaction des deux jets. Au voisinage de chaque paroi, on remarque le développement d'une couche limite thermique.

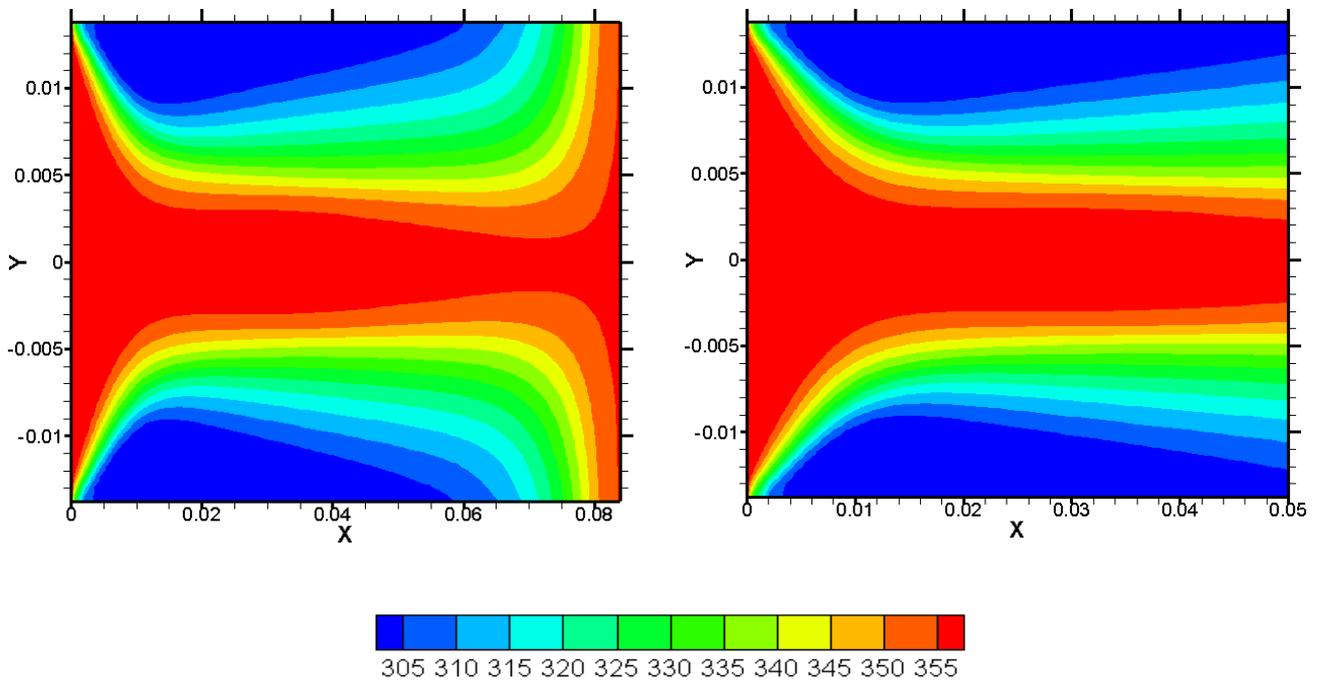


Figure IV.29 Evolution spatiale des isothermes
($T_w= 360\text{ K}$ et $T_0= 300\text{ K}$), $Re= 8000$ $H/A= 2.5$

IV.11.2 Evolution longitudinale de la température

La figure IV.30 représente l'évolution des profils longitudinaux de la température. On remarque :

- le développement d'une couche limite thermique autour des parois.
- Loin de la paroi on remarque une atténuation brusque de la température.

Chapitre IV: EXPLOITATION DES RESULTATS ET INTERPRETATION

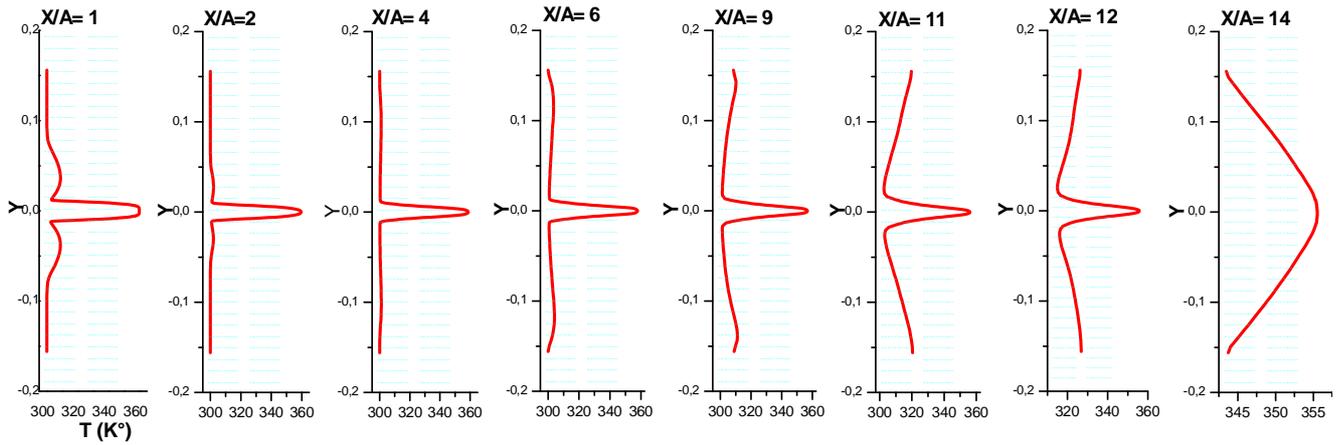
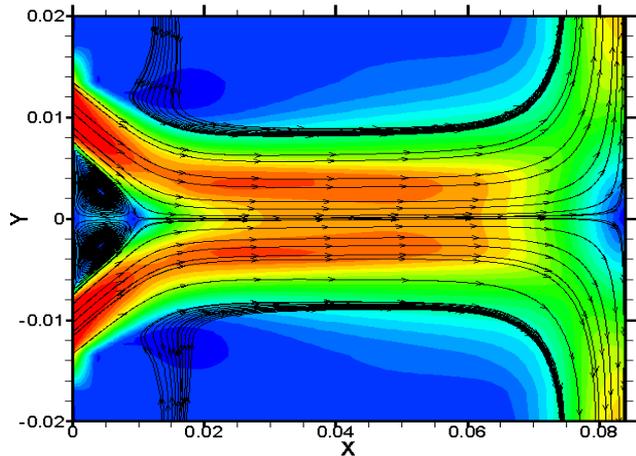


Figure IV.30 Evolution longitudinale des isothermes ($Re= 8000 H/A= 2.5$)

IV.11.3 Influence de l'angle d'inclinaison (θ)

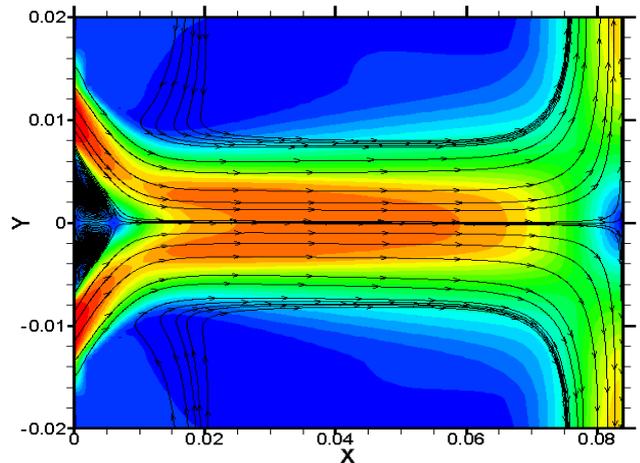
Ligne de courant et module de vitesse

$14A, Re= 4800, \theta = 30^\circ$



Ligne de courant et module de vitesse

$14A, Re= 4800, \theta = 45^\circ$



Ligne de courant et module de vitesse

$14A, Re= 4800, \theta = 60^\circ$

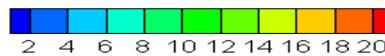
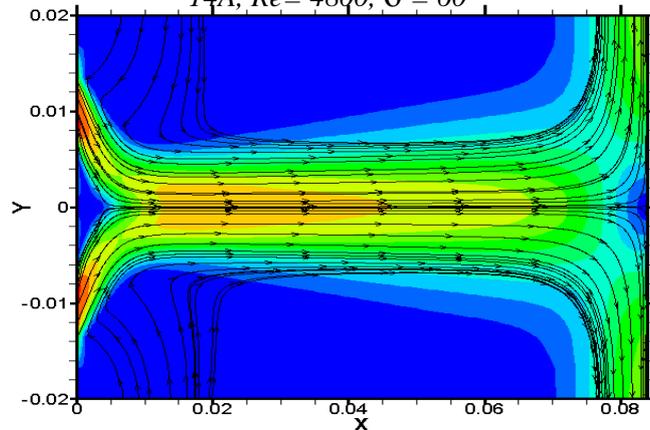


Figure IV.31 : Influence de l'angle d'inclinaison sur les deux jets (θ) ($Re= 8000 H/A= 2.5$)

Chapitre IV: EXPLOITATION DES RESULTATS ET INTERPRETATION

Tableau IV.6 : Influence de l'angle d'inclinaison sur les deux jets (θ)

θ	X_{mp}/A	X_{cp}/A	X_{vc}/A	Y_{vc}/A
Présente étude K- ω 14A (45°)	1.5	3.33	0.83	0.33
14A (30°)	5	12.08	1	0.5
14A (60°)	0.83	12.08	0.41	0.33

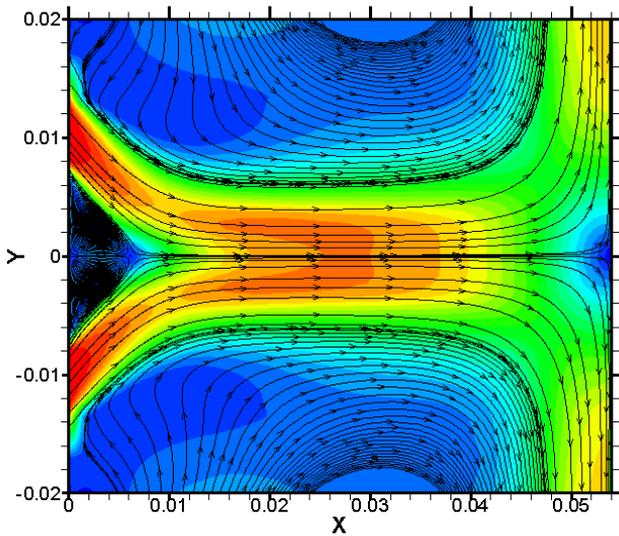
L'analyse des valeurs obtenues permet de faire les remarques suivantes:

- L'abscisse du point de fusionnement augmente lorsque θ augmente
- L'abscisse du point combiné semble inchangée.
- La position du centre du tourbillon change pour différent θ

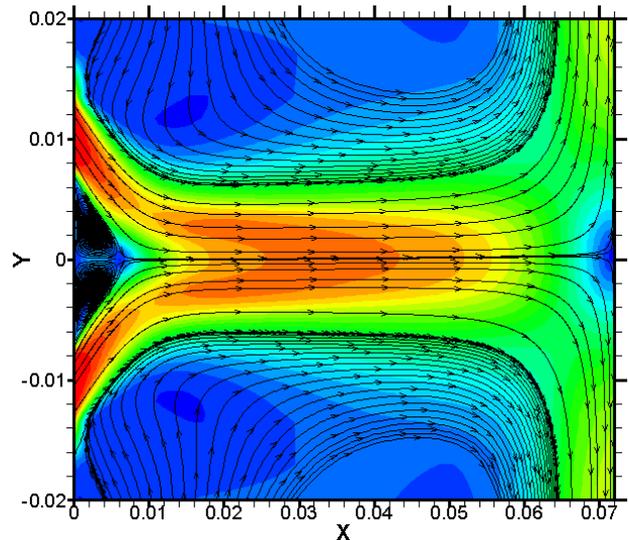
Autant on augmente l'angle d'inclinaison, l'interaction entre les deux jets inclinés devient très rapide.

IV.11.4 Influence de la distance entre les deux jets et la paroi impactant (D)

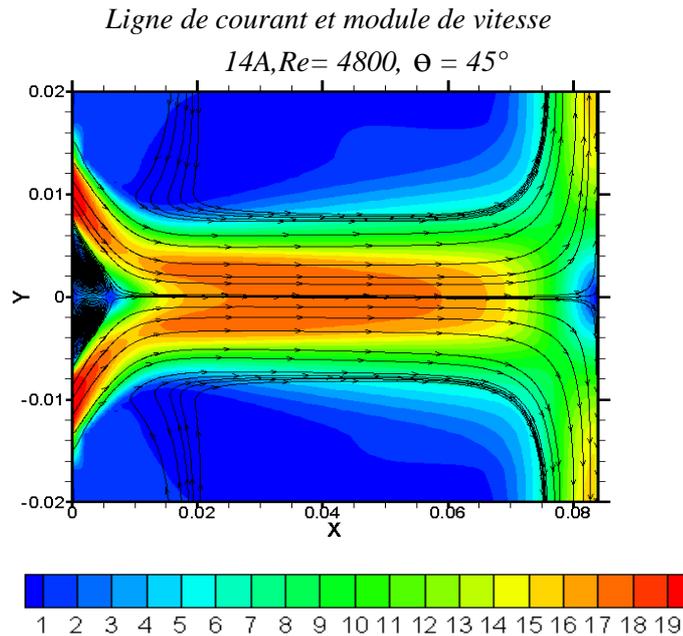
Ligne de courant et module de vitesse
9A, $Re = 4800$, $\theta = 45^\circ$



Ligne de courant et module de vitesse
12A, $Re = 4800$, $\theta = 45^\circ$



Chapitre IV: EXPLOITATION DES RESULTATS ET INTERPRETATION



**Figure IV.32 Influence de la distance entre les deux jets et la paroi impactant (D)
 (Re= 8000 H/A= 2.5)**

L'analyse des valeurs obtenues permet de faire les remarques suivantes:

- L'abscisse du point de fusionnement augmente lorsque D augmente
- L'abscisse du point combiné augmente lorsque D augmente
- La position du centre du tourbillon varie pour différents D

La variation de la distance entre les deux jets et la paroi d'impact a un effet sur l'interaction des deux jets inclinés.

Tableau IV.7 : Influence de la distance entre les deux jets et la paroi (D)

D	Xmp/A	Xcp/A	Xvc/A	Yvc/A	Point de rattachement / A	
					Jet 1	Jet 2
Présente étude K-ε 14A	1.5	3.33	0.83	0.33	0.83	-0.83
12A	1.33	2.5	1.16	0.66	1.25	-1.25
9A	0.83	2	1.5	0.83	1.66	-1.66

Chapitre IV: EXPLOITATION DES RESULTATS ET INTERPRETATION

IV.12 Etude comparatif entre les résultats obtenus dans les deux cas étudiés

Comparaissant entre les résultats obtenus dans les deux cas étudiés interaction de deux jets parallèles et celle de deux jets inclinés dans le Tableau IV.8.

Tableau IV.8 : Comparaissant entre les résultats obtenus dans les deux cas étudiés

Le cas	Xmp/A	Xcp/A	Xvc/A	Yvc/A	Point de rattachement / A	
					Jet 1	Jet 2
14A Parallèle	3.66	5	2.33	0.33	3.33	-3.33
14A Incliné	1.5	3.33	0.83	0.33	0.83	-0.83

En se basant sur les résultats portés sur le Tableau IV.8, on remarque que toutes les distances caractéristiques de l'écoulement (point de fusionnement, point combiné, centre du tourbillon) diminuent considérablement pour le jet incliné.

CONCLUSION GENERALE

CONCLUSION GENERALE

Le problème de l'interaction de deux jets plans turbulents impactant constitue un cas test intéressant pour les problèmes de la modélisation numérique de la turbulence. Notre étude considère les deux cas suivants: deux jets horizontaux identiques parallèles impactant, et deux jets inclinés impactant avec les mêmes vitesses de sortie.

La simulation numérique a mis en évidence les structures tourbillonnaires emprisonnées entre les deux jets et le point de stagnation au niveau de la paroi d'impact, les deux jets pariétaux de part et d'autre du point de stagnation sont également mis en évidence, en aval du point de fusionnement, un jet unique établi est reconstitué à partir du point combiné. Pour les zones très proches de la paroi, où les effets visqueux pariétaux sont dominants, quelques écarts mineurs sont relevés; ils sont dus aux conditions de raccordement des zones pariétales.

Toutefois, Les effets de parois n'ont pas une grande influence sur les mécanismes engendrés par la configuration puisque les déviations des axes de chaque jet sont générées par les dépressions dues à l'effet COANDA. Les distances caractéristiques (Le point de fusionnement (MP) et le point combiné (CP)) obtenues à partir du modèle $k-\omega$ sont en bon accord avec des autre cas que nous avons étudiés.

La zone d'écoulement tourbillonnaire formée dans le cas de deux jets inclinés impactant est sensiblement plus petite que pour celle générée dans le cas de deux jets parallèles impactant. En outre, les activités de la turbulence dans la zone de recirculation et dans la couche intérieure de cisaillement sont sensiblement plus fortes pour le cas de deux jets inclinés impactant que pour le cas de deux jets parallèles impactant.

Dans le cas de deux jets parallèles impactant le nombre de Reynolds n'a pas un effet important sur les caractéristiques de ce type de configuration. Par contre, la distance entre les deux jets (**H**) et la paroi impactant (**D**) a une influence non négligeable sur la position du point de fusionnement et celle du centre du tourbillon. Et aussi pour le cas de deux jets inclinés impactant, on ne néglige pas les effets précédents, mais le paramètre le plus important dans ce cas c'est l'angle d'inclinaison qui affecte directement le centre du tourbillon.

CONCLUSION GENERALE

Les effets thermiques ont été aussi pris en considération dans la présente étude. On a mis en évidence le jets et le réchauffement du fluide et la paroi d'impact par les différents processus de transfert longitudinalement (convection et diffusion).

Cette étude pourrait être une base à d'autres investigations dont nous citons à titre indicatif et non restrictif, l'influence des différents paramètres sur le nombre de Nusselt local et moyen.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUE

Andrzej Boguslawski, Michel Favre-Marinet et Assad Abdulwahab (1999) ont détaillé le contrôle des jets par écoulement à contre-courant. L'expansion d'un jet axisymétrique et le niveau de turbulence initial sont considérablement augmentés en produisant un écoulement à contre-courant.

Benkhelifa, L. Thomas, J. Robert et F. Peno (2003) Etudes Numériques et Expérimentales Comparatives Anisotherme en Régime de Convection Mixte Favorable d'un jet plan Rev. Energ. Ren. : 11ème Journées Internationales de Thermique 2003)119-126

Bentarzi.F , A. Mataoui (2008). Etude numérique de l'interaction de deux jets plans turbulents Thèse de Magister, Université des sciences et de la technologie« Houari boumediene », Algérie. (2008).

BORDJANE Mustapha, Miloud ABIDAT, Abbes AZZI (2005) simulation numérique d'un jet libre turbulent par le modèle "RSM", version "LRR-IP" ;12èmes Journées Internationales de Thermique

DELPHINE LACANETTE, STÉPHANE VINCENTAND ÉRIC ARQUIS (2005), isij international : vol. 45 (2005) , no. 2

Gazzah Mohamed Hichem and Mohamed Sassi (2000), ont entrepris une étude numérique des jets turbulents non-isothermes avec deux variantes du modèle de fermeture $k-\omega$.ils ont traité numériquement, . Les résultats de la simulation sont en bon accord avec les résultats expérimentaux trouvés dans la bibliographie.

HABLI 1, H. MHIRI 1, S. EL GOLLI 1, G. LE PALEC 2 ET P. BOURNOT 2 (2001), Simulation Numérique d'un Ecoulement de Type Jet Plan Turbulent à Masse Volumique Variable par Deux Modèles de Turbulence au Premier Ordre Rev. Energ. Ren. Journées de Thermique 2001 91-96

HARRAN. G. , P. CHASSAING, L. JOLY AND M. CHIBAT (1996) ; Etude numérique des effets de densité dans un jet de mélange turbulent en microgravité Revue générale dethermique ISSN 0035-3159 CODEN RGTHA7 1996, vol. 35, no411, pp. 151-176 (69 ref.)

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUE

Hadziabdic(1997) suggère que l'augmentation du nombre de Nusselt à $r = 0.5D$ est directement liée aux structures cohérentes qui viennent s'écraser puis s'étirer sur la plaque. Dans la zone du jet plaque, le second pic du nombre de Nusselt est attribué à l'accélération du fluide dans la région de développement de la couche limite.

Hans Sanders, Brahim Sarh et Iskender Gökalp (2001) Ont étudié numériquement les jets turbulents axisymétriques à température fortement élevée, en utilisant des modèles de turbulence du premier et du second ordre.

Isaac et Jakubowski(2002) ont repris les deux configurations du jet unique et des jets double (en tandem) avec injection normale dans un tunnel de vent afin d'examiner les propriétés de l'écoulement résultant au moyen de l'anémométrie à fil chaud.

Kolar.V et al(2007)) ont également traité de l'interaction de deux jets dans un écoulement transverse. l'objectif étant d'examiner la structure tourbillonnaire dominante de l'écoulement résultant, analogue à la paire de tourbillons contrarotatifs relative à un jet unique.

Laurent Joly, Aji Purwanto, Gilles Harran and Patrick Chassaing Etude numérique des effets de densité dans un jet de mélange turbulent en microgravité *Revue générale de thermique* ISSN 0035-3159 CODEN RGTHA7 1999, vol. 35, no411, pp. 151-176 (69 ref.) (1996).

NASR .A AND J.C.S. LAI Comparison of flow characteristics in the near field of two parallel plane jets and an offset plane jet; *Physics of fluid*, 9 (10), 2919-2931

QUINN W. R. , MILITZER J. (1988) Experimental and numerical study of a turbulent free square jet *Revue / Journal Title* The Physics of fluids ISSN 0031-9171 , 1988, vol. 31, no5, pp. 1017-1025 (37 ref.).

Wael A. Mokhtar Mohamed F. Khalil , Kamel A. Elshorbagy , Sadek Z. Kassab , et Alaa A. Elmiligui (2005) Ont étudié expérimentalement et numériquement les paramètres d'un jet libre attaché à une surface plane. Afin d'étudier les caractéristiques aérodynamiques d'un jet plan libre, impactant une surface plane.

RADHOUANE Amina¹, Nejla MAHJOUB SAÏD¹, Hatem MHIRI¹, George LEPALEC², Philippe BOURNOT² (2007) Contribution à la modélisation de l'interaction entre deux jets incliné et un écoulement transversal: REFROIDISSEMENT PAR JETS

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUE

ROUX .S, L.-E. BRIZZI, E. DORIGNAC, Dynamique d'un jet rond impactant une paroi plane contraint par un forçage acoustique.

Stéphane Ravier (2004). Simulation Numérique d'un Ecoulement de Type Jet Plan Turbulent à Masse Volumique Variable par Deux Modèles de Turbulence au Premier Ordre *Rev. Energ. Ren. Journées de Thermique 91-96 (2004)*.

SHUM-KIVAN (2013). Simulation numérique des grandes échèles de jets impactant. Une méthode très utilisée pour refroidir les aubes de turbine des moteurs aéronautiques consiste à impacter des jets d'air frais sur leur surface interne.

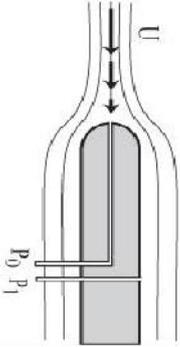
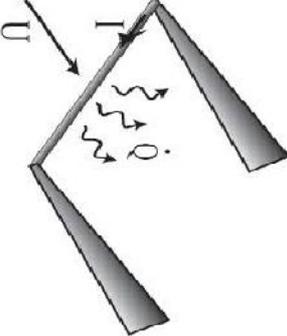
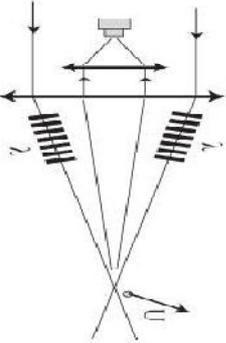
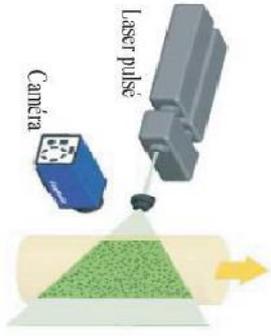
Tummers et al (1997), ont également mis en évidence la présence de tourbillons se formant épisodiquement contre la paroi qui pourraient être une des causes du second pic du nombre de Nusselt.

Xiao(2003) a mené une étude comparative de différentes dispositions des jets: jet unique, jet double et jet triple. Il s'agit de l'étude numérique et expérimentale de ces différentes configurations de jets tous émergeant dans un écoulement transversal confiné et sous des conditions aux limites constantes aussi bien pour les jets que pour la conduite où a lieu l'écoulement.

Ziegler and Wooler (2001). Multiple Jets Exhausted into a Crossflow, *J. Aircraft*, Vol. 8, No. 6, pp. 414-420, May 1970.

ANNEXE

Différentes techniques pour l'anémométrie

Inconvénients	Avantages	Principe	Schéma	
Très intrusif. Résolution spatiale & temporelle faible.	Mise en œuvre très simple, bon marché (~ 1 k€) Idéal pour profils de vitesse moyenne	Mesure de 2 pressions (statique et dynamique) ? Bernoulli $U = \sqrt{2(P_0 - P_s) / \rho}$		TUBE DE PITOT
Intrusif. Fragile Calibration non linéaire Contaminations (fluct° température)	Excellente résolution spatiale et temporelle (idéal pour mesures de fluctuations turbulentes). Mise en œuvre assez simple, coût modéré (~ 10 - 20 k€).	Mesure de la puissance R_f^2 dissipée par un fil chauffé.		ANEMOMETRE A FIL CHAUD (HOT WIRE ANEMOMETRY)
Accès optique (fluide transparent). Nécessite enserrinement. Régulages délicats. Cher (50-100 k€)	Non intrusif. Calibration linéaire. Très bonne résolution spatiale et temporelle (idéal pour mesures de fluctuations turbulentes). Possibilité mesure plusieurs composants.	Mesure (par interférométrie) du décalage Doppler sur particule diffusante.		ANEMOMETRE LASER DOPPLER (LASER DOPPLER VELOCIMETRY, LDV)
Accès optique (fluide transparent). Nécessite enserrinement. Mauvaise résolution temporelle. Cher (70 - 100 k€)	Non intrusif. Champ 2D instantané.	Mesure du déplacement de particules entre deux images (méthode de corrélations)		VELOCIMETRIE PAR IMAGES DE PARTICULES (PIV)

Anémomètre: terme du XVIII^e siècle, composé du préfixe « anémo » (en grec « ἀνεμος », « anemos », en français « vent ») et du suffixe « mètre » (« mesure »), est un appareil permettant de mesurer la vitesse ou la pression du vent. [Turbulence et anémométrie à fil chaud-Geneviève Comte-Bellot-la turbulence vers un régime-fluide STRATIFIA-FRANCE]

ANNEXE

METHODES EXPERIMENTALES EN MECANIQUE DES FLUIDES

I.L'ANMOMETRIE A FIL CHAUD

I.1 INTRODUCTION

L'anémométrie à fil chaud est une technique classique de mesure de la vitesse d'un fluide en un point, faiblement intrusive, de mise en œuvre relativement légère et assez bon marché. Son point fort est son excellente résolution spatiale et temporelle, qui en font la technique de choix pour l'étude des fluctuations turbulentes. Ses points faibles sont sa fragilité et (dans la configuration la plus simple) la limitation de la mesure à une seule composante de la vitesse. Les anémomètres à fils chauds usuels sont constitués d'un fin fil d'environ 1 mm de long, de 1 à 10 μm de diamètre, tendu entre deux broches (figure I.1).

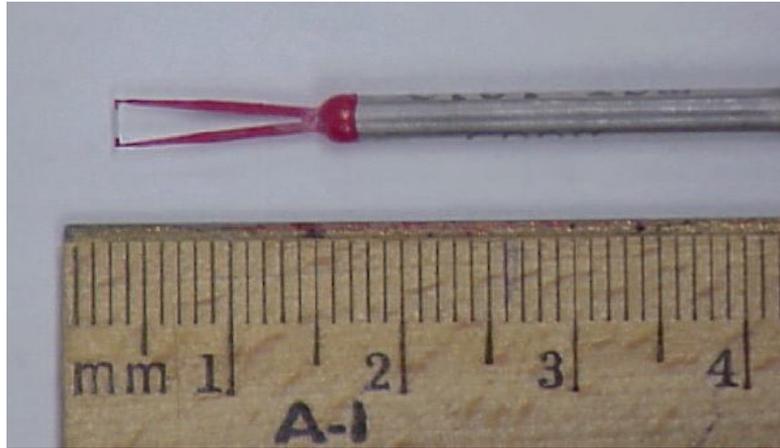


Figure I.1 – Photo d'un anémomètre à fil chaud

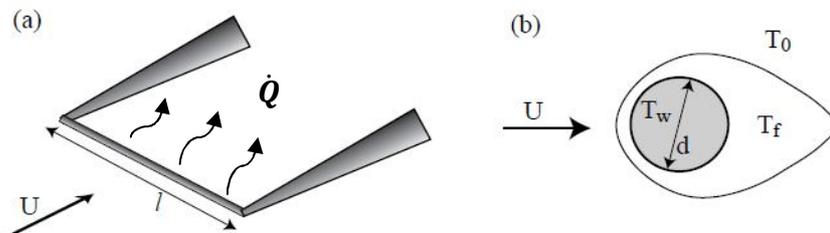


Figure I.2: (a) : Fil monté sur ses broches, perpendiculaire à la vitesse. (b): Allure de la couche limite thermique autour du fil, $T_f = (T_w + T_0)/2$ est la température du film fluide chaud

ANNEXE

I.2 Principe de base de l'anémométrie à fil chaud

Le principe de l'anémométrie à fil chaud consiste à mesurer la puissance transférée depuis un fil fin chauffée par effet Joule et refroidi par le passage du fluide. La puissance emportée par le fluide donne donc une mesure indirecte de la vitesse de l'écoulement – mais pas de sa direction.

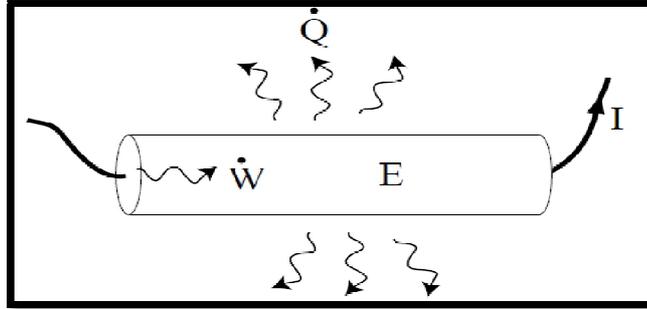


Figure I.3 – Bilan de puissance sur le fil chaud

La conductivité thermique pouvant dépendre elle-même de la température, on la choisit par convention à la "température du film" (fig. 1.2b) T_f , définie par convention comme la moyenne.

$$T_f = (T_w + T_0)/2 \quad (I.1)$$

Cette puissance ne devra dépendre après intégration que de la différence caractéristique de température, $T_w - T_0$. En introduisant le coefficient de transfert h (en $W.m^{-2}.K^{-1}$), on peut écrire cette puissance par unité de surface.

$$\frac{\dot{Q}}{A} = h(T_w - T_0) \quad (I.2)$$

h représente la puissance par unité de surface transférée pour une différence de température donnée. On adimensionne ce coefficient de transfert en introduisant le nombre de Nusselt Nu :

$$Nu = hd/k_f \quad (I.3)$$

(ou on a utilisé d et non l comme longueur caractéristique, car dans la limite $l/d \gg 1$ le problème est bidimensionnel et l ne doit plus intervenir). En remplaçant les expressions de Nu et ' A ' dans (1.2), on obtient finalement :

$$\dot{Q} = \pi l k_f (T_w - T_0) Nu \quad (I.4)$$

Le nombre de Nusselt exprime l'efficacité du transfert par convection, c'est-à-dire le rapport entre puissance transférée totale et puissance transférée par conduction uniquement. Nu est d'autant plus élevé que la vitesse du fluide U est élevée. Par construction, on a $Nu > Nu_0$ en présence de convection, et $Nu = Nu_0 \sim 1$ ($h \sim k_f/d$) pour $U = 0$ (conduction pure). Le bilan de puissance (1.1) s'écrit ainsi que:

$$\frac{dE}{dt} = R_w I^2 - \pi l k_f (T_w - T_0) Nu \quad (I.5)$$

L'énergie E stockée dans le fil peut s'écrire en fonction de la température T_w du fil :

$$dE = mc dT_w \quad (I.6)$$

ANNEXE

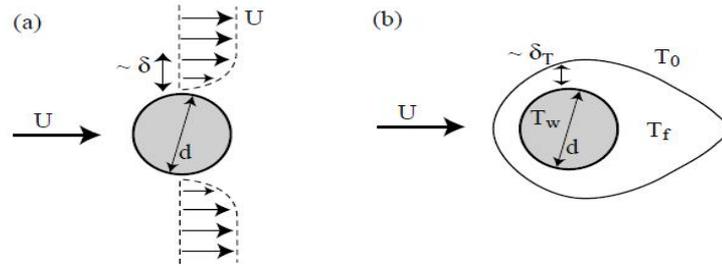


Figure 1.4 – (a) : Couche limite de vitesse, (b) : couche limite thermique

I.3 Relation fondamentale de l'anémométrie : la Loi de King

❖ Transfert de chaleur : la loi $Nu = f(Re)$

Tout le problème de l'anémométrie à fil chaud est maintenant de déterminer la loi de transfert de chaleur Nu en fonction de la vitesse U , c'est-à-dire du nombre de Reynolds Re_w basé sur le fil :

$$Re_w = \frac{Ud}{\nu_f} \quad (I.7)$$

On choisit ici encore la viscosité cinématique ν_f à la température du film T_f . U est ici la "vitesse à l'infini", c'est-à-dire la vitesse suffisamment loin (quelques diamètres) en amont du fil.

❖ Résolution du problème:

On doit tenir compte de la couche limite de vitesse (épaisseur δ_b sur laquelle la vitesse passe de U "à l'infini" à 0 à la surface du fil, fig. 1.4a) ainsi que de la couche limite thermique (épaisseur δ_T de fluide sur laquelle la température passe de T_w à essentiellement T_0 , fig. 1.4b).

Dans le cas d'un fluide à nombre de Prandtl $Pr = \nu/\kappa \sim 1$ (cas des gaz, ou diffusion visqueuse = diffusion thermique), on sait que ces deux couches limites sont d'épaisseur comparable, $\delta \sim \delta_T$. Avec les hypothèses supplémentaires d'un écoulement 2D potentiel (tel que $l/d \gg 1$) et stationnaire, King (1914) propose la loi : $Nu = 1 + \sqrt{2\pi Re_w}$ (I.8)

Il existe bien d'autres lois que (1.8), avec des hypothèses moins restrictives. Une des lois les plus utilisées est la loi de Kramers, qui fait intervenir le nombre de Prandtl :

$$Nu = 0.42Pr^{\frac{1}{5}} + 0.57\sqrt{Re_w}Pr^{\frac{1}{3}} \quad (I.9)$$

(rappelons que $Pr \sim 0,7$ pour l'air et $Pr \sim 6$ pour l'eau). On retrouve la dépendance en $Re_w^{1/2}$ déjà présente dans (1.8), ainsi qu'une dépendance en $Pr^{1/3}$ propre aux transferts thermiques en couche limite laminaire dans le cas d'un Pr de l'ordre ou supérieur à 1. D'une manière générale, nous pourrions écrire notre loi de transfert sous la forme:

$$Nu = a_0 + b_0\sqrt{Re_w}$$

Où les coefficients sans dimension a_0 et b_0 peuvent dépendre de tout (Prandtl, Mach, l/d . . .) sauf évidemment de la vitesse U .

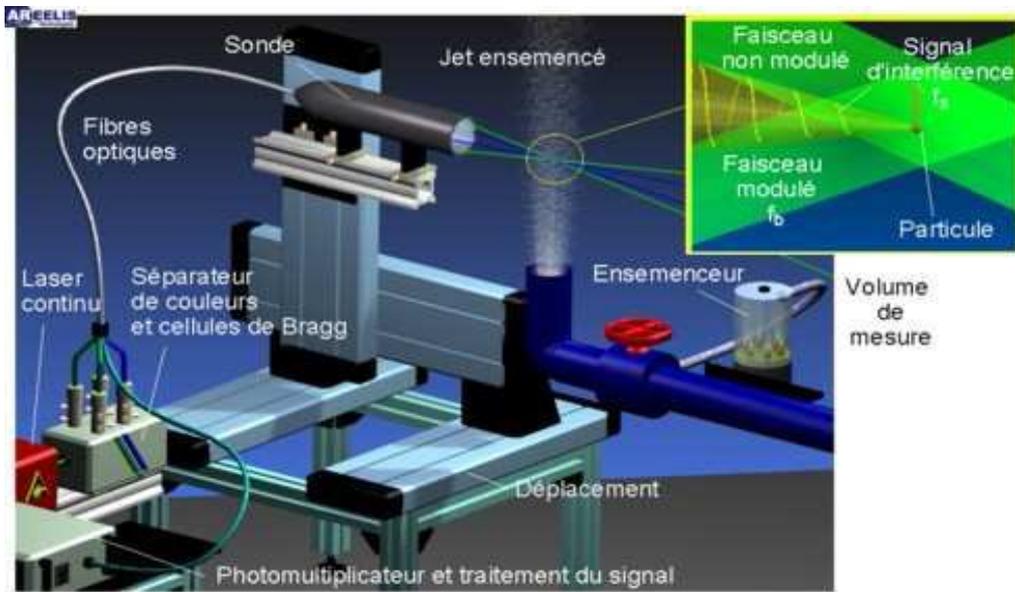
ANNEXE

II. L'Anémométrie Doppler Laser (ADL)

II.1 INTRODUCTION

L'Anémométrie Doppler Laser (ADL) est une méthode optique permettant de mesurer localement la vitesse de l'écoulement avec un taux d'échantillonnage temporel élevé. Son principe consiste à faire interférer deux faisceaux laser à l'endroit de l'écoulement où l'on désire faire la mesure. Lorsque les particules ensemencées dans l'écoulement traversent le volume de mesure formé par les faisceaux, celles-ci diffusent un signal lumineux, modulé par l'interférence, que l'on collecte à l'aide d'un photomultiplicateur. La fréquence du signal f_s est directement proportionnelle

à la vitesse U de la particule.

$$U = \frac{\lambda f_s}{2 \sin(\theta/2)}$$


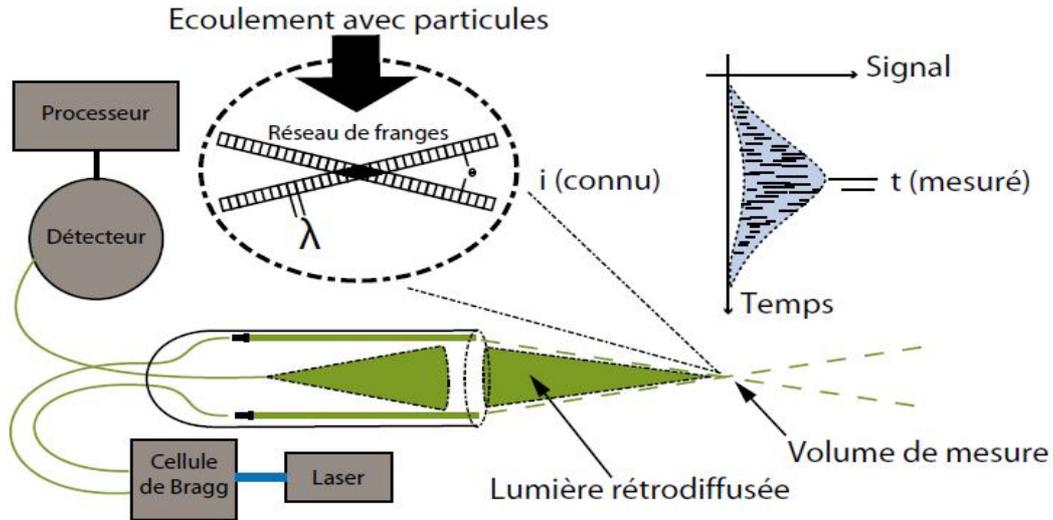
Avec λ la longueur d'onde du laser et θ l'angle entre les deux faisceaux. La direction de la vectrice vitesse correspond à celle du plan contenant les deux faisceaux. Le sens est déterminé en décalant la fréquence d'un des faisceaux incidents à l'aide d'une cellule de Bragg contrôlable. Tenant compte de cette fréquence de décalage, f_b , l'expression de la vitesse .

$$U = \frac{\lambda (f_s - f_b)}{2 \sin(\theta/2)}$$

II.2 Principe de base de L'Anémométrie Doppler Laser (ADL)

Tangentielle de la surface du disque tournant, dont la qualité optique assure la mesure des signaux Doppler issus de l'anémomètre. Rappelons que la vitesse tangentielle est égale à la vitesse de rotation du disque, qui est fixée et enregistrée, multipliée par son rayon. En pratique, le volume de mesure, dont la taille dépend des caractéristiques géométriques de la sonde laser (espacement des faisceaux, distance focale de la lentille), est positionné, par l'intermédiaire d'un système de

ANNEXE



déplacement à trois axes, sur la surface cylindrique du disque tournant (son arête) de manière à mesurer la vitesse tangentielle. Le disque tournant est parfaitement connu du point de vue géométrique ; la rotation du disque et le volume de mesure sont, eux aussi, bien maîtrisés. S'il n'y avait pas un alignement parfait du volume, les interférences seraient en effet incurvées et non parfaitement parallèles. La mesure de vitesse par l'anémomètre laser Doppler est ensuite réalisée en différents points du volume de mesure en déplaçant la sonde perpendiculairement à l'axe de rotation du disque tournant. A chaque position x dans le volume de mesure, l'interfrange de l'anémomètre i_x est calculé à partir de l'équation 2 suivante : $i_x = V_{DISC} / f_D$ où i_x est l'interfrange à la position x dans le volume de mesure, V_{DISC} est la vitesse tangentielle du disque tournant et f_D est la fréquence Doppler mesurée par l'anémomètre laser Doppler. L'interfrange moyen sur le volume de mesure i peut ensuite être évalué et être utilisé pour la mesure de vitesse par l'anémométrie. La meilleure incertitude élargie(4) atteinte est de 0,05 % de la mesure i pour une plage de 1 à 15 μm .

II.3 Différents domaines d'activité de l'anémomètre laser Doppler

Toutes les techniques de mesures présentées ici sont utilisées dans nos différentes activités. Elles sont très variées car la mécanique des fluides et l'énergétique interviennent dans la quasi-totalité des secteurs industriels. Aujourd'hui, nous intervenons dans cinq domaines d'activités complémentaires :

- procédés industriels et équipements
- applications des plasmas
- aérodynamique des infrastructures / potentiel éolien de sites
- impact environnemental
- pulvérisation