

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE MENTOURI CONSTANTINE
FACULTE DES SCIENCES DE L'INGENIEUR
DEPARTEMENT DE GENIE MECANIQUE

N° d'ordre:
Série:

THESE
EN VUE DE L'OBTENTION DU DIPLOME DE
DOCTORAT EN SCIENCES
EN GENIE MECANIQUE
OPTION : ENERGETIQUE

THEME
CONTRIBUTION A L'ETUDE DES JETS IMPACTANTS TURBULENTS PRESENTANT
UNE COURBURE DES LIGNES DE COURANT PLUS OU MOINS FAIBLE

PRESENTEE PAR:
Benhacine Adra épouse Nemouchi

Soutenue le: 17/01 /2012

Devant le jury:

Président	Mr. S. BOUDEBOUS	(Pr.)	Université de Constantine
Rapporteur	Mr. Z. NEMOUCHI	(Pr.)	Université de Constantine
Co-rapporteur	Mr. L. KHEZZAR	(Pr. As.)	Institut du pétrole (Abu Dhabi)
Examineur	Mr. M. SI-AMEUR	(Pr.)	Université de Batna
Examineur	Mr. C. BOUGRIOU	(Pr.)	Université de Batna
Examineur	Mr. O. KHOLAI	(M.C.)	Université de Constantine

Remerciements

Je remercie tout d'abord le Bon DIEU pour tout ce qu'il m'a donné

Merci mon Dieu

Je remercie beaucoup Mr. NEMOUCHI Zoubir, Professeur au département de génie mécanique à l'université Mentouri Constantine, de m'avoir encadrée et dirigée dans ma thèse ainsi que dans ma vie professionnelle. Je le remercie pour ses précieux conseils, son savoir et sa rigueur scientifique qui m'ont permis d'acquérir des connaissances .

Je remercie Mr. KHEZZAR Lyes, Professeur Associé au mechanical engineering department, Petroleum Institute, Abu Dhabi, Emirats Arabes Unis d'avoir accepté d'être mon Co-encadreur et de manifester un intérêt à ce travail. Je lui suis très reconnaissante pour avoir lancé et dirigé une partie des calculs au Petroleum Institute, et pour sa grande contribution dans cette étude.

Je suis très honorée que Mr. BOUDEBOUS Saadoun, Professeur au département de génie des procédés à l'université Mentouri Constantine, ait accepté de présider le jury qui évalue la présente thèse et je le remercie pour ses encouragements.

Je remercie également les membres du jury, Mr. SI AMEUR Mohamed, Professeur au département de génie mécanique à l'université de Batna, Mr BOUGRIOU Cherif, Professeur au département de génie mécanique à l'université de Batna et Mr KHOLAI Omar, Maître de Conférences au département de génie mécanique à l'université Mentouri Constantine, pour leurs contributions à l'évaluation et l'enrichissement de la présente étude.

Je me dois d'être reconnaissante à Mr KHAROUA Nabil Post-Doctorant au mechanical engineering department, Petroleum Institute, Abu Dhabi, Emirats Arabes Unis, pour sa grande contribution dans cette étude et en particulier au lancement d'une partie des calculs au Petroleum Institute.

Je tiens à remercier Mr Benissaad S. Chef de département pour son soutien. Je n'oublie pas de remercier Mr Gaci F. pour sa serviabilité.

Dédicaces

Je dédie ce travail à la mémoire de mon Père.

À ma chère mère.

Je le dédie à mon mari et je ne le remercierai pas assez pour sa compréhension, son aide précieuse et sa gentillesse.

À mes chers enfants Downia, Adam, Manal et Imène. Je souhaite qu'ils suivent le chemin de leurs parents.

Je le dédie à mes sœurs et je les remercie pour leur aide.

À mes frères.

À toute ma belle famille.

À tous mes neveux et mes nièces,

À mes chères amies qui m'ont tant soutenue et encouragée.

Résumé

La présente thèse est une contribution à l'étude, par simulation numérique, de jets plans turbulents impactant des parois courbées à l'aide du code de calcul Fluent, en utilisant trois modèles de turbulence, notamment le modèle $k-\varepsilon$, le modèle des contraintes de Reynolds RSM (Reynolds Stress Model) et le modèle de simulation des grandes échelles LES (Large Eddy Simulation). Les effets de la courbure de la paroi et de la distance entre la sortie de la fente du jet et le point d'impact ont été mis en évidence. La première partie du travail traite la performance des trois modèles de turbulence dans la simulation d'un jet plan turbulent isotherme impactant une paroi courbée convexe d'un demi-cylindre pour laquelle des résultats expérimentaux sont disponibles. La deuxième partie est une étude des phénomènes instantanés et statistiques caractérisant le jet libre, la région de stagnation et le jet pariétal par la méthode LES. Le comportement de l'écoulement isotherme dans les différentes parties du domaine est exploré. L'effet de la courbure de la paroi sur la dynamique du jet pariétal est mis en évidence par comparaison de l'évolution d'un jet impactant une paroi courbée et celle sur une paroi plane. La troisième partie, fruit d'un travail de collaboration avec le Department of Mechanical Engineering, Petroleum Institute, Abu Dhabi, est une étude d'un jet impactant un demi-cylindre avec transfert de chaleur. Les résultats originaux de cette étude ont fait l'objet d'une publication dans une revue de renommée internationale (Journal of Heat and Mass Transfer, Ed. Springer).

ملخص

هذه الأطروحة هي مساهمة في دراسة ، عن طريق المحاكاة العددية ل انفاثات المستوية المضطربة التي تؤثر على ال جدران المنحنية باستخدام برنامج الح ساب Fluent، وذلك باستخدام نماذج الاضطرابات الثلاث ، بما في ذلك طراز $K - \epsilon$ ، نموذج RSM (نموذج اجهادات رينولدز) ، ونموذج محاكاة السلم الكبير (LES). لقد سلط الضوء على تأثير انحناء الجدار والمسافة بين فتحة النفاث ونقطة التأثير. يتناول الجزء الأول أداء نماذج الاضطرابات الثلاثة في محاكاة النفاث المضطرب المؤثر على جدار نصف أسطواني الذي قدمت حوله نتائج تجريبية . أما الجزء الثاني من هذا العمل فهو دراسة الظواهر المتغيرة مع الزمن والمتوسطة المميزة للنفاث الحر لمنطقة الركود و النفاث الجداري ب LES. قد تم استكشاف سلوك السريان المتساوي الحرارة في أجزاء مختلفة من محيط النفاث . وضح تأثير انحناء الجدار على ديناميكية النفاث الجداري بمقارنة تطور حركة النفاث عند اصطدامه بجدار منحنى و آخر مسطح . أما الجزء الثالث، نتيجة لعمل تعاوني مع قسم الهندسة الميكانيكية ، معهد البترول في أبوظبي، وهي دراسة نفاث ناقل للحرارة ي وثر على نصف أسطوانة . نشرت نتائج هذه الدراسة في مجلة عالمية شهيرة (Journal of Heat and Mass Transfer Ed: Springe).

Abstract

This work is a contribution to the study, by numerical simulation, of turbulent plane jets impinging on curved walls by means of the computer code Fluent, using three turbulence models, namely the $k-\epsilon$ model, the Reynolds stress model (RSM) and the large-eddy simulation approach (LES). The effects of the wall curvature and the slot-to-target-surface distance are investigated. The first part of the work compares the performance of the three turbulence models in the simulation of an isothermal turbulent plane jet impinging on a convex semi-cylindrical surface for which experimental results are available. The second part is a study of the instantaneous and statistical phenomena characterizing the free jet, the stagnation region and the wall jet by the LES method. The behavior of the isothermal flow in the different parts of the domain is explored. The effect of the wall curvature on the dynamics of the wall jet is studied by comparing the development of a jet impinging on a curved wall with that of a jet, under similar conditions, impinging on a flat plate. The third part, an outcome of a collaborative work with the Department of Mechanical Engineering, Petroleum Institute, Abu Dhabi, is a study of a jet impinging on a semi-cylinder with heat transfer. The original results of this study have been published in a well known scientific journal (Journal of Heat and Mass Transfer, Ed Springer).

Table des matières

Nomenclature	iv
I Introduction et étude bibliographique	1
I-1 Introduction	1
I-2 Structure d'un jet impactant	3
I-3 Etude bibliographique	4
I-4 Objectif du présent travail	15
I-5 Organisation de la thèse	15
II Formulation mathématique	17
II-1 Equations régissant l'écoulement	17
II-2 Modélisation de la turbulence	17
II-2-1 Modèle de turbulence k- ϵ standard	18
II-2-2 Modèle de turbulence des contraintes de Reynolds RSM	19
II-2-2-1 Modélisation du terme de transport diffusif turbulent	20
II-2-2-2 Modélisation de la corrélation pression-taux de déformation	20
II-2-2-3 Modélisation du taux de dissipation	22
II-2-3 Modèle de la simulation des grandes échelles LES	22
II-2-3-1 Notions de base	22
II-2-3-2 Equations filtrées	23
II-2-3-3. Modélisation sous maille	24
II-2-4 Calcul des contraintes de Reynolds dans le système de coordonnées cylindrique	25 27
II-2-5 Schémas numériques	

III Configurations, maillages et calculs préliminaires	28
III-1 Introduction	28
III-2 Détails sur le jet isotherme	29
III-2-1 Conditions aux limites	29
III-2-1-1 Entrée	29
III-2-1-2 Plan de symétrie	30
III-2-1-3 Parois	30
III-2-1-4 Frontières libres	32
III-2-1-5 Frontières avant et arrière	32
III-2-2 Maillage	32
III-2-3 Tests de l'effet du maillage sur la solution	34
III-2-4 Configurations et maillages pour la simulation par la LES	36
III-2-4-1 Réduction de la géométrie	36
III-2-4-2 Maillages des configurations étudiées par la LES	39
III-2-5 Effet de l'orientation du fluide pénétrant les frontières libres	44
III-2-6 Effet de la valeur du résidu du critère de convergence	47
III-3 Détails sur le jet avec transfert de chaleur	48
III-3-1 Conditions aux limites	48
III-3-2 Maillages	50
IV Discussion des résultats	52
IV-1 Comparaison des différents modèles de turbulence	52
IV-1-1 Jet libre	52
IV-1-2 Le long de l'axe de symétrie	56

IV-1-2 Jet pariétal	57
IV-2 Etude détaillée par la LES et comparaison des jets impactant les parois plane et courbée	60
IV-2-1 Champs instantanés dans le jet libre	60
IV-2-2 Champs instantanés et moyens dans le jet pariétal et comparaison des résultats des parois courbée et plane	66
IV-3 Etude de l'écoulement avec transfert de chaleur d'un jet impactant une paroi courbée	77
IV-3-1 Caractéristiques instantanées de l'écoulement	80
IV-3-2 Caractéristiques statistiques de l'écoulement	86
IV-3-3 Champ thermique	
Conclusions et perspectives	90
Références	92

Nomenclature

$C_{1\varepsilon}, C_{2\varepsilon}$	Constantes empiriques dans le modèle k- ε
C_1, C_2, C'_1, C_l	Constantes du terme pression-taux de déformation dans le modèle RSM
C_s	Constante de Smagorinsky dans le modèle LES
C_μ	Constante liée à la viscosité turbulente
d_p	Distance à la paroi (m)
D_H	Diamètre hydraulique (m)
G_k	production de l'énergie cinétique turbulente (kg/m.s^3)
I	Intensité de turbulence
k	Energie cinétique turbulente (m^2/s^2)
l	Taille des grands tourbillons (m)
l_m	Longueur de mélange (m)
N_u	Nombre de Nusselt
P	Pression moyenne (Pa)
\tilde{P}	Pression instantanée (Pa)
P_{ij}	Terme de production des contraintes de Reynolds (kg/m.s^3)
Q	Facteur (Q factor)($1/\text{s}^2$)
R	Rayon de la paroi courbée (m)
Re_w	Nombre de Reynolds basé sur la largeur de la fente
S	Distance le long de la paroi à partir du point d'impact (m)
S_{ij}	Tenseur du taux de déformation ($1/\text{s}$)
S_t	Nombre de Strouhal
S_ϕ	Terme source

t	Temps (s)
T	Température moyenne (K)
\tilde{T}	Température instantanée (K)
u	Fluctuation de vitesse suivant x(m/s)
v	Fluctuation de vitesse suivant y (m/s)
U	Composante de vitesse moyenne suivant x (m/s)
\bar{U}_i	Composante de vitesse filtrée suivant la direction i (m/s)
\tilde{U}_i	Composante de vitesse instantanée suivant la direction i (m/s)
U_e	Vitesse à l'entrée du jet (m/s)
U_r	Composante de vitesse radiale (m/s)
u_r	Fluctuation de la composante de vitesse radiale (m/s)
U_θ	Composante de vitesse tangentielle (m/s)
u_θ	Fluctuation de la composante de vitesse tangentielle (m/s)
V	Composante de vitesse suivant y (m/s)
W	Largeur de la fente du jet (m)
x, y, z	Coordonnées du système cartésien (m)
Y	Distance axiale à partir de l'entrée du jet (m)
y^+	Distance adimensionnelle suivant la normale à la paroi
$y_{1/2}$	Distance radiale de la paroi où la vitesse est égale à la moitié de la vitesse maximale (m)

Lettres grecques

Γ_Φ	Diffusivité de la variable Φ (kg/m.s)
Δ	Taille du filtre dans le modèle LES (m)

Φ	Variable dépendante dans les équations de transport
Φ'	Fluctuation de la variable Φ par rapport à la valeur filtrée (modèle LES)
$\bar{\Phi}$	Variable filtrée (modèle LES)
ε	Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente (m^2/s^3)
ε_{ij}	Tenseur du taux de dissipation (m^2/s^3)
η	Echelle de turbulence de Kolmogorov (m)
δ_{ij}	Delta de Kronecker
κ	Constante de Von Karman
μ	Viscosité dynamique (kg/m.s)
μ_t	Viscosité dynamique turbulente (kg/m.s)
ν	Viscosité cinématique (m^2/s)
ξ	Incrément de l'espace utilisé par la fonction filtre (modèle LES) (m)
ρ	Masse volumique (kg/m^3)
τ_{ij}	Tenseur des contraintes de Reynolds sous mailles
τ_p	Contrainte de cisaillement à la paroi (Pa)

Chapitre I

Introduction et étude bibliographique

I-1 Introduction

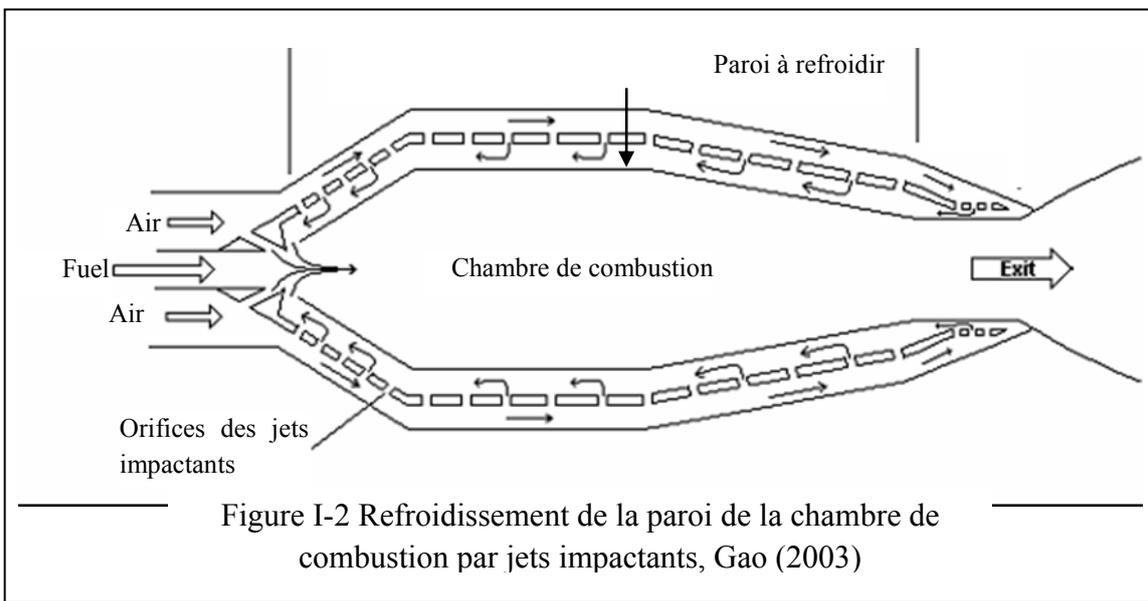
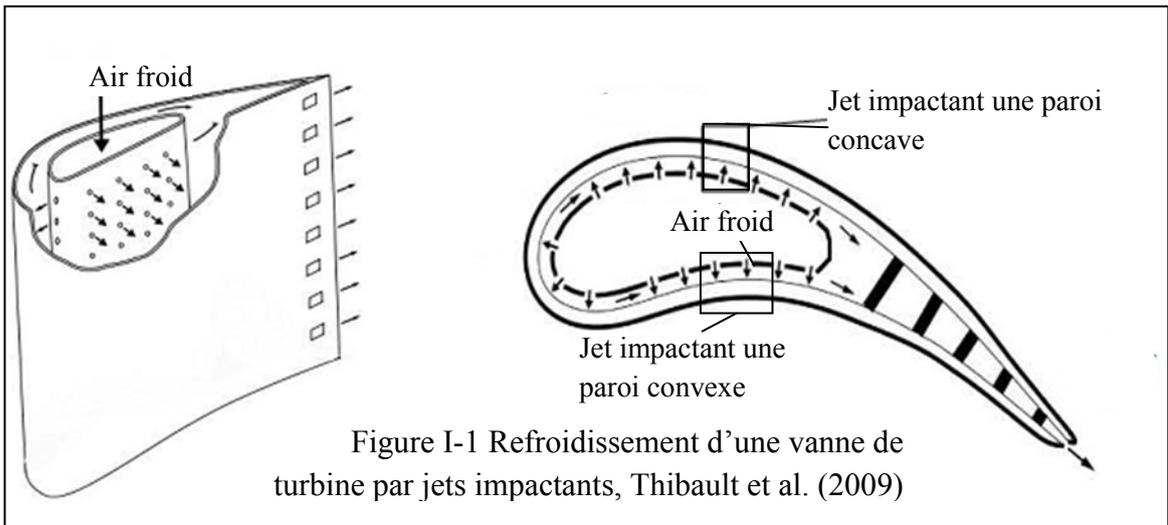
Les jets turbulents impactants des surfaces planes ou courbées ont fait l'objet de plusieurs travaux de recherche rapportés dans la littérature durant les dernières décennies. La motivation est l'amélioration du transfert de chaleur et/ou de masse localisés dans une partie d'un système. Pour atteindre cet objectif, il est nécessaire de comprendre le comportement dynamique du fluide et son effet sur le transfert de chaleur et/ou de masse local.

Plusieurs paramètres peuvent affecter le comportement du transfert thermique et de l'écoulement du fluide dans les différentes régions d'un jet impactant (le jet libre, la zone d'impact et le jet pariétal). Parmi ces paramètres, on peut citer la géométrie de la fente du jet, la section du jet qui peut être circulaire, elliptique ou rectangulaire, la distance entre la sortie du jet et la surface d'impact, le nombre de Reynolds, l'inclinaison du jet, l'intensité de turbulence, le tourbillonnement (swirling), la température du jet, la courbure de la surface et la rugosité de la surface.

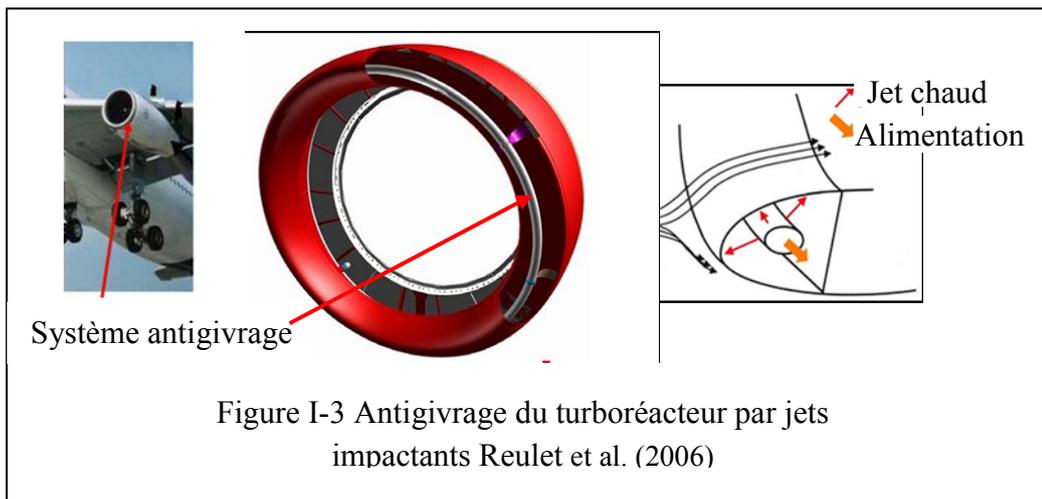
Les jets impactants sont largement utilisés dans le secteur industriel. On rencontre des applications comportant un seul jet, une rangée de jets ou plusieurs rangées de jets alignées ou décalées. Comme exemple, un rideau d'air est utilisé dans l'industrie papetière pour évaporer l'eau de la pâte à papier, dans la fabrication du verre pour refroidir la nappe de verre, dans l'industrie métallurgique pour refroidir le métal en fusion et dans l'industrie du textile pour sécher le textile. La technique des jets d'air est aussi utilisée dans le secteur alimentaire pour sécher les aliments, dans le domaine de la fabrication pour le refroidissement des outils de coupe et le nettoyage des pièces usinées ainsi que le séchage des produits peints.

Dans les chambres froides on trouve des rideaux d'air composés de jets de fluide qui servent à empêcher l'entrée de l'air chaud de l'extérieur lors d'ouverture des chambres. Le même principe est utilisé dans les tunnels routiers où le rideau d'air joue le rôle d'une barrière immatérielle destinée à cloisonner les différentes parties du tunnel en cas d'incendie et ainsi à limiter la propagation des fumées pour éviter les catastrophes.

Des secteurs industriels de haute technologie utilisent le refroidissement par jets impactants. Dans le domaine aéronautique par exemple, les aubes des rotors et les vannes des stators des turbines, figure I-1, et les chambres de combustion des moteurs de nouvelle génération, figure I-2, sont refroidis par des jets impactants.



Une autre application dans ce domaine est le dégivrage de la partie avant du turboréacteur, figure I-3.

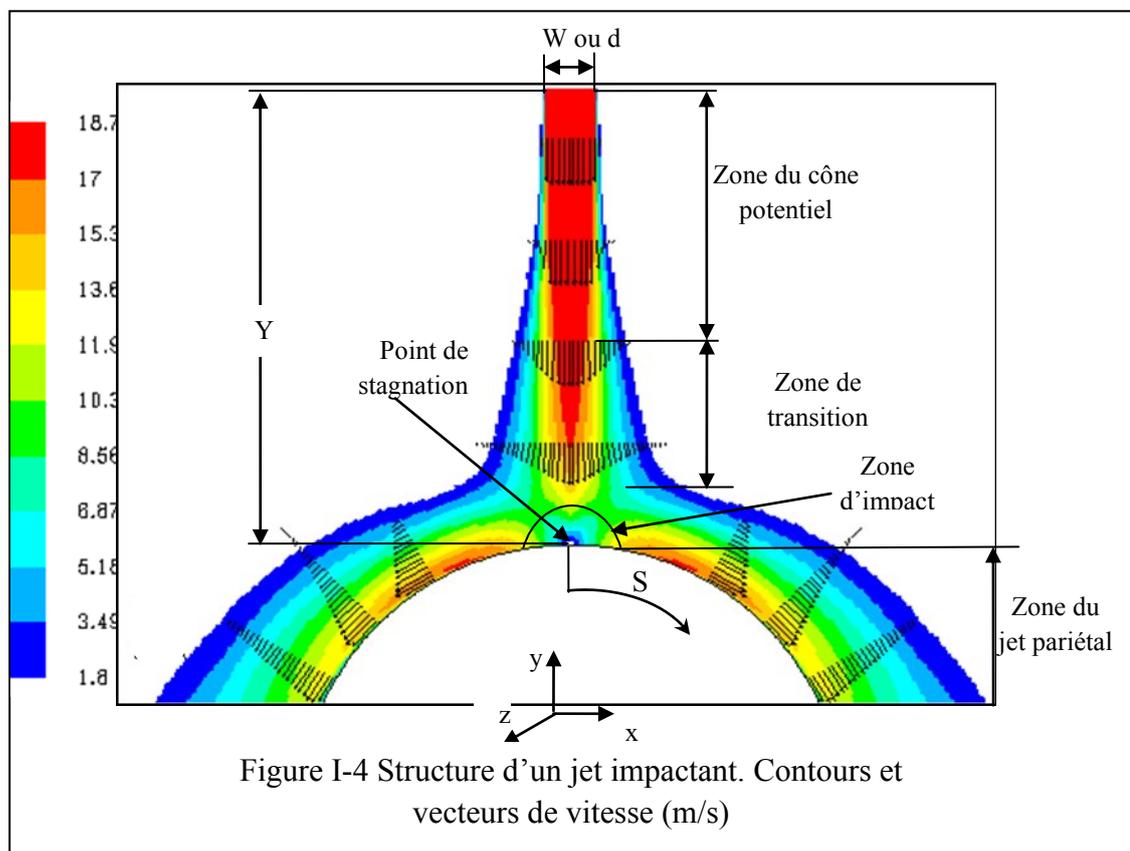


Dans le domaine de l'électronique, les jets impactant servent à refroidir les parois des échangeurs compacts utilisés dans l'extraction de chaleur en milieu confiné des composants électroniques modernes. Dans le cas des supercalculateurs, un jet de fluide diélectrique est utilisé en projection directe sur les éléments semi-conducteurs.

I-2 Structure d'un jet impactant

En se référant au champ de vitesse d'un jet impactant, l'écoulement d'un jet peut être divisé en quatre zones, figure I-4.

- 1- **Zone du cône potentiel** : dans cette zone, le jet maintient sa vitesse de sortie de la fente le long de l'axe. La zone de mélange, où le fluide ambiant est entraîné par le jet, se développe de part et d'autre du cône potentiel.
- 2- **Zone de transition** : cette zone commence quand les deux couches de cisaillement se rencontrent sur l'axe du jet et la vitesse le long de l'axe commence à décroître.
- 3- **Zone d'impact** : c'est la région qui entoure le point de stagnation caractérisée par des vitesses faibles et des pressions relativement élevées.
- 4- **Zone du jet pariétal** : c'est la zone en aval de la région d'impact, où le jet évolue le long de la paroi.



I-3 Etude bibliographique

Diverses études numériques et expérimentales se sont intéressées aux comportements dynamiques et/ou thermiques des jets impactants.

Gau et Chung (1991) ont présenté une étude expérimentale d'un jet d'air plan impactant deux surfaces courbées, l'une convexe et l'autre concave. Les expériences par visualisation et par anémométrie à fil chaud ont permis l'étude de l'effet de la courbure des surfaces d'impact sur l'écoulement et le transfert thermique. La visualisation a mis en évidence l'apparition d'une série de vortex 3D contrarotatifs près de la paroi convexe au point de stagnation pour une distance Y entre la fente du jet et la paroi égale à quatre fois la largeur de la fente du jet W ($Y/W=4$), ce qui n'est pas le cas pour $Y/W=8$ ou 12 . Ces vortex peuvent augmenter le transfert de chaleur entre le jet et la paroi convexe. L'augmentation de la courbure de la surface peut provoquer l'augmentation de la taille des vortex, ce qui conduit à l'augmentation du nombre de Nusselt au point de stagnation.

Une visualisation par fumée de l'écoulement d'un jet rond libre et impactant une plaque plane a été réalisée par Popiel et Trass (1991). Initialement l'écoulement laminaire instable dans la zone de cisaillement qui entoure le cône potentiel du jet libre, produit des structures toroïdales tourbillonnaires de grandes tailles. Leur développement augmente considérablement le taux d'entraînement et le processus de mélange. Dans cette étude ils ont trouvé que dans la zone du jet libre la distance entre deux vortex toroïdaux voisins est proportionnelle à la distance moyenne de ces vortex par rapport à la sortie du jet et que le nombre de Strouhal est inversement proportionnel à cette même distance. Les meilleures images obtenues sont celles des tourbillons pariétaux qui sont induits par les vortex de grandes tailles quand la plaque plane est située à faibles distances de la fente du jet. Il a été déduit que ces tourbillons pariétaux sont responsables de l'augmentation de la quantité de mouvement locale et le transfert de masse ou de chaleur. Ces vortex s'enroulent sur la surface plane en se dirigeant vers la direction radiale puis ils sont fortement étirés avant qu'ils ne soient soudainement détruits et transformés en un jet pariétal turbulent.

Jambunathan et al. (1992) ont présenté une étude bibliographique sur plusieurs travaux expérimentaux concernant le transfert thermique d'un seul jet circulaire impactant perpendiculairement une surface plane. Ils ont discuté l'effet du nombre de Reynolds, de la distance entre la sortie du jet et la surface plane, de la géométrie de la fente du jet et l'effet de l'intensité de turbulence sur le nombre de Nusselt.

Le transfert de chaleur d'un seul ou plusieurs jets turbulents, ronds ou plans, d'air ou de flamme, impactant une surface plane ou courbée a été revu par Viskanta (1993).

Une expérience réalisée par Cooper et al. (1993) rapporte des mesures sur le comportement dynamique, à l'aide de l'anémométrie à fil chaud, d'un jet rond turbulent impactant perpendiculairement une surface plane. Les effets ont été examinés, du nombre de Reynolds, de la distance entre la sortie du jet et la surface d'impact, et du diamètre initial du jet, sur des profils de vitesse moyenne et des trois composantes des contraintes de Reynolds dans le plan axial-radial. La configuration a été conçue pour fournir des données dans des conditions qui sont les mêmes que celles de Baughn et Shimizu (1989). Ce dernier avait rapporté des données sur le transfert de chaleur, notamment le nombre de Nusselt. L'ensemble des résultats constitue une base de données appropriée pour l'évaluation de la performance de différents modèles de turbulence pour la simulation des jets impactants. Pour éviter toute incertitude dans les conditions à l'entrée, le fluide passe à travers une conduite suffisamment longue pour que l'écoulement soit complètement développé au plan de sortie du jet.

Dans une étude numérique complémentaire à celle expérimentale de Cooper et al. (1993), Craft et al. (1993) ont comparé les résultats obtenus par le modèle $k-\varepsilon$, et trois versions du modèle des contraintes de Reynolds. Les prédictions numériques sont obtenues par une version modifiée du code TEAM basé sur la méthode des volumes finis. Les résultats montrent que le modèle $k-\varepsilon$ et la version standard du modèle RSM conduisent à une surestimation importante de la turbulence près du point de stagnation ce qui mène à une surestimation du coefficient de transfert thermique et du mélange turbulent avec le fluide environnant. D'après les auteurs, la faiblesse du premier modèle, basé sur le concept de Boussinesq, s'explique par la relation entre les contraintes de Reynolds et le taux de déformation; la faiblesse du deuxième modèle est attribuée au sous-modèle de réflexion de paroi dans le terme de la corrélation pression/taux de déformation. Les deux autres modèles comportant des modifications dans ce terme prédisent des profils de vitesse, des fluctuations ainsi que du nombre de Nusselt en bon accord avec les données expérimentales.

Ashforth-Frost et al. (1997) ont réalisé une étude expérimentale, à l'aide de l'anémométrie à fil chaud, d'un jet plan semi confiné impactant une surface plane. Les mesures ont montré que le cône potentiel du jet semi-confiné est plus long que celui d'un jet non confiné. Quand la surface plane est placée dans la zone du cône potentiel du jet, un faible niveau de turbulence est remarqué dans la zone de stagnation qui se développera ensuite en un jet pariétal turbulent. Cela coïncide avec l'apparition d'un second maximum du nombre de

Nusselt. Par contre quand la surface plane est placée dans le jet développé, le transfert de chaleur diminue d'une manière monotonique le long de la plaque et les résultats montrent que le jet est effectivement turbulent dans la région de stagnation.

L'effet de la courbure d'une surface convexe sur le transfert de chaleur local d'un jet rond impactant perpendiculairement la paroi, est montré dans cette étude expérimentale faite par Lee et al. (1997), en utilisant l'anémométrie à fil chaud. Les effets de la variation du nombre de Reynolds, la distance adimensionnelle L/d et la courbure d/D ont été mis en évidence, où L est la distance entre la fente du jet et la surface, d est le diamètre du jet et D est le diamètre de la surface courbée. Ils ont trouvé que le développement de la vitesse axiale et l'intensité de la turbulence (pour $Re=23000$ et $d/D=0,056$), dans le jet impactant et dans le jet libre sans la présence de la paroi, coïncidaient parfaitement le long d'une distance jusqu'à la position $1,3d$ avant l'impact. Les profils du coefficient de pression, pour toutes les distances et tous les nombres de Reynolds testés, passent par le même point d'intersection qui peut être considéré comme origine virtuelle du jet pariétal où un mélange violent du jet impactant peut se produire autour de ce point. Les résultats du transfert thermique ont montré que le nombre de Nusselt du point de stagnation augmente avec l'augmentation de la courbure de la paroi. Il atteint sa valeur maximale pour $L/d=6$ à 8 pour tous les nombres de Reynolds et toutes les courbures testés et le nombre de Nusselt local diminue d'une manière monotonique. Cependant pour $L/d=2$ et $Re=23000$, et pour $L/d=4$ et $Re=50000$, la distribution du nombre de Nusselt le long de la paroi montre un second maximum à une distance du point de stagnation le long de la paroi de $2,2d$.

Une visualisation avec fumée a été utilisée par Cornaro et al. (1999) pour examiner le comportement d'un jet rond impactant des surfaces plane, convexe et concave à grandes valeurs de courbure relative. A noter que les distances entre la sortie du jet et la surface d'impact testées sont inférieures à 4 fois le diamètre du jet. Il a été montré qu'une faible intensité de turbulence à la sortie du jet permet un développement de structures tourbillonnaires organisées dans la couche de cisaillement du jet libre. Par contre une grande intensité de turbulence perturbe la cohérence de ces structures et par conséquent empêche leur développement. La présence des structures tourbillonnaires provoque la contraction et la dilatation radiale du cône potentiel et donc l'accélération et le retardement du fluide et en résulte une oscillation de la vitesse axiale du jet. Il a été observé que l'effet de la distance entre la sortie du jet et la surface d'impact est très important dans le cas d'une surface courbée convexe sur la stabilité des tourbillons. Pour les grandes distances testées, des oscillations

radiales fortes au point de stagnation sont observées. Celles-ci dépêchent la destruction des vortex. Pour de faibles distances, ces oscillations diminuent et des oscillations axiales du fluide sur et loin de la surface convexe apparaissent et entraînent des structures tourbillonnaire périodiques. Il a été observé aussi que l'augmentation de la courbure d'un jet impactant une surface convexe tarde la transition à la turbulence et l'écoulement reste stable le long de la surface et montre des structures tourbillonnaires bien formées qui peuvent être dues à l'augmentation de la force centrifuge résultante de l'écoulement laminaire qui favorise la stabilisation de l'écoulement.

Liu et al. (2000) ont présenté une étude expérimentale par l'anémométrie à fil chaud dans le but de déterminer l'écoulement moyen et les caractéristiques de la turbulence d'un jet plan impactant une surface convexe d'un demi cylindre, dans les régions du jet libre et pariétal en variant la largeur de la fente du jet, la distance entre la fente du jet et la surface courbée et le nombre de Reynolds. Les résultats obtenus dans la région du jet libre montrent que la turbulence augmente soudainement près de la sortie du jet dans la couche de cisaillement car le gradient de vitesse est très important. Le long de l'axe, la contrainte normale de Reynolds axiale atteint son maximum plutôt que la contrainte normale de Reynolds perpendiculaire à l'écoulement et ceci veut dire que la contrainte normale de Reynolds axiale est plus sensible à l'épaississement de la couche de mélange. La contrainte de cisaillement de Reynolds est nulle quand la vitesse moyenne est maximale. Il a été trouvé que pour différentes valeurs du nombre de Reynolds, le cône potentiel est plus long pour une largeur de fente du jet plus petite. Dans la région du jet pariétal, les vitesses moyennes normalisées à différentes stations sur la paroi courbée coïncident, ce qui signifie une autosimilarité de l'écoulement moyen. Les résultats ont montré que pour une même position, le maximum de l'intensité de contrainte de Reynolds tangentielle trouvée dans le cas de la paroi courbée est 1,29 fois plus grand que celui trouvé dans le cas de la paroi plane. L'effet de la courbure augmente en s'éloignant du point de stagnation et devient plus distingué quand le nombre de Reynolds augmente. Il a été trouvé aussi que la contrainte de cisaillement est plus sensible à la courbure de la surface.

Cornaro et al. (2001) ont fait une expérience par la technique des cristaux liquides pour étudier l'effet de la courbure sur le transfert de chaleur d'un jet d'air rond impactant une surface convexe d'un demi-cylindre et le relier avec les structures tourbillonnaires observées par Cornaro et al. (1999). Le nombre de Nusselt atteint une deuxième valeur maximale sur la surface courbée à une distance du point de stagnation comprise entre $1,3d$ et $2,2d$. Ce

maximum augmente quand la distance entre la fente du jet et la surface courbée diminue, mais ce maximum n'a pas pu être vu quand cette distance est égale à 4 fois le diamètre du jet. Cette seconde valeur maximale peut être causée par la transition de la couche limite laminaire à la couche limite turbulente le long de la surface.

Le travail rapporté par Maurel et Sollicec (2001) est une étude expérimentale, en utilisant l'anémométrie laser par effet doppler (LDA) et la vélocimétrie par image de particules (PIV), d'un jet plan turbulent impactant perpendiculairement une plaque plane positionnée à des distances variables du jet allant jusqu'à 50 fois la largeur de la fente du jet. Le but de cette étude est de déterminer l'influence des paramètres géométriques et cinématiques sur le développement du jet. Les mesures ont montré que la hauteur du cône potentiel est proportionnelle à la largeur du jet (environ 3,95 fois la largeur du jet). La zone d'impact a été caractérisée par une hauteur estimée à 12-13% de la hauteur totale du jet, cette hauteur correspond à la jonction entre l'écoulement principal du jet et celui induit par les vortex de Taylor-Gortler. Il a été observé que ces vortex sont présents quand la hauteur totale du jet est de l'ordre de 50 fois sa largeur et leur taille dépend de la distance entre le jet et la plaque.

Marty (2001) a présenté un bilan des recherches et des applications récentes sur le refroidissement par jet. Il a présenté d'abord des résultats classiques obtenus sur le comportement hydrodynamique des jets, puis il a présenté quelques travaux expérimentaux qui visent à améliorer l'échange de chaleur en s'intéressant à l'influence de la géométrie de l'injecteur, du nombre de Mach, de la rugosité et des excitations acoustiques. Il a cité aussi quelques méthodes expérimentales développées dans le cadre de la recherche faite sur le jet. Enfin il a donné quelques exemples de modélisations numériques des jets et du transfert de chaleur associé.

Une étude numérique du transfert thermique instationnaire par une simulation numérique directe (DNS) d'un jet rond confiné impactant une plaque plane a été rapportée par Chung et Luo (2002). Plusieurs valeurs faibles du nombre de Reynolds et deux distances entre la sortie du jet et la plaque ont été considérées. Il a été trouvé que les champs de l'écoulement et du transfert thermique ont une nature fortement instationnaire et oscillatoire même pour des nombres de Reynolds relativement faibles. Par exemple la fluctuation du nombre de Nusselt au point de stagnation peut atteindre 20% de sa valeur moyenne. Les fluctuations des paramètres caractérisant le transfert de chaleur au point de stagnation sont causées par l'impact des vortex primaires originaires de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz dans les zones

de mélange en aval de la fente du jet. Loin du point d'impact, le nombre de Nusselt est influencé par les vortex secondaires qui résultent de l'interaction entre les vortex primaires et les jets pariétaux. Il atteint un minimum local et un second maximum pour des nombres de Reynolds élevés testés. Ceci est causé par le changement de l'épaisseur de la couche thermique accompagnant les structures instationnaires de l'écoulement.

Dans un travail expérimental par la méthode des cristaux liquides, Chan et al. (2002) se sont intéressés aux caractéristiques du transfert thermique d'un jet plan d'air chaud impactant une surface convexe d'un demi-cylindre. Ils ont étudié l'effet du nombre de Reynolds et de la distance entre la sortie du jet et la surface sur le transfert thermique local circumférentiel et ont comparé leurs résultats avec les résultats d'une plaque plane. Il a été trouvé que le nombre de Nusselt atteint son maximum au point de stagnation puis diminue le long du jet pariétal. La transition de l'écoulement laminaire à l'écoulement turbulent coïncide avec le second pic du Nusselt pour des distances entre la sortie du jet et la surface inférieure à 8 fois la largeur de la fente du jet. Le nombre de Nusselt le long de la paroi courbée est inférieur à celui de la paroi plane et cette différence devient plus apparente quand cette distance augmente.

Les structures tourbillonnaires tridimensionnelles d'un jet plan et d'un jet rond excités à l'entrée et impactant une surface plane sont étudiées par la DNS pour $Re=2000$ et par la LES pour $Re=6000$ par Tsubokura et al. (2003). Il a été trouvé que le jet rond montre une instabilité pour un mode imposé et le jet plan montre une sensibilité équivalente pour les trois modes testés. Les structures tourbillonnaires devant le point de stagnation sont organisées et deux vortex contrarotatifs dans la direction transversale du jet plan apparaissent. Le nombre de ces paires est parfaitement équivalent au nombre d'ondes transversales imposées à l'entrée du jet. Par contre il n'y a pas de structures organisées observées dans la région de stagnation dans le cas du jet rond.

Chan et al. (2003) ont obtenu des résultats expérimentaux à l'aide de l'anémométrie à fil chaud, sur l'écoulement moyen et la turbulence d'un jet d'air plan libre et un jet impactant une surface courbée convexe d'un demi-cylindre. Ils ont examiné l'effet de la distance entre la sortie du jet et la surface d'impact, de la distance circumférentielle le long de la paroi et de la courbure de la surface d'impact. Les résultats montrent que l'effet de la courbure de la surface augmente quand on s'éloigne du point de stagnation le long de la paroi. La contrainte normale de Reynolds circumférentielle est nettement plus affectée par les paramètres testés dans

l'expérience que la contrainte normale de Reynolds transversale près de la paroi. L'effet de la courbure est plus important sur les contraintes de cisaillement.

Beaubert et Viazzo (2003) ont présenté une étude numérique dont l'objet est de montrer la capacité de la simulation des grandes échelles (LES) à prédire les champs de l'écoulement d'un jet plan confiné turbulent impactant une plaque plane pour deux nombres de Reynolds modérés. Ces simulations ont permis l'exploration du champ de la vitesse moyenne et des statistiques turbulentes le long de l'axe du jet à différentes positions verticales, ainsi que du comportement dynamique instantané du jet, en particulier les champs de vitesse, de pression et de vorticité, qui sont difficile à capter expérimentalement. Cette étude a montré la présence de cellules contrarotatives devant la zone d'impact confirmant la complexité de l'écoulement. Celles-ci peuvent jouer un rôle important dans le transfert thermique puisqu'elles continuent à survivre sur la paroi sur les deux cotés du plan de symétrie du jet. L'analyse statistique a montré l'influence des nombres de Reynolds testés sur la structure du jet.

Une étude numérique d'un jet d'air plan semi-confiné impactant une surface cylindrique d'un produit alimentaire a été présentée par Olsson et al. (2004). Un code commercial de CFD (CFX 5.5) a été utilisé pour étudier la distribution du nombre de Nusselt local autour du cylindre par les modèles $k-\epsilon$, $k-\omega$ et SST (shear stress transport) pour différents nombres de Reynolds, distances jet-cylindres et courbures. La validation a montré que le modèle SST est le plus performant. Une bonne prédiction de transfert thermique est obtenue sur la partie supérieure du cylindre, mais elle est moins correcte dans la région du sillage. Le transfert de chaleur s'est avéré très important dans les régions du point d'arrêt et du sillage et faible dans les zones de décollement et du coin derrière le produit. Les auteurs ont trouvé qu'avec le modèle SST le nombre de Nusselt local, le nombre de Nusselt moyen et le nombre de Nusselt du point de stagnation augmentent avec l'augmentation du nombre de Reynolds et la courbure de la surface mais ont une faible dépendance avec la distance jet-cylindre ce qui ne correspond pas avec d'autres travaux réalisés.

Narayanan et al. (2004) ont réalisé une étude expérimentale des champs d'écoulement par LDA 1D, de pression sur la surface par Capteur de Pression Piézorésistif et les flux de chaleur par Thermographie Infrarouge, d'un jet plan turbulent impactant normalement une plaque plane. Deux cas de positions de la plaque sont traités. Dans le premier cas, la plaque est placée dans la zone de transition et dans le deuxième cas elle est placée dans la zone du cône potentiel. Les résultats du transfert thermique ont une tendance similaire à celle des

études précédentes. En effet les auteurs ont observé un flux de chaleur important dans la région d'impact suivi d'une décroissance monotone pour le premier cas, et une diminution du coefficient de transfert d'une manière non monotone pour le deuxième cas. Dans le premier cas, la turbulence générée avant impact et l'existence de vortex transversaux dans la région de stagnation peuvent être les causes essentielles de l'accroissement du flux de chaleur. Par contre dans le deuxième cas, les auteurs concluent que le second pic du flux de chaleur n'est pas seulement dû aux fluctuations turbulentes près de la paroi mais il est fortement dépendant de l'interaction entre la turbulence près de la paroi et celle présente dans la couche de cisaillement loin de la paroi.

Yu et al. (2004) ont étudié par la LES l'écoulement d'un jet plan semi-confiné turbulent impactant perpendiculairement une plaque plane pour un seul nombre de Reynolds et une seule distance entre la fente du jet et la plaque égale à 2 fois la largeur de la fente. Le but de cette étude est de montrer l'évolution des caractéristiques telles que la formation, le développement, le mouvement et la fusion des structures cohérentes en fonction du temps dans tout le domaine d'étude. La simulation a montré que la structure des vortex primaires est périodiquement générée dans la couche de cisaillement et elle mène à la formation des vortex secondaires sur la plaque d'impact et en dessous de la plaque supérieure. L'existence de vortex primaires influe sur le champ de vitesse. Il rend le profil de vitesse plus élargi le long de l'axe du jet. L'intensité de la vorticité des tourbillons primaires diminue rapidement avant leur interaction avec les tourbillons secondaires.

Singh et Paul Singh (2005) ont réalisé deux études, l'une expérimentale par PIV et l'autre numérique par le code commercial Fluent en utilisant le modèle k- ϵ pour étudier l'écoulement et le transfert de chaleur de jets plans impactant des cylindres. Les profils de vitesse et de température de la surface à différentes positions angulaires sur le cylindre obtenus expérimentalement et numériquement sont en bon accord. Les auteurs ont étudié ensuite par simulation numérique l'effet de la distance jet-surface, du nombre de Reynolds et de la courbure. Les résultats montrent qu'il existe trois pics du nombre de Nusselt sur la paroi du cylindre. D'après les auteurs le premier pic est du   la transition du régime laminaire au régime turbulent. Le deuxième pic se situe juste en aval du point de décollement entre 60° et 90° du point de stagnation. Le troisième pic résulte de la zone de recirculation en aval du point de séparation. La distance optimale entre la fente du jet et la surface d'impact, correspondant à un nombre de Nusselt maximal au point de stagnation, est environ 6 fois la largeur de la fente. L'augmentation de Re cause l'élongation du cône potentiel et

l'augmentation du nombre de Nusselt. L'augmentation de la courbure résulte en un déplacement de la position des pics du nombre de Nusselt loin du point de stagnation.

Lim et al. (2007) ont entrepris une étude expérimentale par la technique des cristaux liquides, des caractéristiques du transfert thermique d'un jet rond turbulent impactant une surface convexe d'un demi cylindre incliné. Ils ont mis en évidence l'effet de la distance entre la sortie du jet et la surface et l'angle d'inclinaison. Les résultats ont montré que le nombre de Nusselt au point de stagnation diminue quand l'angle d'inclinaison augmente. Il atteint sa valeur maximale pour une hauteur du jet égale 6 fois le diamètre du jet. La position du second pic du Nu s'éloigne du point de stagnation quand l'angle d'inclinaison augmente et la hauteur du jet diminue.

Une simulation par la LES d'un jet rond turbulent impactant perpendiculairement une surface plane chauffée placée à deux fois le diamètre du jet est réalisée par Hadziabdic et Hanjalic (2008) pour étudier la vitesse, la température et les champs turbulents, la dynamique des structures tourbillonnaires cohérentes, et leurs relations avec le transfert thermique. Une partie importante du travail est consacrée à l'étude de l'effet du maillage sur l'écoulement, surtout au voisinage de la paroi. D'après ces auteurs, l'évènement dominant qui gouverne l'écoulement et le transfert thermique est l'enroulement des vortex (roll-up) générés par l'instabilité dans la couche de cisaillement initiale où le nombre de Strouhal est aux environs de 0,64. Ces vortex subissent un étirement et une déformation avant leur rupture (break-down). Près du point d'impact les résultats indiquent une zone de production négative de l'énergie cinétique turbulente. En aval du point de stagnation, le minimum de Nu entre les pics primaires et secondaires est la conséquence d'un décollement périodique local sur la paroi suivi d'une zone de recirculation où le fluide emprisonné est chauffé et donc diminue le flux de chaleur pariétal. Le second pic est causé par le rattachement du fluide à la paroi et la production de la turbulence associée.

Uddin et al. (2009) ont présenté les résultats d'une simulation numérique par la LES d'un jet rond issu d'un canal circulaire semi-confiné impactant perpendiculairement une surface plane dans le but de mieux comprendre les comportements dynamiques et thermiques complexes existants. Les champs moyens de vitesse et les champs de turbulence et de température sont présentés. Les résultats de la LES sont utilisés comme données de référence pour valider trois modèles mathématiques pour la détermination des flux de chaleur turbulents. Ces modèles sont différents de la loi de Fourier conventionnelle puisqu'ils ne sont

pas basés sur la supposition de proportionnalité entre les diffusivités turbulente et thermique via un nombre de Prandtl constant.

Koseoglu et Baskaya (2010) ont étudié expérimentalement et numériquement l'influence de la géométrie de l'entrée du jet et du rapport d'aspect des formes elliptiques et rectangulaires sur les caractéristiques du transfert de chaleur de jets impactant confinés. Les champs de vitesse ont été mesurés à l'aide du système LDA 2-D et les distributions de température sur la surface d'impact avec la méthode des cristaux liquides. Différentes valeurs de la distance entre la sortie du jet et la surface d'impact ont été considérées. Pour de faibles distances entre la sortie du jet et la surface d'impact, quand le rapport d'aspect augmente, en gardant la section constante, le transfert de chaleur augmente. L'effet du rapport d'aspect diminue avec l'augmentation de la distance entre la sortie du jet et la surface d'impact.

Le tableau I-1 qui présente un récapitulatif des travaux précédents passés en revue ci-dessus, montre que très peu de travaux numériques se sont intéressés à l'étude des jets turbulents impactant des parois courbées. En fait à notre connaissance aucune étude n'a été rapportée sur la simulation des jets impactant une paroi courbée en utilisant la LES. D'autre part la recherche bibliographique a montré que les phénomènes d'écoulement et de transfert de chaleur par jets impactants sont loin d'être clarifiés. Par exemple quand la surface d'impact est placée dans la zone du cône potentiel, l'apparition du pic secondaire du nombre de Nusselt le long de la paroi n'est pas expliquée de la même manière par différents auteurs. Selon Chan et al. (2002) ceci coïncide avec la transition du régime laminaire au régime turbulent dans la couche limite sur la paroi. D'après Hadziabdic et Hanjalic (2008) ce second pic est dû à l'interaction entre les grosses structures tourbillonnaires provenant de la couche de cisaillement à la périphérie du jet libre et le jet pariétal sur la surface. Singh et Paul Singh (2005) rapportent que le deuxième pic coïncide avec la région du décollement du fluide de la paroi. Donc l'évolution des structures tourbillonnaires joue un rôle important dans le transfert de chaleur. D'où le besoin de comprendre leur évolution dans les jets impactants turbulents. Malheureusement les méthodes expérimentales ne peuvent les capter de façon claire et détaillée. Cela nous a motivés à étudier le comportement dynamique des jets par la simulation des grandes échelles qui nous permet d'explorer le développement des structures tourbillonnaires et comprendre leur influence sur l'écoulement et le transfert de chaleur.

Tableau I-1: Récapitulatif des travaux précédents

	Jet impactant une surface plane	Jet impactant une surface courbée
Etudes expérimentales	-Popiel et Trass (1991)○ (Visu.)	- Gau et Chung (1991)□(HWA+Visu.)
	-Cooper et al. (1993) ○ (HWA)	- Lee et al. (1997)○ (HWA)
	-Ashforth. Frost et al. (1997)□ (HWA)	- Cornaro (2001) ○ (LCT)
	-Cornaro et al. (1999) ○ (Visu.)	- Liu et al. (2000) □ (HWA)
	- Maurel et Sollicec (2001)□ (LDA+PIV)	- Cornaro et al. (2001)○ (LCT)
	- Narayanan et al. (2004)□(1-D LDA+CPP +IRT)	- Chan et al. (2002)□ (LCT)
	- Koseoglu et Baskaya (2010) □ +○ +○ (2-D LDA+LCT)	- Chan et al. (2003)□ (HWA)
		- Singh et Paul Singh □ (2005) (PIV)
		- Lim (2007) ○ (LCT)
Etudes numériques	- Craft et al. (1993)○ (k-ε, RSM et deux versions modifiées du RSM)	- Olsson et al. (2004) □ (k-ε, k-ω et SST)
	- Chung et Luo (2002)○ (DNS)	- Singh et Paul Singh (2005) □ (k-ε)
	- Tsubokura et al. (2003)□+○ (DNS+LES)	
	- Beaubert et Viazzo (2003)□ (LES)	
	- Yu et al. (2004)□ (LES)	
	- Hadziabdic et Hanjalic (2008)○ (LES)	
	- Uddin et al. (2009)○ (LES)	
	-Koseoglu et Baskaya (2010) □ +○ +○ (k-ε modèle à faible nombre de Reynolds)	

□ Jet plan

○ Jet rond

○ Jet à section elliptique

HWA: Hot Wire Anemometry (Anémométrie à fil chaud).

IRT : Infrared Thermography (Thermographie infrarouge).

LCT: Liquid Crystals Technique (Technique des cristaux liquides).

LDA : Laser Doppler Anemometry (Anémométrie laser par effet doppler).

PIV: Particle Image Velocimetry (Vélocimétrie par image de particules).

CPP: Capteur de Pression Piézorésistif.

Visu.: Visualisation.

I-4 Objectifs du présent travail

Le manque de travaux numériques sur les phénomènes instantanés dans les jets impactant une paroi courbée convexe et l'incapacité des études expérimentales à les analyser rigoureusement nous a poussés à étudier l'évolution dans le temps de la phénoménologie des vortex pour comprendre leur effet sur les comportements dynamiques et thermiques des jets impactants.

Le présent travail est une simulation numérique d'un jet turbulent plan impactant une surface courbée convexe d'un demi cylindre en utilisant le code commercial Fluent. Il est composé de trois parties. La première partie présente la comparaison des modèles de turbulence utilisés, le modèle k- ϵ standard, le modèle des contraintes de Reynolds RSM (Reynolds Stress Model) et le modèle de simulation des grandes échelles LES (Large Eddy Simulation).

Dans la deuxième partie, l'évolution spatiale et temporelle des structures tourbillonnaires est étudiée en utilisant la LES. Le comportement dynamique du jet impactant une paroi courbée convexe est comparé avec celui d'un jet impactant une paroi plane pour mettre en évidence l'effet de la courbure sur l'écoulement.

La troisième partie, est une étude d'un jet impactant un demi-cylindre avec transfert de chaleur. L'effet de la distance entre la sortie du jet et la surface d'impact sur les comportements dynamique et thermique de l'écoulement est étudié. Deux cas sont considérés. Dans le premier cas la surface d'impact est située dans la zone du cône potentiel et dans le

deuxième cas la surface d'impact est placée dans la zone de transition en aval du cône potentiel.

I-5 Organisation de la thèse

La thèse est composée de trois autres chapitres. Le second chapitre traite les équations mathématiques des différents modèles utilisés, le modèle $k-\varepsilon$ standard, le modèle des contraintes de Reynolds RSM et le modèle de simulation des grandes échelles LES.

Le troisième chapitre est consacré à la géométrie, au maillage et à des calculs préliminaires. Les différentes configurations étudiées sont décrites. Une première partie est consacrée à la configuration et au maillage généré du jet impactant isotherme. Les conditions aux limites sont détaillées. Dans un but d'économiser en espace mémoire une série de calculs préliminaires a été effectuée qui a permis la réduction de la géométrie et donc du nombre de nœuds sans pour autant affecter les résultats obtenus. Un traitement spécifique à la LES est aussi présenté concernant la taille des cellules comparée avec les échelles de Kolmogorov et des grands tourbillons. D'autres calculs préliminaires sont présentés sur les effets des conditions à travers les frontières libres ainsi que l'effet du choix de la valeur du résidu du critère de convergence. La deuxième partie du troisième chapitre décrit les conditions aux limites et le maillage généré du domaine d'étude du jet avec transfert de chaleur.

Le quatrième et dernier chapitre est celui des résultats numériques obtenus. Il est divisé en trois parties. Dans la première partie, les résultats du jet isotherme impactant une surface courbée convexe d'un demi-cylindre, obtenus par les trois modèles de turbulence sont comparés avec les données expérimentales de Chan et al (2003). La deuxième partie expose les résultats obtenus par la LES des phénomènes instantanés et moyens du jet impactant une paroi courbée, considéré dans la première partie, et les compare à ceux d'un jet équivalent impactant une paroi plane pour mettre en évidence l'influence de la courbure de la paroi sur l'écoulement. Les résultats d'un jet impactant une surface courbée avec transfert de chaleur, obtenus avec la LES et comparés avec les données expérimentales de Chan et al. (2002), sont discutés dans la troisième partie. Deux distances entre la sortie du jet et la surface d'impact sont considérées. Dans un premier cas la distance est telle que la surface cible est située dans la zone du cône potentiel. Dans le deuxième cas, la surface est placée dans la zone développée du jet libre, en aval du cône potentiel. L'effet de la position de la surface d'impact par rapport à la sortie du jet est analysé et commenté.

Enfin la thèse se termine par une conclusion générale.

Chapitre II

Formulation mathématique

La présente étude concerne des écoulements en régime turbulent, qui sont par définition instationnaires et tridimensionnels.

II-1 Equations régissant l'écoulement

Les équations qui régissent l'écoulement turbulent d'un fluide incompressible newtonien, peuvent s'écrire comme suit.

a- Equation de continuité

L'équation instantanée de continuité traduisant le principe de conservation de masse est :

$$\frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{II. 1})$$

b- Equations de quantité de mouvement

Les équations des composantes de quantité de mouvement instantanées suivant les directions x_i ou les équations de Navier-stokes sont :

$$\frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial t} + \tilde{U}_j \frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \tilde{P}}{\partial x_i} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_j} \right) \quad (\text{II. 2})$$

c- Equation d'énergie

L'équation instantanée de l'énergie en négligeant la dissipation visqueuse est :

$$\frac{\partial \tilde{T}}{\partial t} + \frac{\partial (\tilde{U}_j \tilde{T})}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\nu}{\sigma} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_j} \right) \quad (\text{II. 3})$$

II-2 Modélisation de la turbulence

Dans ce travail trois modèles de turbulence ont été utilisés, le modèle k- ϵ , le modèle des contraintes de Reynolds ou RSM (Reynolds Stress Model) et le modèle de la simulation des grandes échelles ou LES (Large Eddy Simulation).

Pour résoudre le système d'équations (II. 1), (II. 2) et (II. 3) une approche statistique est utilisée dans le cas des modèles k- ϵ et RSM. Les grandeurs caractéristiques instantanées de

l'écoulement turbulent sont décomposées comme suggéré par Reynolds en une grandeur moyenne et une fluctuation par rapport à cette moyenne.

En prenant la moyenne des deux membres des équations (II. 1), (II. 2) et (II. 3), en tenant compte de la décomposition et des règles de Reynolds, on obtient les équations moyennées suivantes :

a- Equation de continuité moyenne

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{II. 4})$$

b- Equations de quantité de mouvement moyenne

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \rho \overline{u_i u_j} \right) \quad (\text{II. 5})$$

c- Equation de l'énergie moyenne

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial (U_j T)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\nu}{\sigma} \frac{\partial T}{\partial x_j} - \overline{u_j T'} \right) \quad (\text{II. 6})$$

II-2-1 Modèle de turbulence k- ε standard

Le modèle k-ε standard est un modèle semi empirique, Launder et Spalding (1974). C'est un modèle à deux équations de transport de deux paramètres de turbulence. Le premier est l'énergie cinétique turbulente k qui caractérise l'intensité de la turbulence, le deuxième paramètre est ε le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente.

Ce modèle utilise le concept de Boussinesq pour calculer le terme représentant le flux de quantité de mouvement par la turbulence :

$$-\overline{u_i u_j} = \frac{\mu_t}{\rho} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad (\text{II. 7a})$$

Par analogie, le terme représentant le flux de chaleur par la turbulence est écrit :

$$-\overline{u_j T'} = \frac{\mu_t}{\rho \sigma_t} \frac{\partial T}{\partial x_j} \quad (\text{II. 7b})$$

μ_t est la viscosité dynamique turbulente. Elle dépend de l'intensité de la turbulence en différents points d'un domaine et est donnée par la relation :

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (\text{II. 8})$$

C_μ est une constante empirique, $C_\mu = 0.09$

σ_t est le nombre de Prandtl turbulent, $\sigma_t=0.85$

Pour un fluide newtonien et incompressible, les deux équations de transport de l'énergie cinétique turbulente k et de son taux de dissipation ε sont données par :

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k U_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G_k - \rho \varepsilon \quad (\text{II. 9})$$

et

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon U_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + C_{1\varepsilon} G_k \frac{\varepsilon}{k} - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (\text{II. 10})$$

Le terme G_k représente la production de l'énergie cinétique turbulente. Il est défini par :

$$G_k = -\rho \overline{u_i u_j} \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \quad (\text{II. 11})$$

- $C_{1\varepsilon}$ et $C_{2\varepsilon}$ sont des constantes empiriques, où $C_{1\varepsilon} = 1.44$ et $C_{2\varepsilon} = 1.92$, Launder et Spalding (1974).

- σ_k et σ_ε sont les nombres de Prandtl turbulents associés à k et ε respectivement, où $\sigma_k = 1$ et $\sigma_\varepsilon = 1.3$

II-2-2 Modèle de turbulence des contraintes de Reynolds RSM

Dans le modèle de turbulence k - ε , la turbulence est caractérisée par deux paramètres seulement: l'énergie cinétique turbulente et son taux de dissipation. Le premier paramètre donne une idée sur l'intensité de turbulence dans un point donné de l'écoulement et la

combinaison des deux paramètres $\left(\frac{k^3}{\varepsilon} \right)$ permet la détermination de la taille des plus grands

tourbillons existant localement. Il est clair que cette façon de représenter la turbulence est inadéquate près des parois solides. En effet, le modèle à deux équations de transport ne peut pas capter par exemple l'amortissement de la fluctuation de vitesse perpendiculaire à la surface relativement aux deux autres composantes qui sont tangentiels à la paroi.

L'avantage du modèle des contraintes de Reynolds (RSM) (Gibson et Launder (1978), Launder et al. (1975), Launder (1989)) par rapport au modèle k-ε est que chacun des éléments du tenseur des contraintes de Reynolds $\overline{u_i u_j}$ est calculé à partir de sa propre équation de transport. Ce modèle permet donc l'étude des écoulements caractérisés par une turbulence anisotrope et en particulier la détermination de l'intensité de la fluctuation dans chacune des directions.

L'équation exacte de transport de la contrainte $\overline{u_i u_j}$, pour un écoulement stationnaire, est donnée par :

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k} (\rho U_k \overline{u_i u_j})}_{C_{ij} \equiv \text{Convection}} = \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k} \left[\mu \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{u_i u_j}) \right]}_{D_{L,ij} \equiv \text{Diffusion moléculaire}} - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k} \left[\rho \overline{u_i u_j u_k} + p (\delta_{kj} u_i + \delta_{ik} u_j) \right]}_{D_{T,ij} \equiv \text{Diffusion turbulente}} - \underbrace{\rho \left[\overline{u_i u_k} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} + \overline{u_j u_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \right]}_{P_{ij} \equiv \text{Production}} + \underbrace{p \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)}_{\Phi_{ij} \equiv \text{Pression -déformation}} - \underbrace{2\mu \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k}}_{\varepsilon_{ij} \equiv \text{Dissipation}} \quad (\text{II. 12})$$

Les termes C_{ij} , $D_{L,ij}$ et P_{ij} ne nécessitent pas de modélisation, par contre les termes $D_{T,ij}$, Φ_{ij} et ε_{ij} ont besoin d'être modélisés pour résoudre le problème de fermeture du système d'équations.

II-2-2-1 Modélisation du terme de transport diffusif turbulent

Le terme de diffusion turbulente $D_{T,ij}$ est substitué par un modèle du type gradient généralisé (Daly et Harlow (1970)) de la forme:

$$D_{T,ij} = C_s \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\rho k \frac{\overline{u_k u_l}}{\varepsilon} \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_l} \right) \quad (\text{II. 13})$$

Des fois cette expression peut conduire à des instabilités numériques. Elle a été simplifiée dans Fluent par une expression utilisant une viscosité turbulente

$$D_{T,ij} = \frac{\partial}{\partial x_m} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_m} \right) \quad (\text{II. 14})$$

où $\sigma_k = 0.82$ et μ_t est donnée par l'équation (II.8)

II-2-2-2 Modélisation de la corrélation pression-taux de déformation

D'après Gibson et Launder (1978), Fu et al (1987) et Launder (1989), le terme Φ_{ij} , qui est un terme de redistribution et n'affecte pas la valeur de k , peut être modélisé en utilisant la décomposition suivante:

$$\Phi_{ij} = \Phi_{ij,1} + \Phi_{ij,2} + \Phi_{ij,w} \quad (\text{II. 15})$$

* $\Phi_{ij,1}$, dit terme lent, dépend seulement des fluctuations de vitesse et exprime le retour à l'isotropie. Il est modélisé comme suit:

$$\Phi_{ij,1} \equiv -C_1 \rho \frac{\varepsilon}{k} \left(\overline{u_i u_j} - \frac{2}{3} \delta_{ij} k \right) \quad (\text{II. 16})$$

Où $C_1 = 1.8$

* $\Phi_{ij,2}$, dit terme rapide, dépend des fluctuations de vitesse et des gradients de vitesse moyenne et exprime aussi un retour à l'isotropie:

$$\Phi_{ij,2} \equiv -C_2 \left[(P_{ij} - C_{ij}) - \frac{2}{3} \delta_{ij} (P - C) \right] \quad (\text{II. 17})$$

Où $C_2 = 0.6$, $P = \frac{1}{2} P_{kk}$ et $C = \frac{1}{2} C_{kk}$. Il est à noter que ce terme est utilisé dans Fluent et il n'est pas exprimé en fonction de C et C_{ij} dans le modèle RSM standard, Launder et al. (1975).

* $\Phi_{ij,w}$ est le terme de réflexion de paroi. Il tend à amortir la contrainte normale perpendiculaire à la paroi.

$$\Phi_{ij,w} \equiv C_1' \frac{\varepsilon}{k} \left(\overline{u_k u_m} n_k n_m \delta_{ij} - \frac{3}{2} \overline{u_i u_k} n_j n_k - \frac{3}{2} \overline{u_j u_k} n_i n_k \right) \frac{C_l k^{3/2}}{\varepsilon d_p} +$$

$$C_2' \left(\Phi_{km,2} n_k n_m \delta_{ij} - \frac{3}{2} \Phi_{ik,2} n_j n_k - \frac{3}{2} \Phi_{jk,2} n_i n_k \right) \frac{C_l k^{3/2}}{\varepsilon d_p} \quad (\text{II. 18})$$

$C_1' = 0.5$, $C_2' = 0.3$, $C_l = \frac{C_\mu^{3/4}}{\kappa}$, $C_\mu = 0.09$, $\kappa = 0.4187$ (constante de Von Karman)

Où n_k est la composante suivant x_k du vecteur unitaire normal à la paroi, d_p est la distance normale à la paroi.

Dans Fluent, les contraintes de Reynolds ne sont pas calculées au niveau des cellules adjacentes à la paroi. En fait elles sont déduites de façon explicite de l'énergie cinétique

turbulente qui, elle, est calculée de son équation de transport. A l'intérieur du domaine, l'énergie cinétique turbulente est calculée directement comme suit:

$$k = \frac{1}{2} \overline{u_i u_i} \quad (\text{II. 19})$$

II-2-2-3 Modélisation du taux de dissipation

ε_{ij} est le taux de dissipation de $\overline{u_i u_j}$. Puisque cette dissipation se fait au niveau des plus petites échelles de turbulence (par effet de viscosité) qui ont un caractère isotrope, les contraintes normales sont supposées se dissiper au même taux.

$$\varepsilon_{ij} = \frac{2}{3} \delta_{ij} (\varepsilon) \quad (\text{II. 20})$$

Le taux de dissipation est calculé à partir d'une équation de transport similaire à celle du modèle k- ε .

$$\frac{\partial \rho U_j \varepsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{1}{2} [P_{ii}] \frac{\varepsilon}{k} - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (\text{II. 21})$$

$$\sigma_\varepsilon = 1, C_{1\varepsilon} = 1.44, C_{2\varepsilon} = 1.92$$

De la même façon que pour le modèle k- ε , μ_t est donné par l'équation (II.8) et $C_\mu = 0.09$

II-2-3 Modèle de la simulation des grandes échelles LES (Large Eddy Simulation)

II-2-3-1 Notions de base

La LES est une simulation numérique des grandes structures turbulentes. C'est une approche basée sur une simulation partielle des grands tourbillons et une modélisation partielle des petits tourbillons. Les grandes échelles de turbulence étant fortement dépendantes de l'écoulement moyen sont simulées par la résolution des équations du mouvement instationnaire tridimensionnel. Les petites structures étant beaucoup moins dépendantes, leur modélisation n'est pas aussi complexe en principe que celle de tout le spectre de tourbillons dans l'approche RANS (Reynolds Averaged Navier Stokes).

Les équations gouvernantes, utilisées avec l'approche LES, sont obtenues en filtrant les équations de transport de Navier-Stokes dans l'espace, en utilisant un filtre qui sépare les deux échelles de turbulence distinctes (les grandes échelles des grosses structure et les petites

échelles des petites structures). Le filtrage en espace et en temps se fait par l'intermédiaire d'un noyau de convolution G. Une variable $\Phi(x, t)$ filtrée est définie par:

$$\bar{\Phi}(x, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi(\xi, t') G(x - \xi, t - t') dt' d\xi^3 \quad (\text{II. 22})$$

Le champ complet de la variable $\Phi(x, t)$ est

$$\Phi(x, t) = \bar{\Phi}(x, t) + \Phi'(x, t) \quad (\text{II. 23})$$

où $\Phi'(x, t)$ représente la partie modélisée.

Dans le présent travail, la méthode des volumes finis, implémentée dans le code Fluent, représente explicitement un filtre boîte utilisant la taille des cellules pour séparer les deux échelles de turbulences. Les structures de tailles supérieures aux dimensions d'une cellule du maillage sont résolues et l'effet du reste des structures est pris en compte par un modèle dit "sous maille".

II-2-3-2 Equations filtrées

a-Equation de continuité filtrée

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \bar{U}_j) = 0 \quad (\text{II. 24})$$

b-Equations de quantité de mouvement filtrée

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \bar{U}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \bar{U}_i \bar{U}_j) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (\text{II. 25})$$

τ_{ij} est le tenseur des contraintes de Reynolds sous maille:

$$\tau_{ij} = \rho \bar{U}_i \bar{U}_j - \rho \bar{U}_i \bar{U}_j \quad (\text{II. 26})$$

Il représente le flux de quantité de mouvement par l'effet des structures turbulentes dont la taille est inférieure à celle de la taille du filtre.

c-Equation de l'énergie filtrée

L'équation de l'énergie filtrée s'écrit:

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\nu}{\sigma} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial q_j}{\partial x_j} \quad (\text{II. 27})$$

Où \overline{T} est la température filtrée, σ est le nombre de Prandtl et le flux de chaleur par la turbulence sous maille est :

$$q_j = \overline{u_j T} - \overline{u_j} \overline{T} \quad (\text{II. 28})$$

Il représente le flux de chaleur par l'effet des structures turbulentes dont la taille est inférieure à celle de la taille du filtre.

II-2-3-3 Modélisation sous maille

a- Modélisation du flux de quantité de mouvement

Plusieurs modèles pour l'estimation de la contribution des petites structures existent dont la majorité est basée sur le concept de la viscosité turbulente μ_t , connu sous le nom de l'hypothèse de Boussinesq (Sagaut, 2005).

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \tau_{kk} \delta_{ij} = -2\mu_t S_{ij} \quad (\text{II. 29})$$

S_{ij} est le tenseur du taux de déformation des échelles résolues (grands tourbillons) donné par:

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{U}_j}{\partial x_i} \right) \quad (\text{II. 30})$$

Le modèle des échelles sous maille de référence est celui de Smagorinski-Lilly (Smagorinsky, 1963 et Lilly, 1992). Ce modèle propose que la viscosité turbulente soit proportionnelle à une distance caractéristique et une vitesse caractéristique des petites structures turbulentes:

$$\mu_t = \rho(\text{distance caractéristique})(\text{vitesse caractéristique})$$

$$\mu_t = \rho(L_s) \left(L_s \sqrt{2\overline{S}_{ij}\overline{S}_{ij}} \right) \quad (\text{II. 31})$$

L_s est la longueur de mélange représentant les tourbillons sous mailles. En général, elle est fonction de la taille moyenne du filtre et d'une constante empirique.

$$L_s = \min(\kappa d_p, C_s \sqrt{\Delta}) \quad (\text{II. 32})$$

κ est la constante de Von Karman, d_p est la distance par rapport à la paroi la plus proche et Δ est le volume filtre d'une cellule de calcul.

- Quand le modèle statique de Smagorinsky-Lilly est utilisé, C_s est une constante égale à 0.1.

- Quand le modèle dynamique de Smagorinsky-Lilly (Germano et al. (1991) et Lilly (1992)) est utilisé, C_s est fonction de l'espace et du temps. Son calcul est basé sur l'information contenue dans les grands tourbillons.

b- Modélisation du flux de chaleur

Le flux de chaleur est calculé à partir du modèle du type gradient basé sur le nombre de Prandtl turbulent sous maille suivant :

$$q_j = \frac{\nu_t}{\sigma_t} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} \quad (\text{II.33})$$

où ν_t est la viscosité cinématique turbulente sous maille. Ainsi ce modèle suppose que le transport de chaleur par les échelles sous maille est étroitement lié à celui de la quantité de mouvement. Le nombre de Prandtl turbulent est estimé par application de la procédure dynamique au flux par les échelles sous maille (Germano et al., 1991 et Lilly, 1992).

II-2-4 Calcul des contraintes de Reynolds dans le système de coordonnées cylindrique

Dans le code Fluent, les composantes de vitesse sont disponibles dans les systèmes de coordonnées cartésien et cylindrique. Par contre, les contraintes de Reynolds ne sont disponibles que dans le système cartésien. Or dans cette étude, le calcul près de la paroi courbée nécessite les coordonnées cylindriques et l'emploi d'une transformation de coordonnées pour les contraintes de Reynolds du système cartésien au système cylindrique est nécessaire. La procédure est la suivante.

Soit un point M de vitesse résultante \vec{U}_R

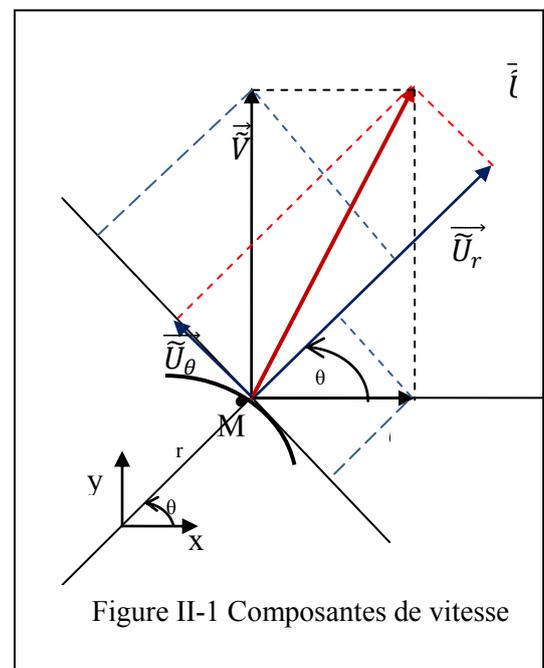
-Dans le système de coordonnées cartésiennes

$$\vec{U}_R = \vec{U} + \vec{V} + \vec{W}$$

-Dans le système de coordonnées cylindriques

$$\vec{U}_R = \vec{U}_r + \vec{U}_\theta + \vec{W}$$

Le but est de déterminer les composantes de vitesse du système cylindrique en fonction des composantes de vitesse du système cartésien, pour déduire les fluctuations de vitesse et donc pouvoir calculer les contraintes de Reynolds dans le système cylindrique.



En se référant à la figure ci contre on trouve:

$$\tilde{U}_r = \tilde{U} \cos \theta + \tilde{V} \sin \theta$$

$$\tilde{U}_\theta = -\tilde{U} \sin \theta + \tilde{V} \cos \theta$$

Ces relations sont valables aussi bien pour les vitesses instantanées que pour les vitesses moyennes.

$$U_r = U \cos \theta + V \sin \theta$$

$$U_\theta = -U \sin \theta + V \cos \theta$$

Les fluctuations de vitesse sont :

$u = \tilde{U} - U$ est la fluctuation de vitesse suivant x

$v = \tilde{V} - V$ est la fluctuation de vitesse suivant y

$$u_r = \tilde{U}_r - U_r = (\tilde{U} - U) \cos \theta + (\tilde{V} - V) \sin \theta$$

$$u_r = u \cos \theta + v \sin \theta$$

$$u_\theta = \tilde{U}_\theta - U_\theta = -(\tilde{U} - U) \sin \theta + (\tilde{V} - V) \cos \theta$$

$$u_\theta = -u \sin \theta + v \cos \theta$$

Les contraintes de Reynolds dans le système cylindrique sont:

$$\overline{u_r u_r} = \overline{u_r^2} = \overline{u^2} \cos^2 \theta + \overline{v^2} \sin^2 \theta + 2\overline{uv} \cos \theta \sin \theta \quad (\text{II. 34})$$

$$\overline{u_\theta u_\theta} = \overline{u_\theta^2} = \overline{u^2} \sin^2 \theta + \overline{v^2} \cos^2 \theta - 2\overline{uv} \cos \theta \sin \theta \quad (\text{II. 35})$$

$$\overline{u_r u_\theta} = (-\overline{u^2} + \overline{v^2}) \cos \theta \sin \theta + \overline{uv} (\cos^2 \theta - \sin^2 \theta) \quad (\text{II. 36})$$

Ces formules ont été introduites dans la simulation par Fluent pour chaque position angulaire sur la paroi courbée.

II-2-5 Schémas numériques

La méthode des volumes finis est une méthode numérique basée sur l'intégration des équations différentielles sur des volumes de contrôle. Cela donne, pour une variable dépendante ϕ , une équation de la forme

$$\frac{\partial \rho \phi}{\partial t} \Delta + \sum_{i=1}^N \rho_i U_i \phi_i \cdot A_i = \sum_{i=1}^N \Gamma_\phi \nabla \phi_i \cdot A_i + S_\phi \Delta \quad (\text{II. 34})$$

-N désigne le nombre de faces du volume de contrôle.

- Δ est le volume de la cellule du maillage.

- A_i est la surface de la $i^{\text{ème}}$ face de la cellule.

- Γ_ϕ est le coefficient de diffusion de la variable dépendante.

- S_ϕ est la source nette à l'intérieur de la cellule.

Discrétisation spatiale

Dans la simulation par les modèles de turbulence k- ϵ et RSM le schéma décentré amont du second ordre (second order upwind) a été utilisé pour la discrétisation du terme convectif. Pour la simulation par le modèle LES, le schéma aux différences centrées bornées, Leonard (1991), a été utilisé. Ce schéma est basé sur la combinaison du schéma aux différences centrées, des schémas décentrés amont du premier et du second ordre.

Discrétisation temporelle

La discrétisation temporelle a été faite par une formulation entièrement implicite du second ordre. Son avantage est la stabilité, indépendamment du pas de temps choisi.

Chapitre III

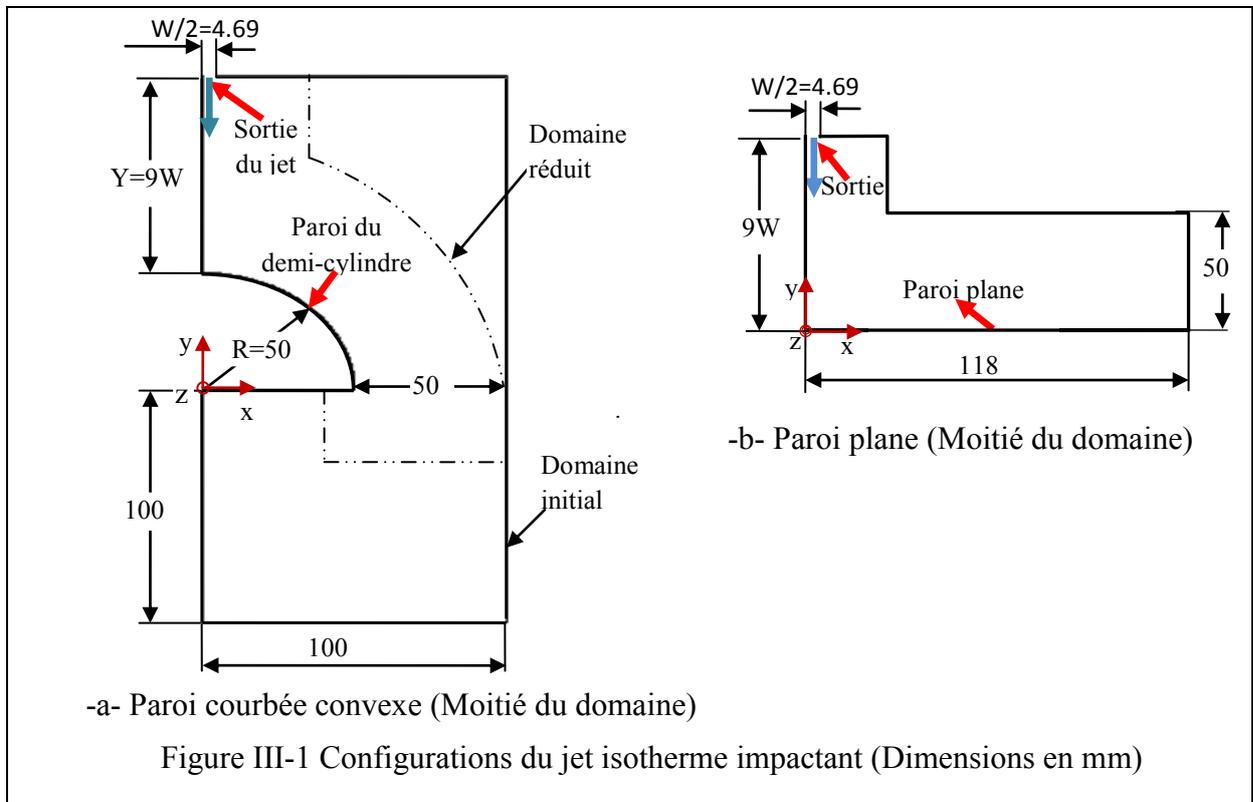
Configurations, maillages et calculs préliminaires

III-1 Introduction

Dans ce travail on a considéré un jet plan d'air, turbulent impactant des parois courbée et plane. L'air est considéré incompressible, de masse volumique $\rho=1.225\text{kg/m}^3$, newtonien, de viscosité dynamique $\mu=1.7894 \cdot 10^{-05}\text{kg/ms}$, de chaleur spécifique à pression constante $C_p=1006.43\text{J/kg K}$ et de conductivité thermique $\lambda=0.0242\text{W/m K}$.

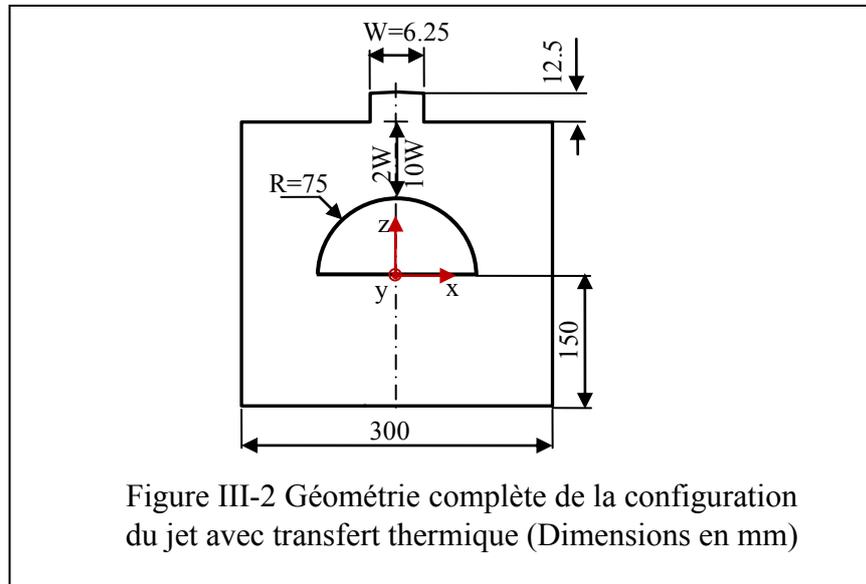
Cette étude préliminaire est composée de deux parties essentielles:

- Dans la première partie, le jet impactant est isotherme. On a étudié deux formes de parois d'impact. La première forme est courbée convexe d'un demi-cylindre de rayon $R=50\text{mm}$, figure III-1-a. C'est une configuration étudiée expérimentalement par Chan et al. (2003). L'autre est plane, figure III-1-b, soumise à des conditions identiques à celles de la paroi courbée. La largeur de la fente du jet est $W=9.38\text{mm}$. La distance entre la sortie du jet et la surface d'impact est $Y=9W$. Le nombre de Reynolds basé sur la vitesse à l'entrée U_e et la largeur de la fente W est $Re_W=12000$.



- Dans la deuxième partie le jet impactant est avec transfert de chaleur. Le jet d'air a une température de 313K impacte une surface courbée convexe d'un demi-cylindre de rayon

$R=75\text{mm}$ et maintenue à une température constante de 291K . La largeur de la sortie du jet de la fente $W=6.25\text{mm}$. Deux distances entre la sortie du jet et la paroi sont traitées $Y=2W$ et $10W$, figure III-2. Le nombre de Reynolds est $Re_w=5600$. C'est une configuration étudiée expérimentalement par Chan et al. (2002). Cette partie a été réalisée en collaboration avec Petroleum Institute, Department of Mechanical engineering, Abu Dhabi.



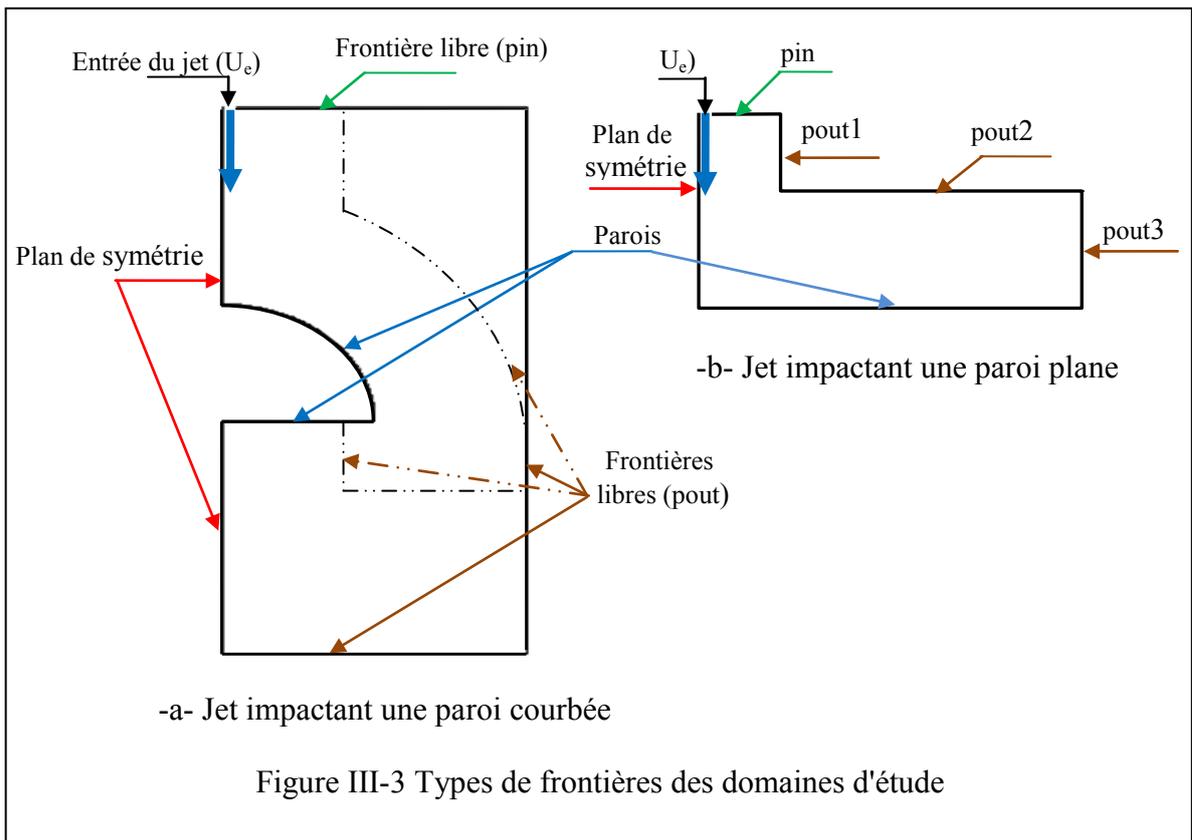
III-2 Détails sur le jet isotherme

III-2-1 Conditions aux limites

Les types de frontières entourant les domaines d'études numériques sont présentés sur les figures III-3. Les conditions aux limites sont imposées comme suit.

III-2-1-1 Entrée:

- Les composantes de vitesse suivant x et y : $U=0$, $V=-U_e=-18.7\text{m/s}$. Concernant la LES, la composante de vitesse suivant la troisième direction, z , $W=0$. Des fluctuations de vitesse sont superposées aux valeurs moyennes U , V et W en utilisant la méthode 'spectral synthesizer', Kraichnan (1970) et Smirnov et al. (2001). Dans cette approche les fluctuations de vitesse varient en fonction du temps et de la position à l'entrée de façon aléatoire. Cependant à chaque instant la divergence du vecteur fluctuation de vitesse est nulle c'est à dire que l'équation de continuité est satisfaite.
- L'énergie cinétique turbulente: $k=1.5(IU_e)^2$ où $I=0.5\%$ est l'intensité de turbulence prescrite. Chan et al. (2003) rapportent une intensité de turbulence à l'entrée variant de 0 à 0.9%.



- Le taux de dissipation : $\varepsilon = k^{1.5}/l$ où l représente la taille des grands tourbillons à l'entrée. Elle est exprimée dans Fluent en fonction de la longueur de mélange l_m comme suit:

$$l = C_\mu^{-3/4} l_m.$$

l_m est déterminée à partir du diamètre hydraulique D_H , prescrit à l'entrée.

$$l_m = 0.07 D_H \text{ où } D_H = 2W.$$

- Les contraintes de Reynolds (nécessaires pour le modèle RSM) : $\overline{u_i u_j} = \frac{2}{3} k \delta_{ij}$. Les contraintes normales sont égales entre elles et les contraintes tangentielles sont nulles, ce qui signifie une turbulence isotrope à l'entrée.

III-2-1-2 Plan de symétrie:

- La composante de vitesse perpendiculaire au plan de symétrie est imposée nulle $U=0$.
- La contrainte tangentielle de Reynolds (nécessaire pour le modèle RSM) $\overline{u v} = 0$.
- Pour toutes les autres variables dépendantes, les gradients suivant la normale au plan de symétrie sont nuls: $\frac{\partial \phi}{\partial x} = 0$, où ϕ représente les variables dépendantes régies par une équation de transport selon le modèle de turbulence.

III-2-1-3 Parois:

- ❖ Pour tous les modèles de turbulence utilisés:

- La condition de non-glissement est imposée à la paroi en conjonction avec la loi de paroi standard. Deux cas existent.

1-Si la distance adimensionnelle de la paroi jusqu'au centre p de la cellule adjacente à la paroi $y^+ < 11.2$, $U^+ = y^+$ (p se trouve dans la sous couche laminaire).

2-Si $y^+ > 11.2$, $U^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(E y^+)$ (p se trouve dans la zone logarithmique)

$$\text{où } U^+ = \frac{U_p C_\mu^{1/4} k_p^{1/2}}{\tau_w / \rho}$$

$$y^+ = \frac{\rho C_\mu^{1/4} k_p^{1/2} y_p}{\mu}$$

$\kappa = 0,42$ (constante de Von Karman)

$E = 9.81$ (pour les parois lisses)

y_p est la distance entre la paroi et le centre de la cellule adjacente à la paroi.

U_p et k_p sont la vitesse et l'énergie cinétique turbulente au centre de la cellule adjacente à la paroi.

τ_w est la contrainte de cisaillement à la paroi.

❖ Quand le **modèle k- ε standard** est utilisé:

- La condition pour k est:

$$\frac{\partial k}{\partial n} = 0$$

-n est la direction normale à la paroi.

- La condition pour ε: au centre de la cellule adjacente à la paroi, le taux de dissipation n'est pas calculé à partir de son équation de transport. Il est donné directement par une formule algébrique:

$$\varepsilon_p = \frac{C_\mu^{3/4} k_p^{3/2}}{\kappa y_p}$$

❖ Quand le **modèle RSM** est utilisé:

- Les contraintes de Reynolds et le taux de dissipation ε_p près de la paroi sont calculés explicitement par le code

$$\frac{\overline{u_\tau^2}}{k_p} = 1.098, \quad \frac{\overline{u_n^2}}{k_p} = 0.247, \quad \frac{\overline{u_\lambda^2}}{k_p} = 0.655, \quad -\frac{\overline{u_\tau u_n}}{k_p} = 0.255$$

$$\varepsilon_p = \frac{C_\mu^{3/4} k_p^{3/2}}{\kappa y_p}$$

Où

- τ est la direction tangentielle à la paroi, n est la direction normale à la paroi et λ est la direction transversale.

– k_p est l'énergie cinétique au point p. Elle est obtenue d'une équation de transport près de la paroi, (voir Documentation de Fluent). Sa condition aux limites près de la paroi est $\frac{\partial k}{\partial n} = 0$

III-2-1-4 Frontières libres:

Les frontières libres pin et pout sont des frontières d'entraînement libre de fluide où la pression est maintenue constante et égale à la pression atmosphérique. La pression étant connue à ces frontières, c'est la vitesse qui y est calculée à partir de l'équation de continuité appliquée localement à la cellule adjacente à la frontière.

III-2-1-5 Frontières avant et arrière

Quand la LES est utilisée, au niveau des frontières opposées, avant et arrière suivant la direction transversale z, du domaine 3D, la condition de périodicité est appliquée

III-2-2 Maillage

Les maillages des géométries ont été générés par le logiciel Gambit. Des cellules quadrilatérales ont été choisies par rapport aux cellules de forme triangulaire. Hadziabdic et Hanjalic (2008) ont observé dans leurs simulations, des instabilités numériques causées probablement par la forme triangulaire des cellules du maillage. La géométrie de la figure III-1-a (domaine initial) a été maillée en premier lieu avec le même espacement entre les nœuds $s_p = 0.5\text{mm}$ le long de toutes les frontières qui entourent le domaine et qui correspond à 10 nœuds à l'entrée, figure III-4-a. Le nombre de mailles est 85849. La figure III-4-b montre la taille des cellules dans le domaine d'étude. On remarque des cellules relativement grandes dans la zone du jet pariétal près de la paroi courbée. Dans ces mêmes régions la qualité des cellules est moins bonne, figure III-4-c.

Dans le but d'améliorer la qualité des mailles dans la zone du jet pariétal, l'option de "Boundary-Layer (BL)" dans Gambit a été activée pour générer des lignes de maillage parfaitement parallèles à la paroi courbée, figure III-5-a. La première ligne est distante de 0.5mm de la paroi. En même temps, l'entrée du jet libre, une partie de la frontière libre adjacente pin, l'axe de symétrie et la paroi courbée ont été maillés en utilisant le même espacement $s_p = 0.5\text{mm}$ alors que le reste des frontières a été maillé avec un espacement $s_p = 0.8\text{mm}$. Cette procédure a permis d'obtenir un maillage aussi raffiné que dans le cas

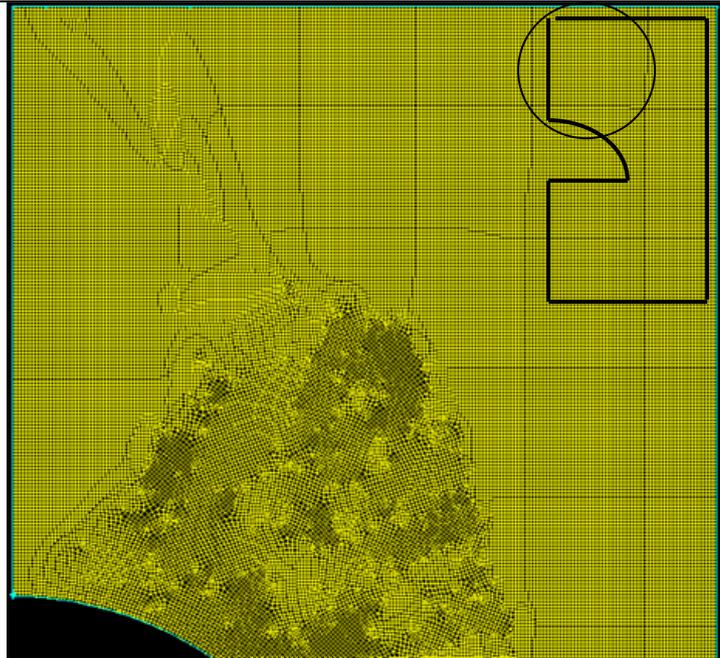


Figure III-4-a Maillage de toutes les frontières par le même espacement $s_p=0.5\text{mm}$

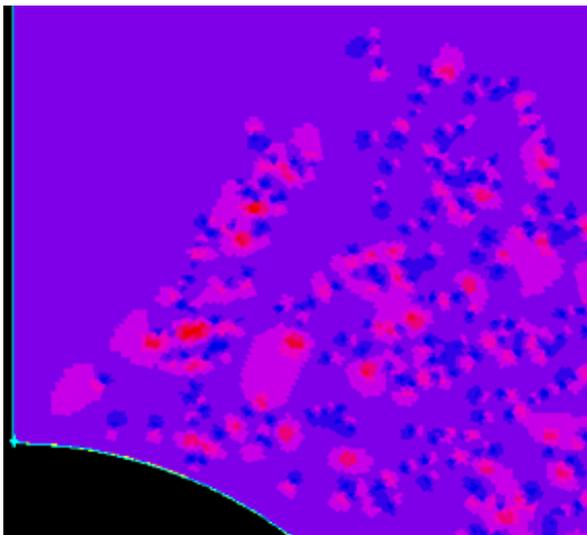


Figure III-4-b- Taille des cellules.
(La couleur bleu indique la plus petite taille des cellules et la couleur rouge la plus grande taille)

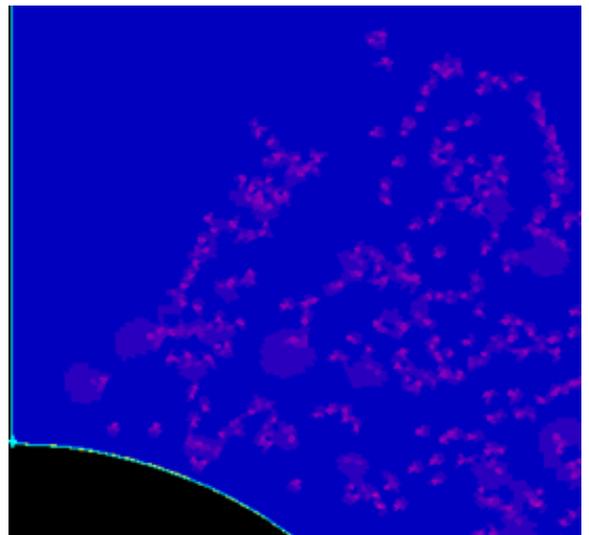
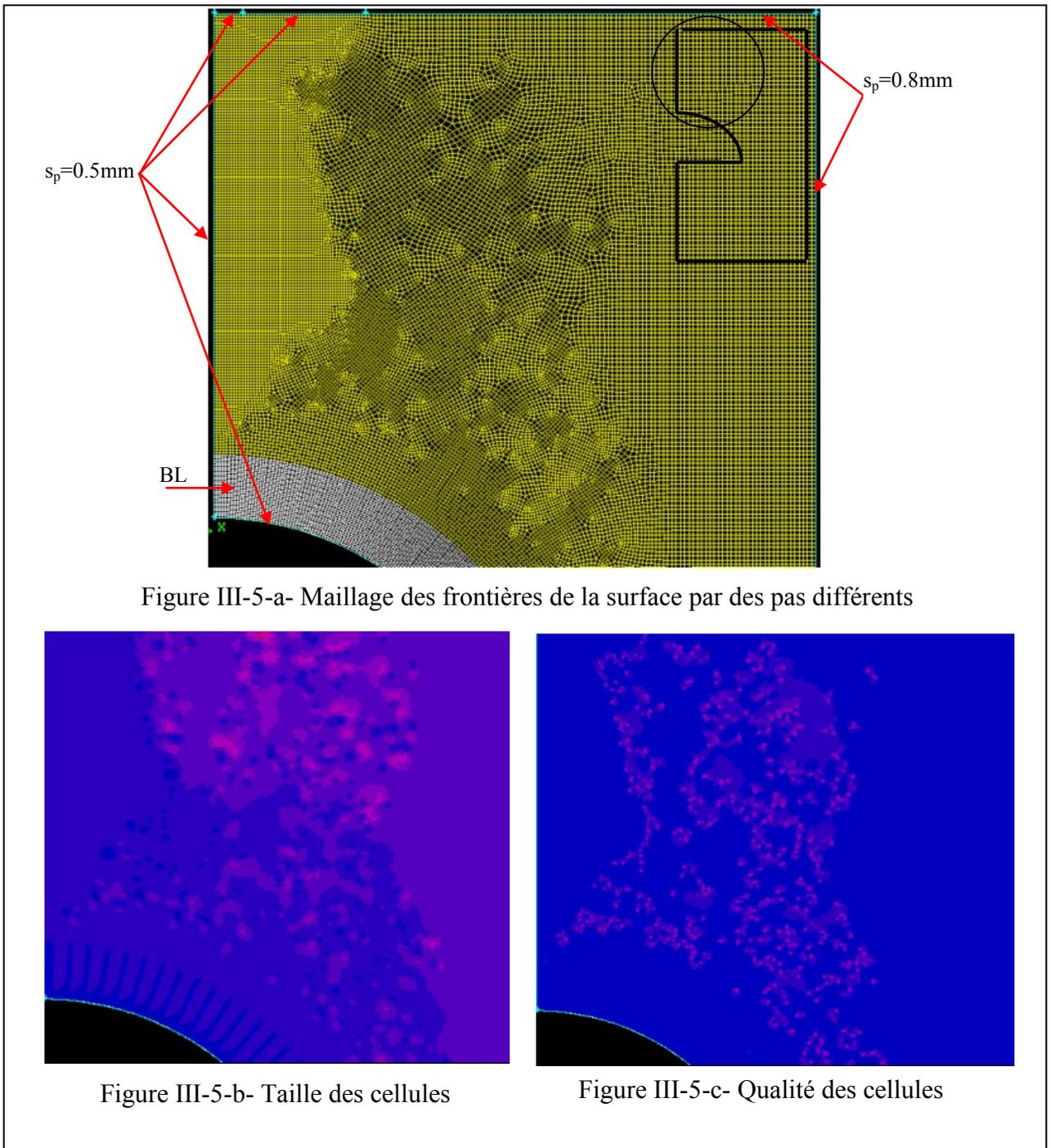


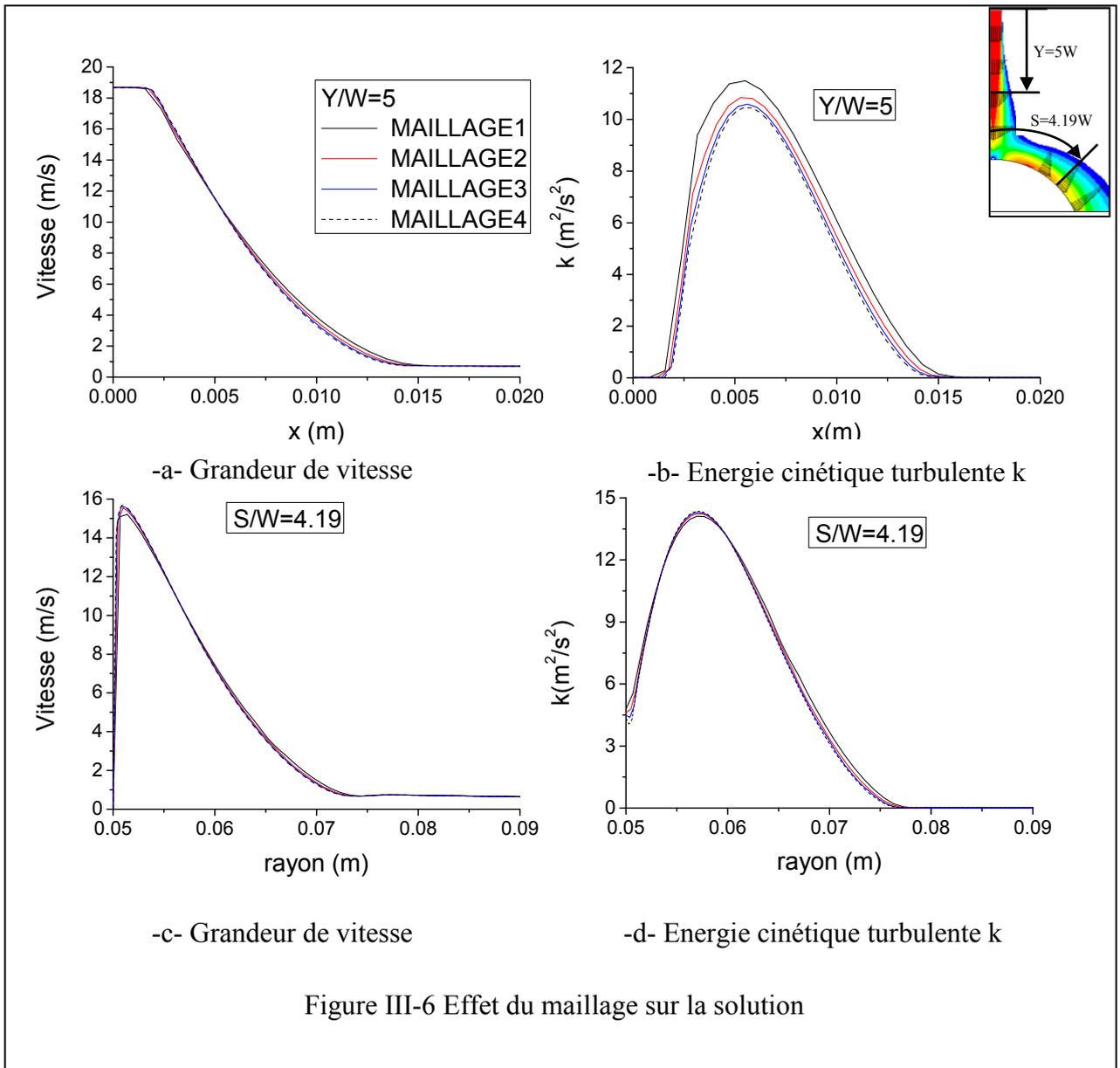
Figure III-4-c- Qualité des cellules
(La couleur bleu indique une bonne qualité des cellules et la couleur rouge une mauvaise qualité)

précédent dans les régions des jet libre et pariétal avec un nombre de nœuds total plus réduit (58622 cellules). La taille et la qualité des mailles le long de la paroi courbée sont nettement améliorées, figures III-5-b et c. Cependant il reste une petite région au dessus du point de stagnation où les cellules sont de taille relativement grande et de qualité inférieure.



III-2-3 Tests de l'effet du maillage sur la solution

Dans cette partie du travail, l'étude de l'effet du maillage sur la solution consiste à comparer des résultats numériques en utilisant différents nombres de nœuds. Les figures III-6 montrent des profils de vitesse et d'énergie cinétique turbulente à la position $Y/W=5$ dans le jet libre et à la position $S/W=4.19$ (angle 45° sur le cylindre à partir du point d'impact) dans le jet pariétal obtenus avec différents maillages.



Dans les maillages 1, 2, 3 et 4 considérés, 22300, 39500, 59200 et 87377 nœuds ont été utilisés respectivement. Ils correspondent à 6, 8, 10 et 12 nœuds répartis sur la distance $W/2$ au niveau de l'entrée du jet dans le domaine d'étude. On remarque que l'énergie cinétique turbulente k qui caractérise la turbulence est plus sensible aux maillages que la grandeur de vitesse, caractéristique de l'écoulement moyen. En se référant aux profils de vitesse, des solutions presque identiques sont obtenues avec les maillages 2, 3 et 4. Par contre seulement les maillages 3 et 4 donnent des profils de k similaires. Par conséquent, le maillage 3 a été utilisé pour les différentes simulations étudiées qui seront présentées ci après.

III-2-4 Configurations et maillages pour la simulation par la LES

III-2-4-1 Réduction de la géométrie

Dans un premier temps le jet turbulent impactant un demi cylindre a été étudié numériquement en deux dimensions (2D) par les modèles $k-\varepsilon$ et RSM en utilisant la géométrie 1 de la figure III-7, caractérisée par les dimensions H et L dont les valeurs sont données dans le tableau III-1. Ensuite nous nous sommes intéressés à la comparaison des performances de ces deux modèles de turbulence avec celles du modèle LES. Or l'étude numérique par le modèle LES requiert une géométrie en trois dimensions (3D). Un maillage 3D suffisamment raffiné de la géométrie 1 avec une taille des cellules environ 12 fois l'échelle de Kolmogorov, Hadziabdic et Hanjalic (2008), n'a pu être généré par les moyens informatiques disponibles. Ainsi l'idée a été d'envisager la réduction de la configuration en question.

Une série consécutive de réductions de la géométrie du domaine numérique d'étude a été effectuée comme illustré sur la figure III-7 et résumé dans le tableau III-1.

La première tentative de la réduction de la géométrie est la diminution de la distance H de la valeur $2R$ à la valeur R et la distance L de la valeur R à la valeur $0.5R$. Une différence entre les contours de grandeur de vitesse des géométries 1 et 2 apparaît dans la zone de l'écoulement en aval du demi-cylindre et du côté de la frontière droite. Cette différence est plus apparente en se référant aux profils de vitesse et plus particulièrement d'énergie cinétique turbulente à la position $Y/W=5$ dans le jet libre et $S/W=7.74$ (angle= 80° sur le cylindre à partir du point d'impact) dans le jet pariétal, figure III-8. Suite à cela la distance H a été réduite encore à la valeur $0.5R$ alors que la distance L a été augmentée à la valeur $0.6R$ pour éloigner la frontière droite du jet pariétal évoluant le long du demi cylindre. Les profils de vitesse obtenus pour cette géométrie sont similaires à ceux de la géométrie 1 dans le jet libre et le jet pariétal. Par contre la différence entre les profils de k pour les géométries 1 et 3 est loin d'être négligeable surtout dans le jet pariétal, figure III-8-d. Ceci est probablement dû à la valeur insuffisante de la distance L. De ce fait la distance L a été augmentée à sa valeur initiale R ce qui donne la géométrie 4, figure III-7. Les résultats correspondant à cette géométrie notamment les contours de grandeurs de vitesse, les profils de vitesse et de k dans les jets libre et pariétal sont en bonne concordance avec ceux de la géométrie 1, figure III-8 a-d. Ceci justifie notre choix final des deux distances $H=0.5R$ et $L=R$.

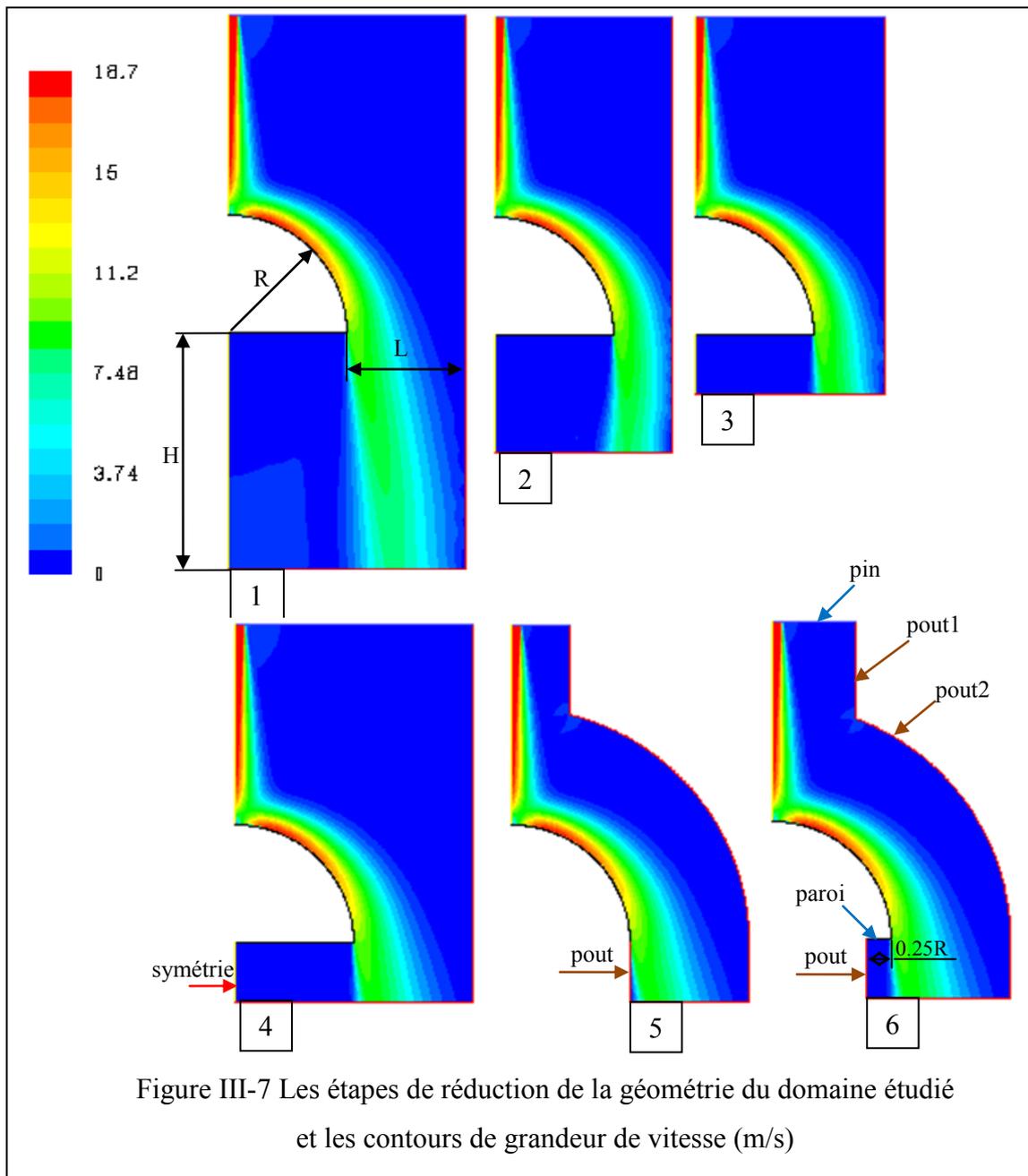
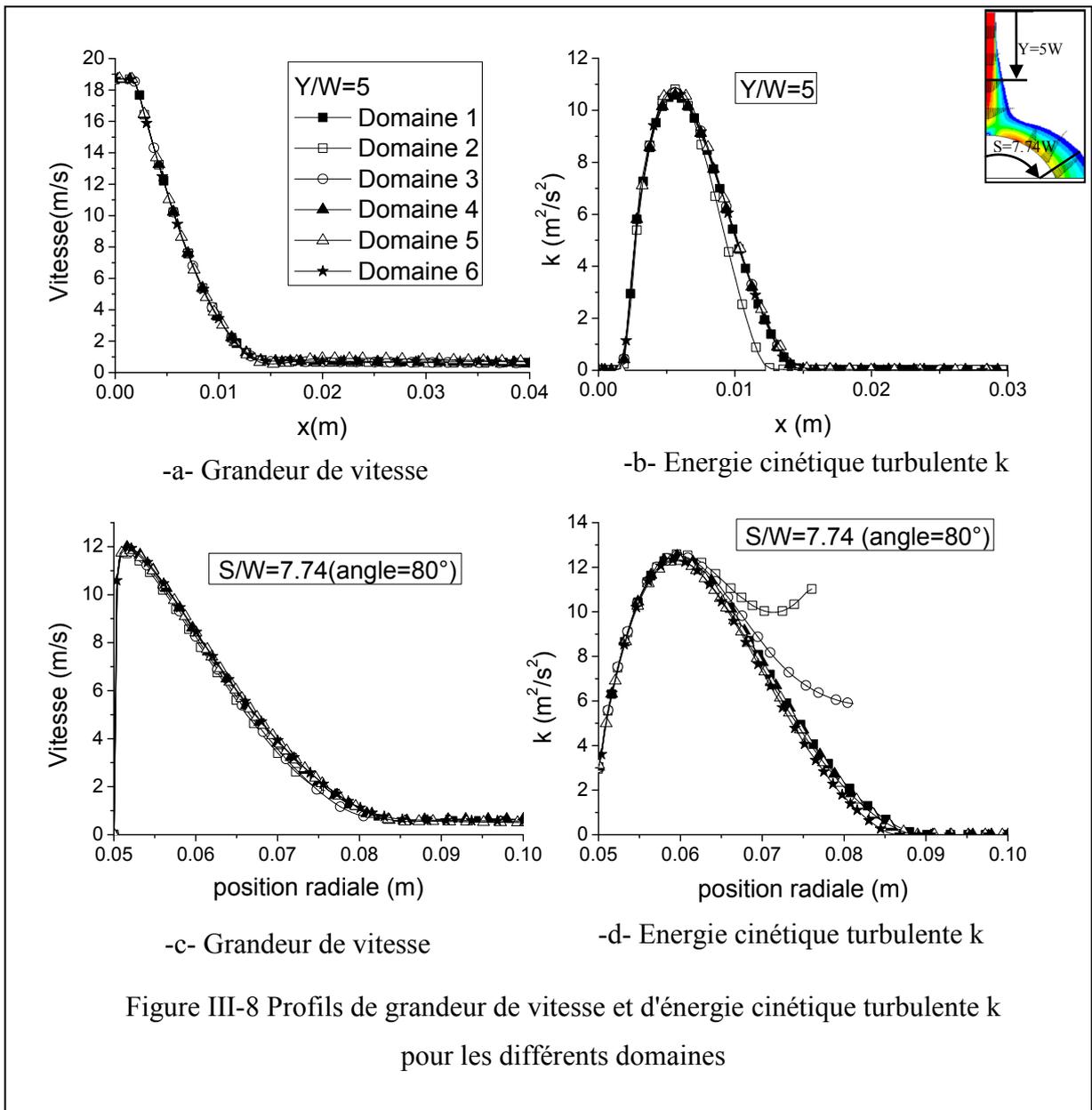


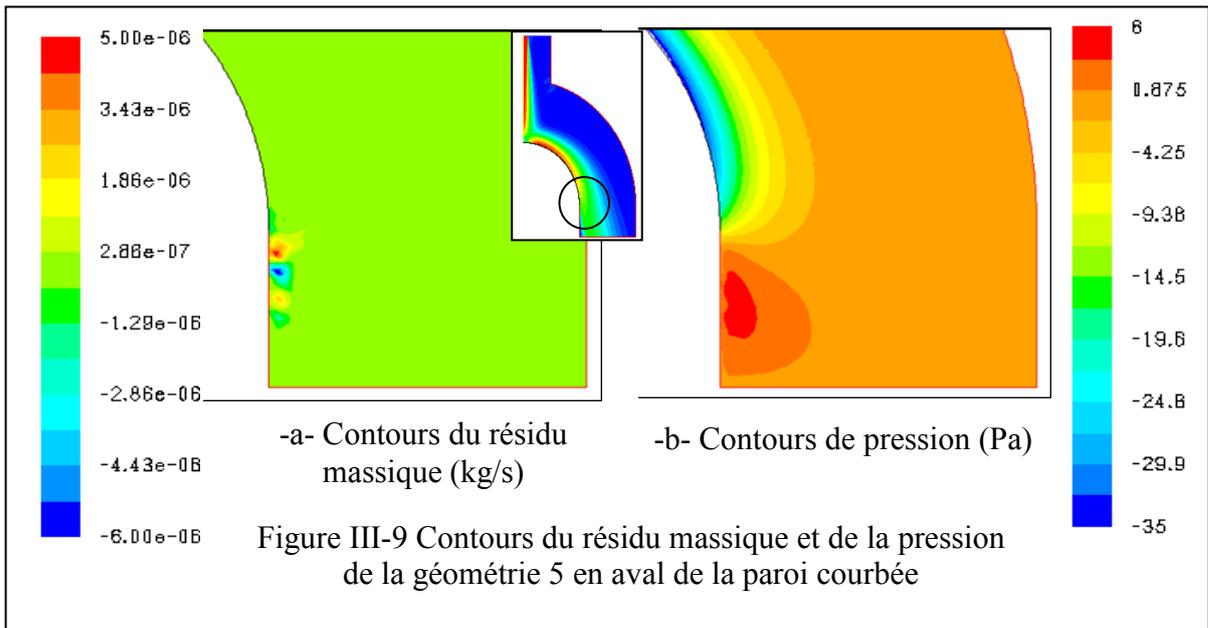
Tableau III-1: Caractéristiques des domaines réduits

Domaine étudié	H	L	Nombre de nœuds	Nombre d'itérations
1	2R	R	59242	6528
2	R	0.5R	32742	3027
3	0.5R	0.6R	31900	1646
4	0.5R	R	39588	1587
5	0.5R	R	29468	solution non convergée
6	0.5R	R	26556	1696



La réduction du domaine d'étude de la géométrie 1 à la géométrie 4 a permis une diminution du nombre de nœuds, voir tableau III-1. Malheureusement le maillage équivalent en 3D (maillage 2D extrudé dans la troisième direction) pour simuler l'écoulement par la LES ne peut être généré avec l'outil informatique disponible. Pour cela il a été nécessaire de réduire encore le domaine d'étude. L'idée suivante a été d'enlever les parties supérieures droites et inférieures gauches qui sont éloignées de la zone de développement du jet et caractérisées par un champ de vitesse quasi nulle. Le domaine d'étude obtenu est la géométrie 5, figure III-7. Dans ce cas les profils de vitesse et de k , figures III-8, coïncident de manière satisfaisante avec ceux de la géométrie 1. Cependant la convergence n'a pas été atteinte, les

résidus continuent à fluctuer indéfiniment autour d'une valeur de l'ordre de 10^{-3} qui n'est pas suffisamment petite, voir la section sur l'effet du résidu, ci-dessous. La figure III-9-a qui montre les contours du résidu massique indique que le principe de la conservation de masse n'est pas satisfait au niveau des cellules situées en aval du coin du demi-cylindre. Ceci peut être dû à un changement brusque de pression entre la zone de dépression sur la paroi courbée et la zone de pression atmosphérique imposée sur la frontière en aval du décollement, figure III-9-b.



Pour remédier à ce problème cette frontière a été avancée d'une distance de $0.25R$ pour obtenir le domaine 6 de la figure III-7. Avec cette géométrie réduite la solution a convergé et a donné des résultats en bon accord avec ceux de la géométrie 1, figures III-7 et III-8.

En conclusion c'est avec la géométrie 6 que tous les résultats présentés ci après ont été obtenus. La figure III-7 montre les types de frontières utilisées pour cette géométrie.

III-2-4-2 Maillages des configurations étudiées par la LES

a-Maillage en 2D

Deux configurations de jet impactant isotherme ont été étudiées par la LES: la configuration de la paroi courbée (domaine réduit) de la figure III-1-a et la configuration de la paroi plane de la figure III-1-b. Pour mettre en évidence l'effet de la courbure de la paroi sur le comportement dynamique de l'écoulement turbulent, les deux configurations sont soumises à des conditions d'entrée identiques, figures III-3-a et b, et des maillages similaires, figure III-

10-a et III-11. Pour cette raison, seulement les détails de la configuration du jet impactant une paroi courbée seront présentés dans ce qui suit.

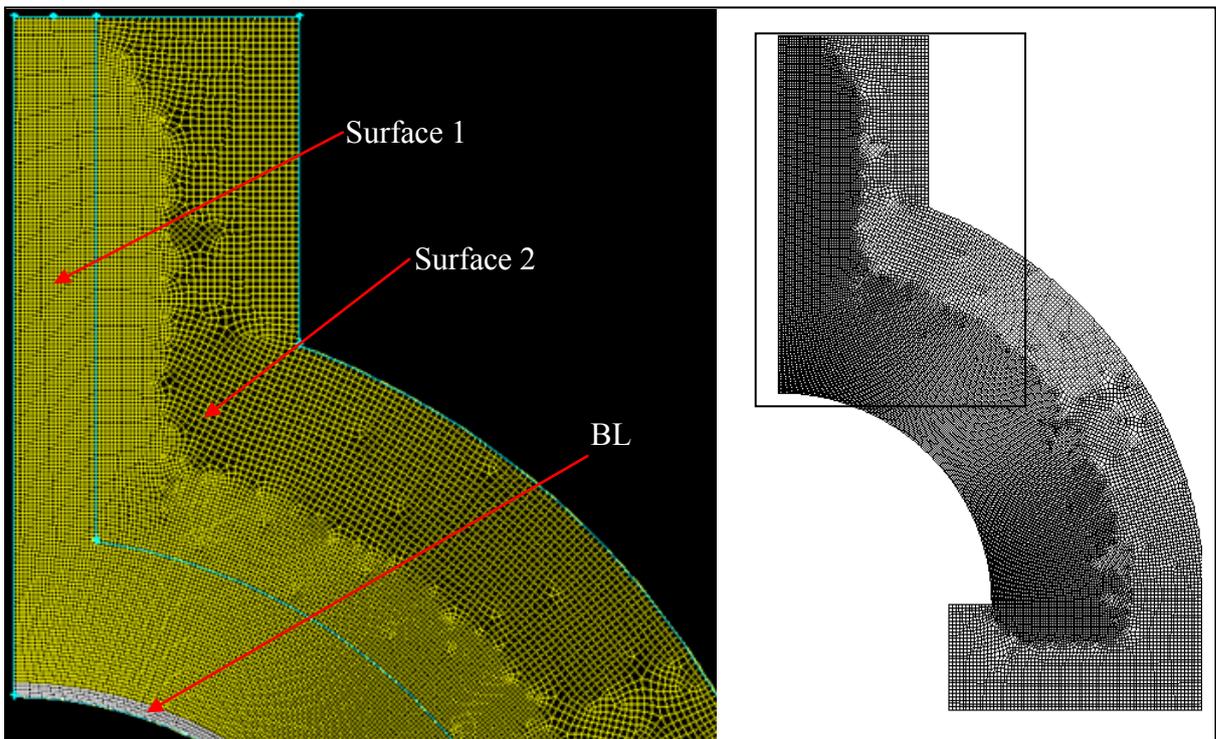


Figure III-10 -a- Maillage- Paroi courbée

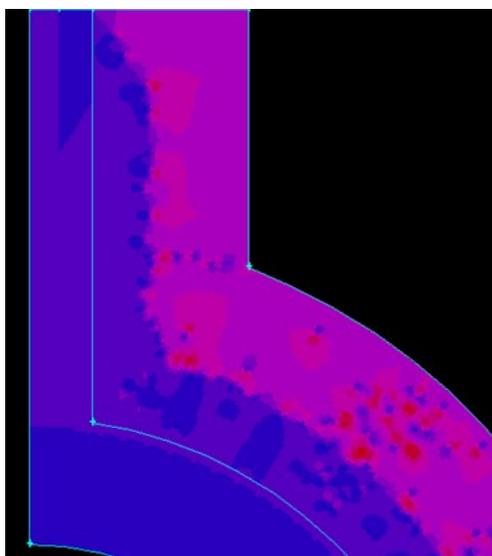


Figure III-10 -b Taille des cellules

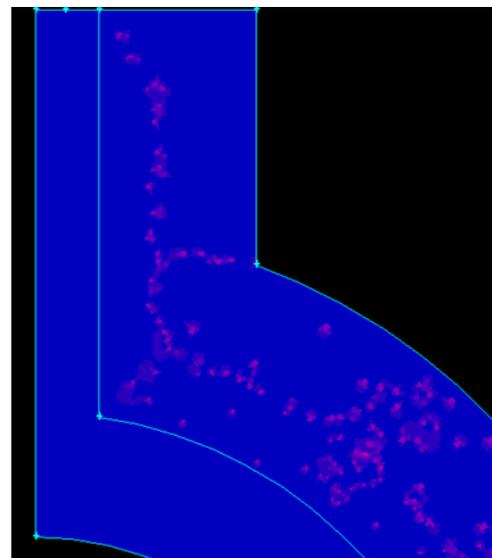
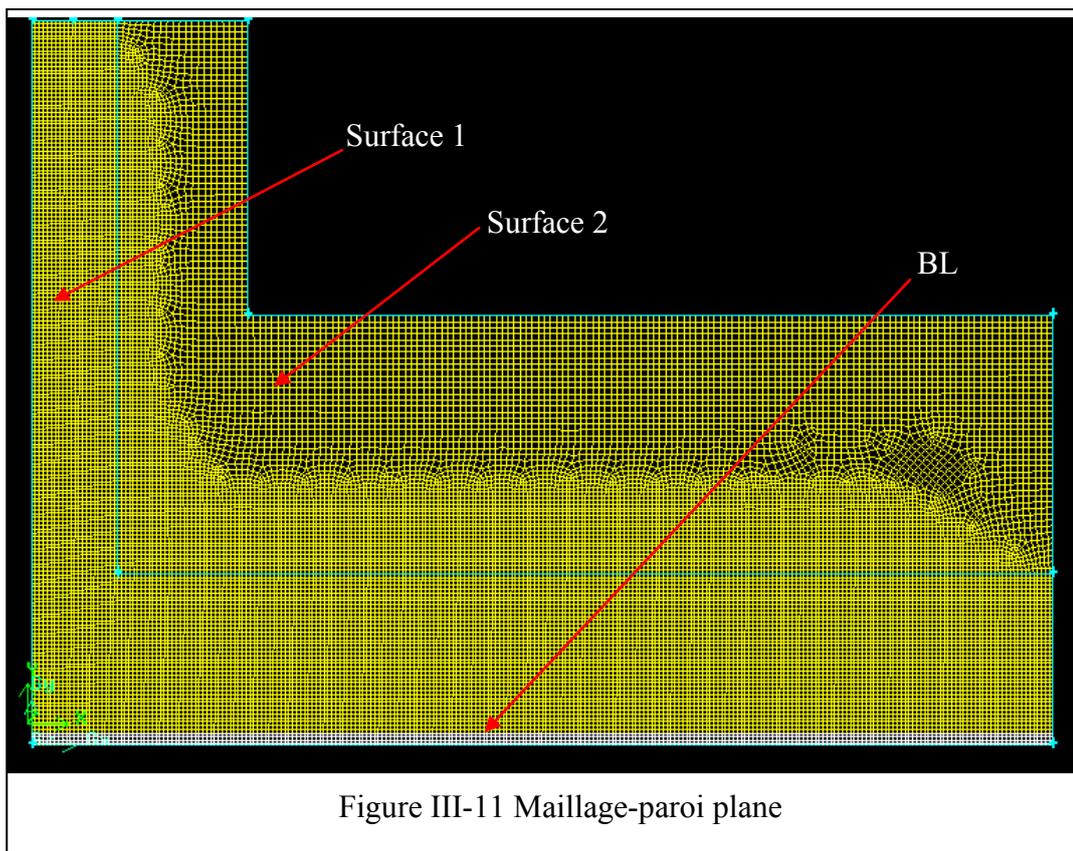
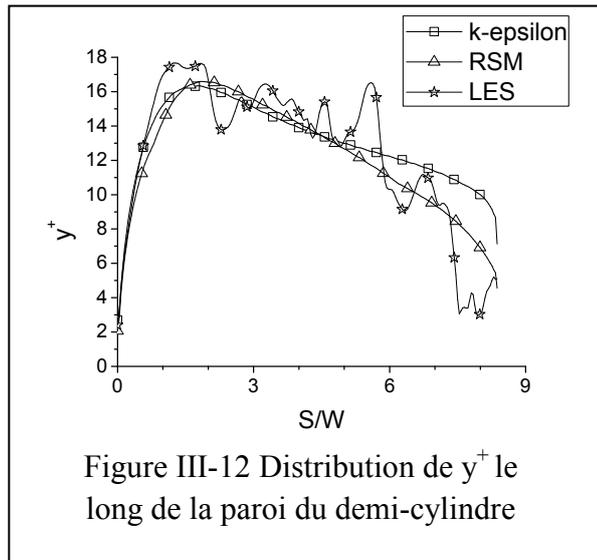


Figure III-10--c- Qualité des cellules

Pour générer un maillage de meilleure qualité, le domaine a été divisé en deux surfaces. La première, surface 1, inclut le développement des jets libre et pariétal, figure III-10-a. Elle a été maillée avec un espacement de l'ordre de 0.5mm avec l'option " Submap" qui permet d'obtenir des cellules de bonne qualité, figure III-10-b et c.

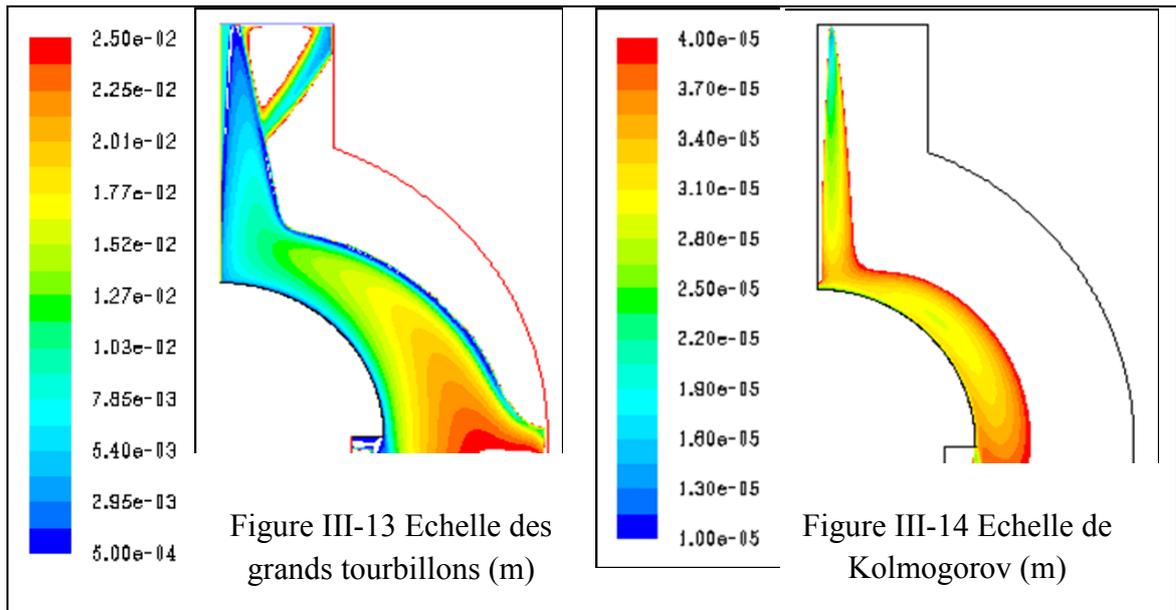
Près de la paroi l'option de "Boundary-Layer (BL)" dans Gambit a été activée pour générer des lignes de maillage parallèles à la paroi courbée, figure III-10-a. La première ligne est distante de 0.35mm de la paroi. La figure III-12 montre la distribution de y^+ le long de la paroi courbée obtenue avec les trois modèles de turbulence. La distribution donnée par la LES est instantanée. Sur pratiquement toute la surface du demi cylindre, y^+ est compris entre 10 et 17. Ces valeurs sont suffisamment petites pour capter la couche limite interne du jet pariétal et suffisamment grande pour que le centre des cellules adjacentes à la paroi soit situé entre la zone tampon (zone de transition) et la zone logarithmique (zone turbulente, $y^+ > 30$). Loin du jet libre et du jet pariétal où le fluide est presque stagnant, la surface 2 a été maillée avec un espacement relativement grossier de l'ordre de 0.8mm.



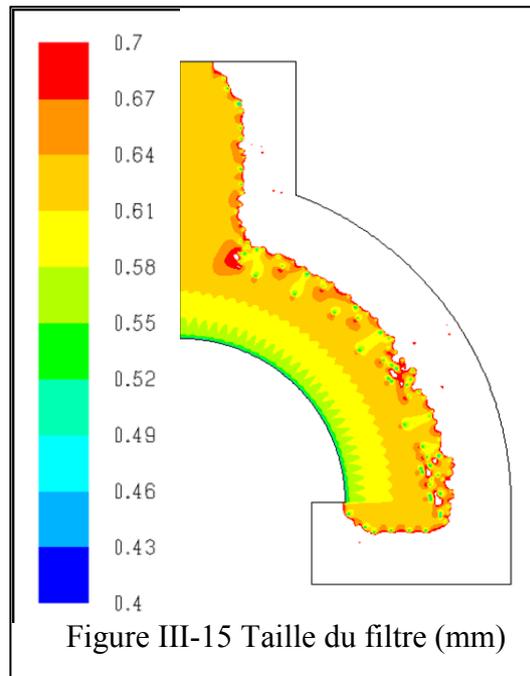


b-Maillage en 3D

Pour étudier l'écoulement tridimensionnel, instationnaire du jet impactant par la LES, le maillage 2D, figure III-10-a a été extrudé dans la troisième direction sur une distance L_z entre les deux frontières périodiques avant et arrière, avec un espacement nodal constant. Cette distance et cet espacement doivent satisfaire des conditions par rapport aux échelles des grands tourbillons et de Kolmogorov. Par un calcul préliminaire du jet impactant par le modèle k- ϵ avec le maillage 2D de la figure III-10-a, l'échelle des grands tourbillons donnée par l'expression $l = \frac{k^{3/2}}{\epsilon}$ et l'échelle de Kolmogorov donnée par l'expression $\eta = \left(\frac{\nu^3}{\epsilon}\right)^{1/4}$ ont été estimées. Leurs contours dans les zones de développement du jet libre et du jet pariétal sont illustrés sur les figures III-13 et III-14. Ces résultats montrent que la taille des grands tourbillons est inférieure à 1mm et l'échelle de Kolmogorov est inférieure à 0.02mm dans la couche de cisaillement juste à la sortie du jet. Ces échelles augmentent le long de l'écoulement et atteignent les valeurs 20mm pour les grands tourbillons et 0.04mm pour l'échelle de Kolmogorov.



Dans cette partie du travail, la largeur du domaine suivant la troisième direction, entre les deux surfaces périodiques, est $L_z=50\text{mm}$. Cette distance est 2.5 fois la taille des plus grands tourbillons dans le domaine ($L_z=2.5l$). Versteeg et Malalasekra (2007) ont recommandé une distance $L_z \geq 2l$. Il est à noter que Cziesla et al. (2001) ont utilisé, une distance normalisée par la largeur de la fente $L_z/W = 2$. D'autre part, Hoffmann et Benocci (1994) et Voke et al. (1995) ont considéré une distance telle que $L_z/W = \pi$, alors que dans l'étude numérique rapportée par Beaubert et Viazzo (2003), $L_z/W = 2\pi$. Dans notre cas $L_z/W = 1.69\pi$.



Pour ce qui est de l'espacement nodal du maillage extrudé dans la troisième direction, une valeur de 1mm a été choisie. Cet espacement donne une taille du filtre $\Delta (\equiv \sqrt[3]{\Delta x \Delta y \Delta z})$ aux alentours de 0.6mm, dans la plus grande partie du jet en développement, figure III-15. Elle correspond à environ 20 fois l'échelle de Kolmogorov ($\Delta = 20\eta$), ce qui n'est pas très éloigné de la valeur donnée par Hadziabdic et Hanjalic (2008), qui recommandent $\Delta = 12\eta$.

Le nombre de nœuds du maillage 3D du domaine d'étude réduit du jet impactant une paroi courbée est 1.354 millions. Les calculs ont été effectués sur un PC avec un processeur Intel (R) Core (TM) 2 Duo 2Go de RAM, 2.66GHz et 2.67GHz. Le nombre de nœuds du maillage 3D du domaine d'étude du jet impactant une paroi plane est 1.592millions. La machine de calcul utilisée est un PC avec un processeur Intel (R) Core (TM) 2 Duo 3Go de RAM, 2GHz et 2GHz.

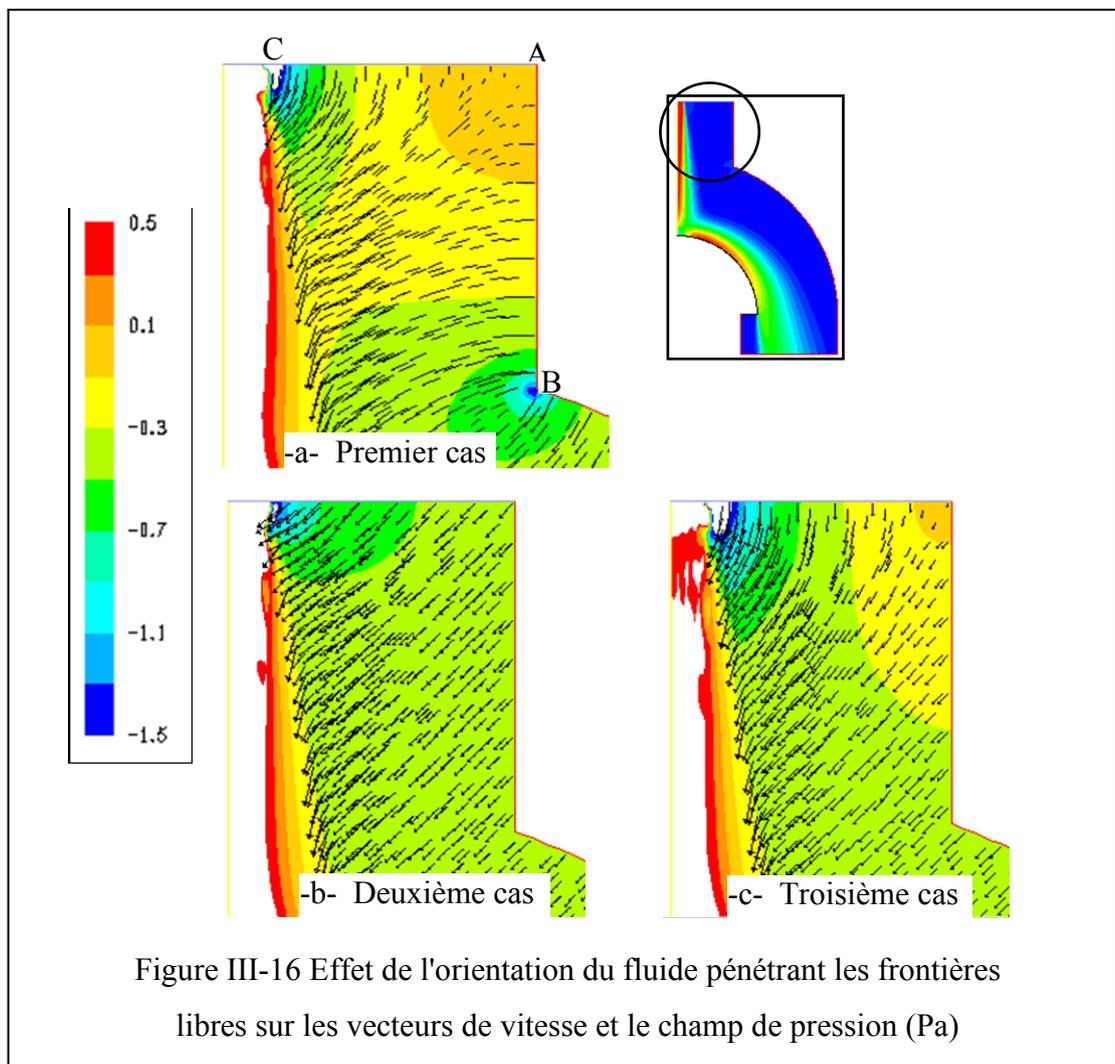
c-Incrément de temps d'intégration

L'incrément de temps utilisé est 10^{-5} s. Il représente une fraction d'environ un millième le temps de séjour d'une particule traversant le domaine d'étude, avec une vitesse de référence de 18.7m/s. Cette valeur est inférieure à 1/80 la période de passage des vortex par un point donné dans la zone de cisaillement du jet. Fluent recommande un incrément de temps inférieur à 1/20 cette période.

III-2-5 Effet de l'orientation du fluide pénétrant les frontières libres

Dans le code Fluent, c'est l'utilisateur qui prescrit la direction de l'écoulement à travers la frontière libre pin et aussi pout dans le cas où il y a retour de fluide de l'extérieur vers l'intérieur du domaine. Dans un premier cas, le fluide est supposé pénétrer le domaine en traversant perpendiculairement les frontières libres pin et pout1, figure III-3, comme le montre la direction des vecteurs de vitesse dans la figure III-16-a. Cette approche résulte en une petite surpression au voisinage du point A et une dépression au voisinage du point B. En effet aux alentours du point A le fluide pénétrant le domaine à travers la frontière supérieure (pin) bute contre celui pénétrant le domaine à travers la frontière à droite (pout1) ce qui entraîne une augmentation de pression dans cette région. Aux alentours du point B, le courant de fluide traversant la frontière à droite (pout1) et le courant traversant la frontière libre courbée (pout2) vont forcément s'éloigner l'un de l'autre induisant une dépression dans cette zone.

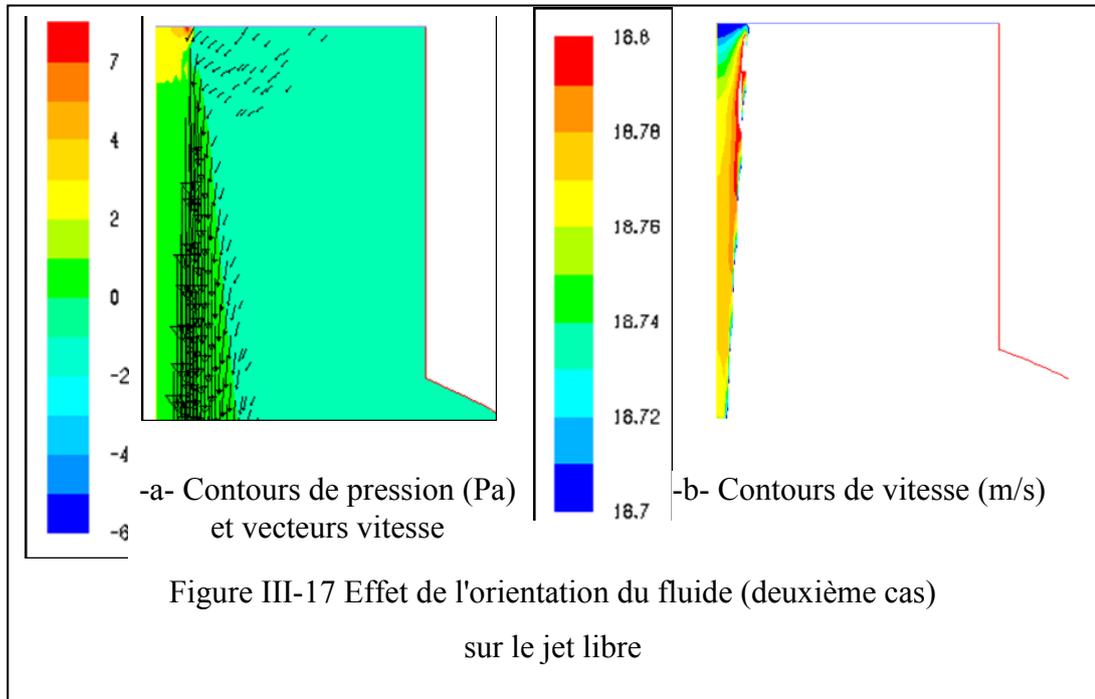
Ces phénomènes de surpression et de dépression n'étant pas réalistes, il a été décidé de considérer un deuxième cas où le fluide pénétrant le domaine à travers les frontières libres pin, pout1 et pout2 est incliné à 45° comme le montre les vecteurs de vitesse de la figure III-16-b. On remarque une nette amélioration dans les régions près des points A et B où la pression est uniforme et égale à la pression atmosphérique. Par contre cette condition a engendré une surpression dans la région du point C entre l'entrée du jet et la frontière libre pin



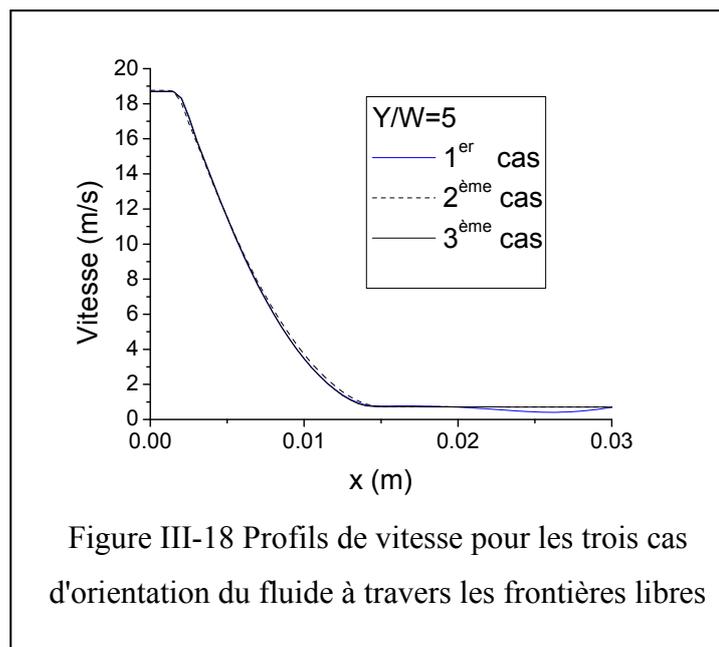
figures III-17-a et une légère accélération du jet libre, ce qui perturbe le développement initial du jet, figure III-17-b. Ceci est dû à la convergence locale entre le jet axial à l'entrée et le courant incliné à 45° traversant la frontière pin.

Le troisième cas est la configuration jugée la plus intéressante où le courant de fluide issu de la frontière supérieure pin entre perpendiculairement à la surface et le courant de fluide issu de la frontière libre à droite pout1 entre suivant la direction inclinée à 45° comme le montrent les vecteurs de vitesse, figure III-16-c. Dans ce cas la surpression aux alentours du

point C est éliminée puisque le fluide traversant pin est entraîné tangentiellement au jet. La seule perturbation qui persiste est la surpression aux alentours du point A. celle-ci étant éloignée du jet, n'influe pas sur son développement.

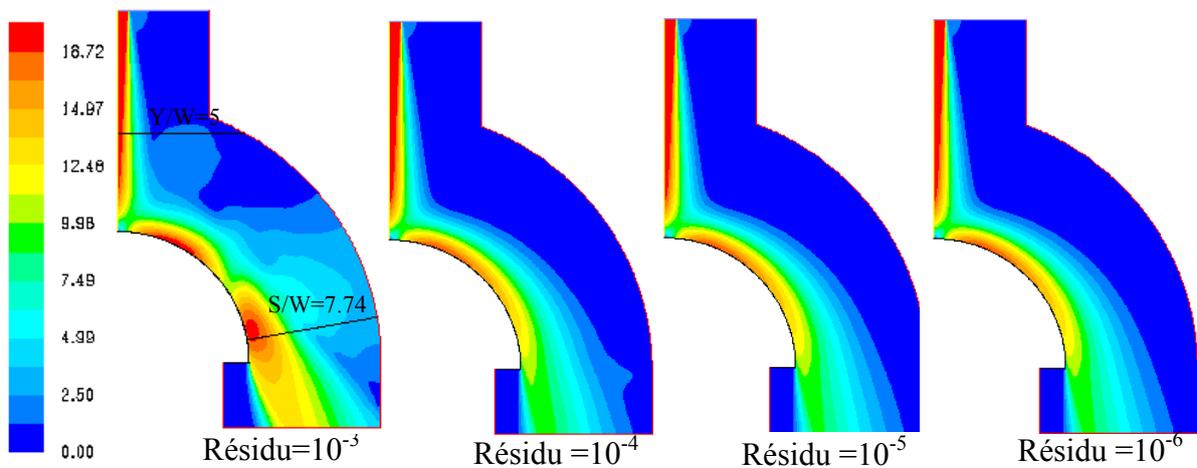


Il est à noter que ces trois différents cas ont une influence négligeable sur le profil de vitesse à $Y/W=5$ dans le jet libre, figure III-18 cependant, le nombre d'itérations pour atteindre la convergence a été réduit de 1700 itérations dans le premier cas à 1300 itérations dans le troisième cas.

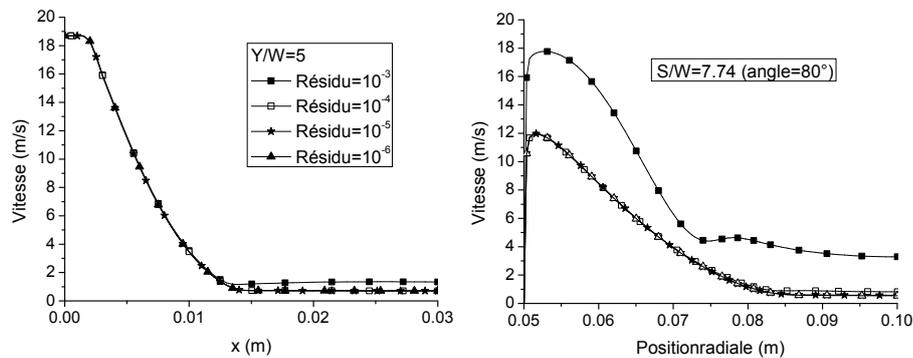


III-2-6 Effet de la valeur du résidu du critère de convergence

Différentes valeurs du résidu utilisées dans le critère de convergence ont été testées 10^{-3} , 10^{-4} , 10^{-5} et 10^{-6} . Les figures III-19 et III-20 montrent les contours et profils de vitesse et de k. Il est clair que pour la valeur du résidu 10^{-3} , la convergence n'est pas encore atteinte presque dans tout le domaine. Par contre la convergence de la solution est déjà atteinte dans tout le domaine excepté en aval du demi-cylindre pour un résidu de 10^{-4} . Tous les résultats présentés ci-dessous ont été obtenus pour une valeur du résidu de 10^{-5} excepté ceux obtenu par le modèle RSM où la valeur du résidu continue à fluctuer indéfiniment autour de 10^{-4} .

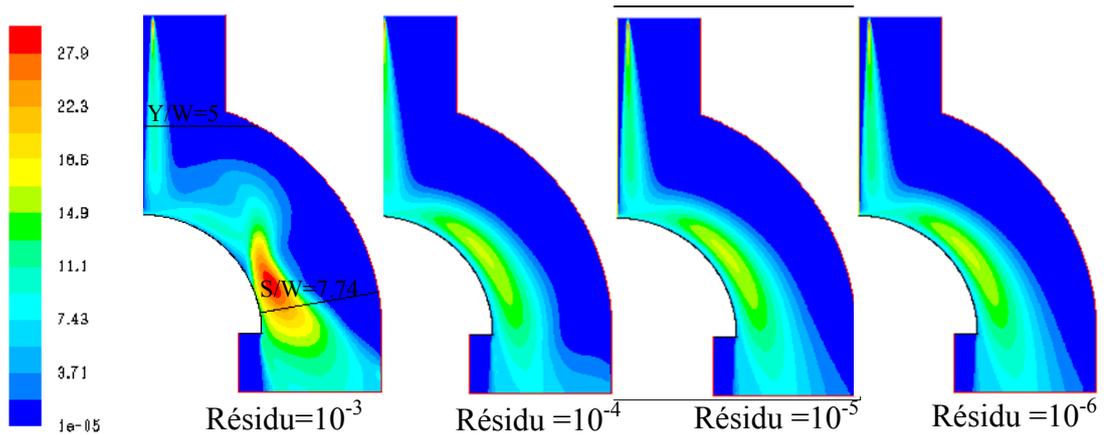


-a- Contours de vitesse (m/s)

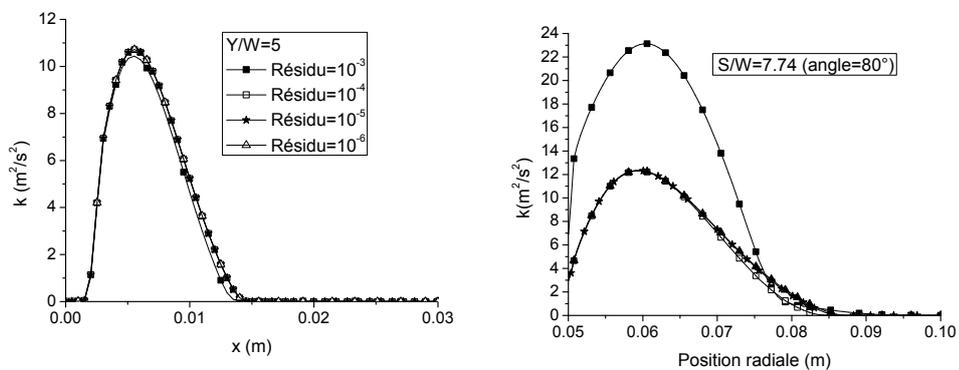


-b- Profils de vitesse

Figure III-19 Effet du résidu de convergence sur la vitesse



-a- Contours de l'énergie cinétique turbulente k (m^2/s^2)



-b- Profils de l'énergie cinétique turbulente k

Figure III-20 Effet du résidu de convergence sur k

III-3 Détails sur le jet avec transfert de chaleur

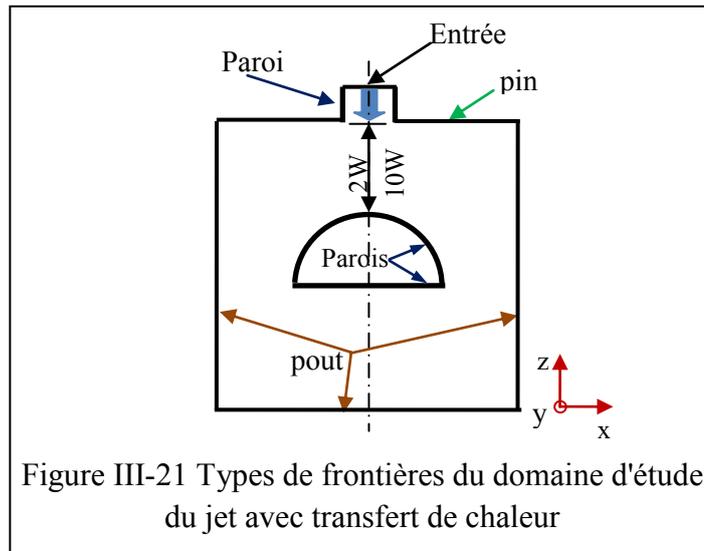
Deux domaines numériques ont été étudiés: la géométrie complète et la moitié de la géométrie.

III-3-1 Conditions aux limites

Les types de frontières entourant le domaine d'étude numérique sont présentés sur la figure III-16. Les conditions aux limites sont imposées comme suit.

Entrée

Le fluide entre le domaine d'étude avec une vitesse uniforme. Il traverse un canal de largeur $W=6.25\text{mm}$ et une longueur $2W$. A la sortie du canal le jet est caractérisé par une épaisseur de couche limite à ses deux bords, similaire à celle de Chan et al. (2002).



- Les composantes de vitesse suivant x , y et z : $U=0$, $V=0$, $W=-U_e=-14.87\text{m/s}$. Des fluctuations de vitesse sont superposées aux valeurs moyennes U , V et W en utilisant la méthode 'spectral synthesizer', comme discuté plus haut.
- L'intensité de turbulence prescrite est $I=2\%$, Chan et al. (2002).
- Le diamètre hydraulique $D_H=2W$.
- La température $T=313\text{K}$

Plan de symétrie

Cette condition est utilisée seulement dans le cas où la moitié de la géométrie est utilisée.

- $U=0$
- $\frac{\partial V}{\partial x} = \frac{\partial W}{\partial x} = \frac{\partial T}{\partial x} = 0$

Parois

La condition de non-glissement est imposée à la paroi. Cette paroi est maintenue à une température constante de 291K .

Frontières libres:

Les conditions aux frontières libres sont prescrites de la même manière que celles du jet isotherme. Dans ce cas, étant donné que les frontières pout sont éloignées du jet en développement, la direction de l'écoulement à travers ces frontières, dans le cas où il y a retour de fluide de l'extérieur vers l'intérieur du domaine, est perpendiculaire à la frontière.

Frontières avant et arrière

Au niveau des frontières opposées, avant et arrière suivant la direction transversale y , du domaine 3D, la condition de périodicité est appliquée.

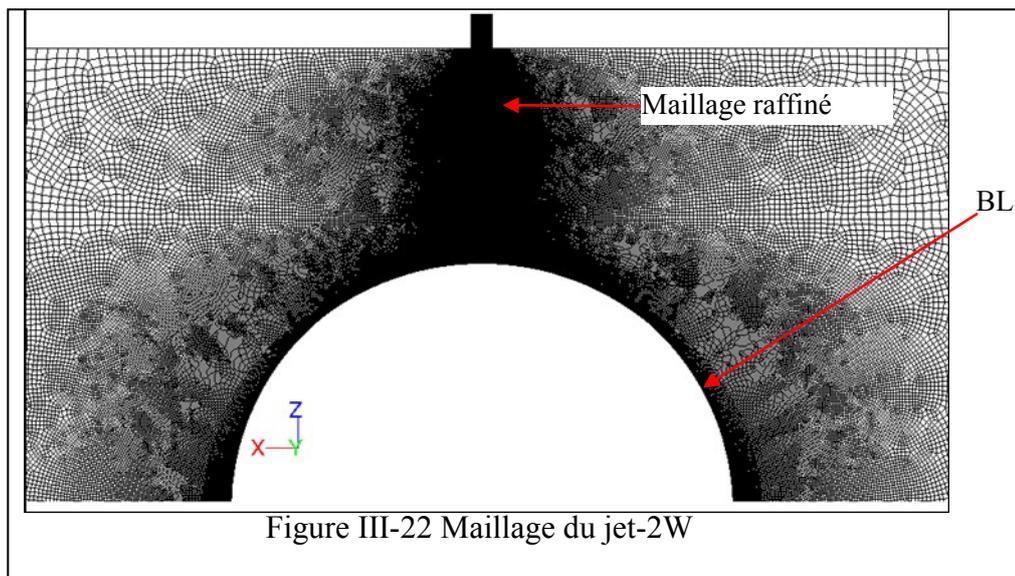
III-3-2 Maillage

a- Maillage en 2D

Le maillage est raffiné dans les trois zones caractéristiques de l'écoulement notamment le jet libre, la région d'impact et le jet pariétal, figure III-17 Un maillage structuré très fin couvre les zones du jet libre et de l'impact. Suivant x , perpendiculairement à la direction du jet, l'espacement est de 0.1mm sur une distance de 8.2mm depuis l'axe jusqu'au-delà de la couche de cisaillement du jet. Suivant z , le long du jet, l'espacement décroît de 0.35mm à l'entrée du domaine, jusqu'à 0.03mm près de la paroi d'impact. La zone de développement du jet pariétal sur la surface du demi-cylindre est maillée avec l'option "Boundary Layer" avec un espacement de 0.24mm le long de la paroi.

b- Maillage en 3D

Le maillage est extrudé dans la troisième direction suivant y avec un espacement inter-nodal constant de 0.35mm. Cet espacement donne une taille du filtre qui est inférieure à 17.5 fois l'échelle de Kolmogorov ($\Delta < 17\eta$), (dans cette partie du travail, l'échelle de Kolmogorov, estimée par une simulation avec le modèle RSM, est égale à 0.02mm).



La distance adimensionnelle y^+ varie de 0.3 à 3, elle est inférieure à 2 dans 80% de la surface de la paroi courbée.

Le nombre de cellules hexaédriques obtenu dans le cas du jet-2W est 6.1 million pour la géométrie complète et 5.8 millions pour la moitié de la géométrie. Dans le cas du jet-10W, deux maillages ont été utilisés pour la géométrie complète seulement. L'un avec 6.4 million de cellules et l'autre plus raffiné de 12.5 million de cellules. Les simulations ont été réalisées à Abu Dhabi dans un cadre de collaboration avec Petroleum Institute, Department of

Mechanical engineering. Elles ont été réalisées sur une machine SGI Altix 3700 BX2. Chaque cas a été simulé par la version parallèle de Fluent sur 8 processeurs Intel Itanium 2. La simulation du jet-10W avec le maillage raffiné, a été réalisée avec un Cluster à haute performance avec 32 processeurs.

c- Incrément de temps d'intégration

L'incrément de temps utilisé est 4×10^{-5} s. Il représente une fraction d'environ un millième le temps de séjour d'une particule traversant le domaine d'étude, avec une vitesse de référence de 6m/s. Cette valeur est de l'ordre de 1/100 la période de passage des vortex par un point donné dans la zone de cisaillement du jet., bien inférieure à la valeur limite recommandée, documentation de Fluent.

Chapitre IV

Discussion des résultats

Ce chapitre est composé de trois parties. La première partie est une comparaison de la performance de trois modèles de turbulence qui sont les modèles k- ϵ , RSM et LES dans l'étude d'un jet isotherme impactant une paroi courbée d'un demi-cylindre. La deuxième partie s'intéresse aux phénomènes instantanés et moyens obtenus par la LES et à la comparaison des comportements des jets isothermes impactant une paroi courbée et une paroi plane. La troisième partie concerne les résultats d'un jet avec transfert de chaleur impactant une paroi courbée et l'effet de la position de la paroi d'impact par rapport à la sortie du jet sur les comportements dynamiques et thermiques.

IV-1 Comparaison des différents modèles de turbulence

IV-1-1 Jet libre

Les figures IV-1 montrent les profils de vitesse adimensionnelle dans le jet libre à $Y/W=1, 3, 5$ et 7 obtenus avec les modèles de turbulence k- ϵ , RSM et LES comparés avec les résultats expérimentaux de Chan et al (2003). Les deux courbes des données expérimentales correspondent aux valeurs de vitesse mesurées du côté droit et du côté gauche par rapport au plan de symétrie. On remarque que le profil expérimental n'est pas parfaitement symétrique surtout à la position $Y/W=3$. Le développement des profils de vitesse obtenus par les différents modèles s'accordent de façon satisfaisante avec les données expérimentales, en particulier le taux d'épaississement du jet et la position de la fin du cône potentiel situé à environ $Y/W=5$. Entre les distances $Y/W=1$ et $Y/W=5$ le modèle k- ϵ qui donne un taux d'épanouissement du jet relativement élevé. A la position $Y/W=7$ c'est le modèle LES qui prédit le mieux la diminution de la vitesse sur l'axe et aussi le taux d'épaississement du jet.

L'évolution des profils de l'énergie turbulente k est illustrée dans les figures IV-2. A $Y/W=1$ le modèle k- ϵ prévoit un niveau de turbulence trop élevé dans la zone de cisaillement à la périphérie du jet. Cette surestimation s'explique par le fait que le taux de production de k par ce modèle, basé sur le concept de Boussinesq, est proportionnel au carré du gradient de vitesse. En avançant vers la position $Y/W=3$, alors que le modèle k- ϵ prévoit une diminution de l'intensité de turbulence dans la couche de cisaillement, les modèles RSM et LES donnent une amplification des fluctuations en accord, au moins qualitativement avec les résultats expérimentaux. Aux positions $Y/W=5$ et 7 , d'après le modèle LES, l'énergie cinétique turbulente est non nulle sur l'axe de symétrie, ce qui ne concorde pas avec les résultats

obtenus avec les deux autres modèles. L'apparition initiale des fluctuations prédites par la LES n'est pas due à une transition vers la turbulence, à notre avis, et sera discutée plus loin. A ces même positions, dans la zone de fort cisaillement, l'énergie turbulente obtenue avec les modèles k- ϵ et RSM est de 40% moins intense par rapport à celle obtenue avec la LES.

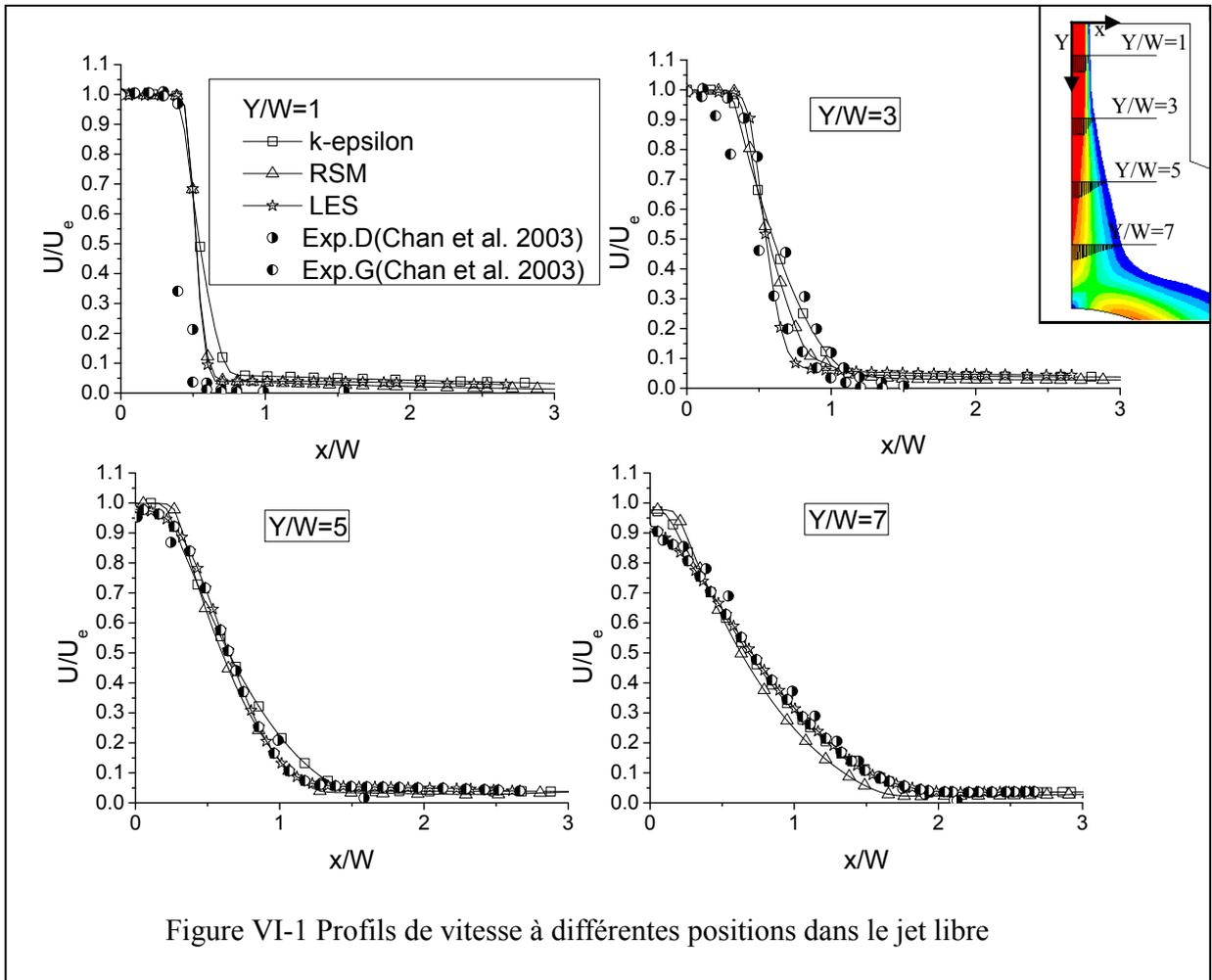


Figure VI-1 Profils de vitesse à différentes positions dans le jet libre

Les contours de grandeur de vitesse sur lesquels sont superposés les vecteurs de vitesse sont illustrés sur la figure IV-3-a. D'un point de vue qualitatif les comportements prévus par les différents modèles sont plutôt similaires au niveau du jet libre, de la région d'impact ou du jet pariétal. En se référant à la partie avale de la paroi du demi-cylindre, on observe une légère tendance au décollement dans l'écoulement simulé par la LES et à un degré moindre par le modèle RSM. La figure IV-3-b montre les contours de la pression statique effective. La valeur de référence est prise égale à zéro dans l'air stagnant loin du jet impactant. Uniquement les valeurs comprises entre -0.5Pa et -35Pa sont illustrées pour mieux analyser le comportement de la pression dans les régions autres que la zone d'impact. En plus de la dépression prévisible et prédite par tous les modèles en aval du point de stagnation, une

légère dépression obtenue avec les modèles RSM et LES est observée dans la zone de fort cisaillement dans le jet libre aux positions Y/W comprises entre 3 et 6.5. Elle peut être engendrée par le jet libre entraînant l'air environnant par l'effet de viscosité. Celle obtenue avec la LES est un peu plus prononcée et pourrait s'expliquer par le passage à travers cette zone, des vortex cohérents en développement, caractérisés par une dépression au centre.

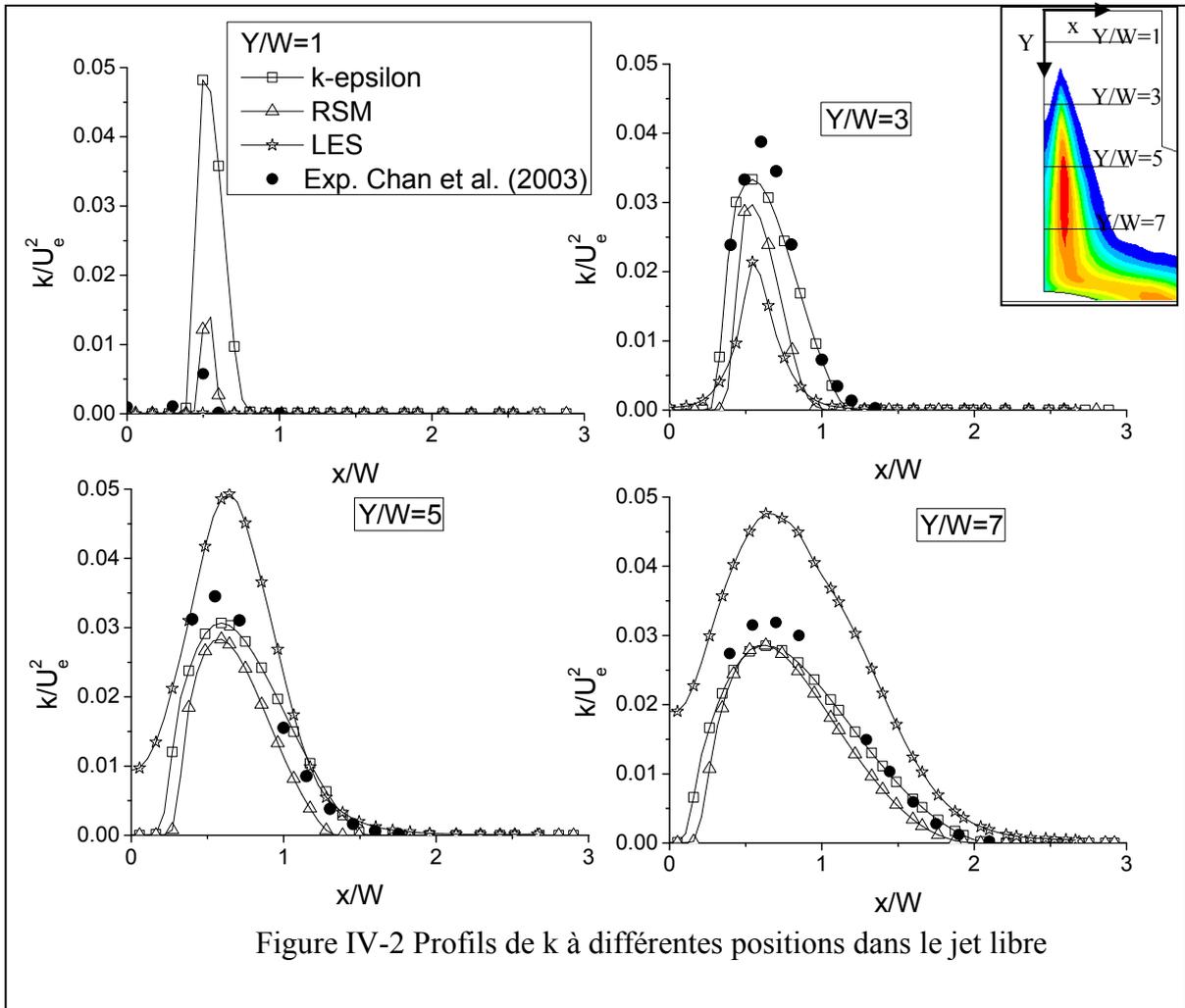


Figure IV-2 Profils de k à différentes positions dans le jet libre

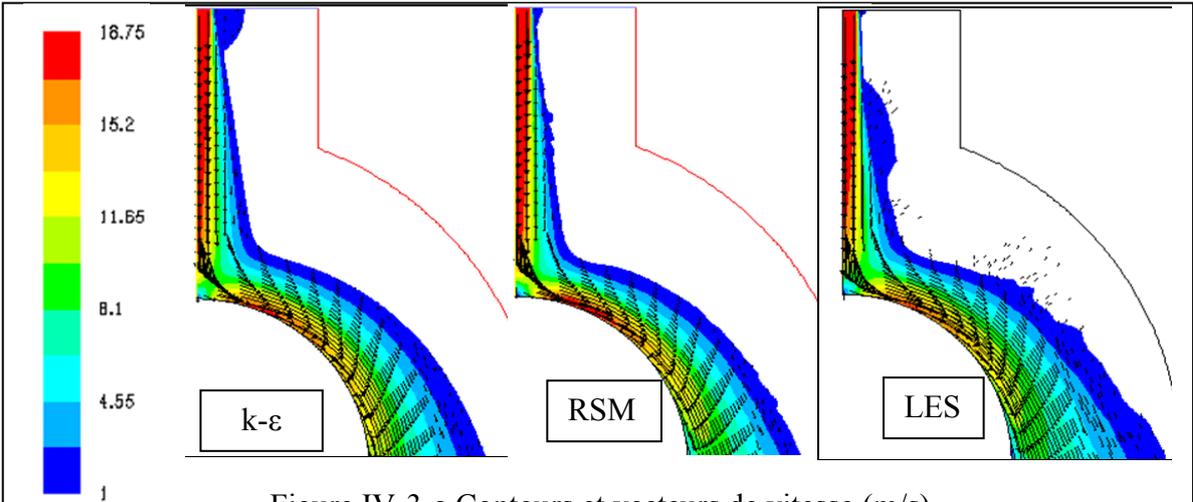


Figure IV-3-a Contours et vecteurs de vitesse (m/s)

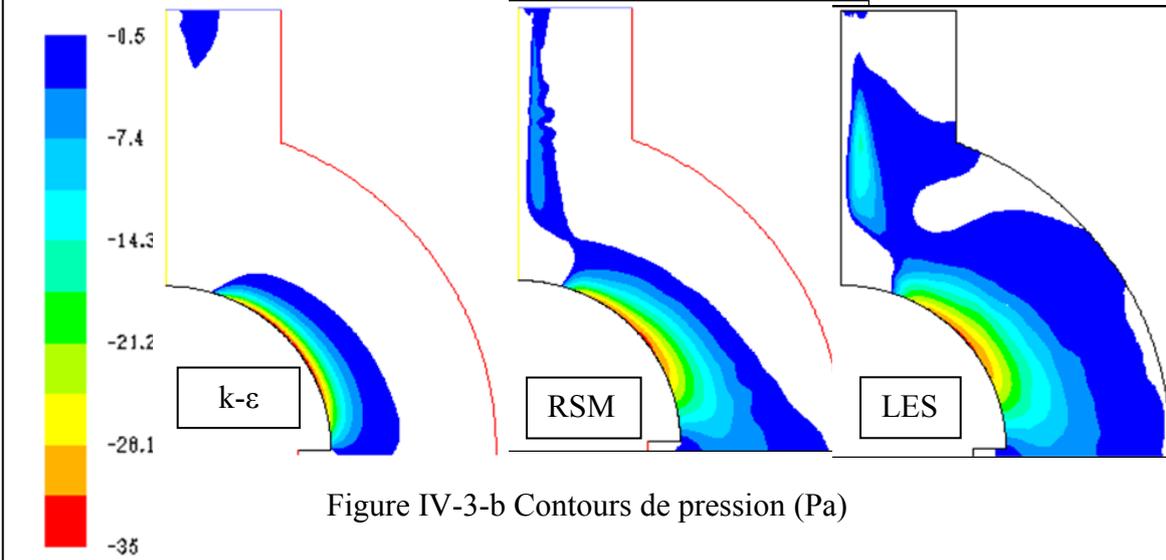


Figure IV-3-b Contours de pression (Pa)

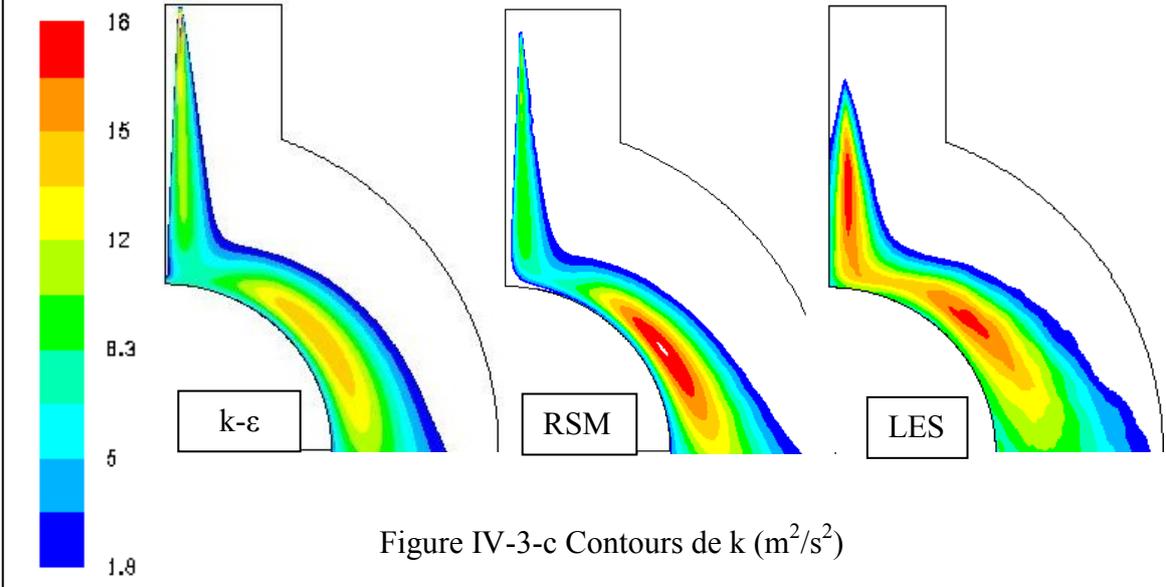
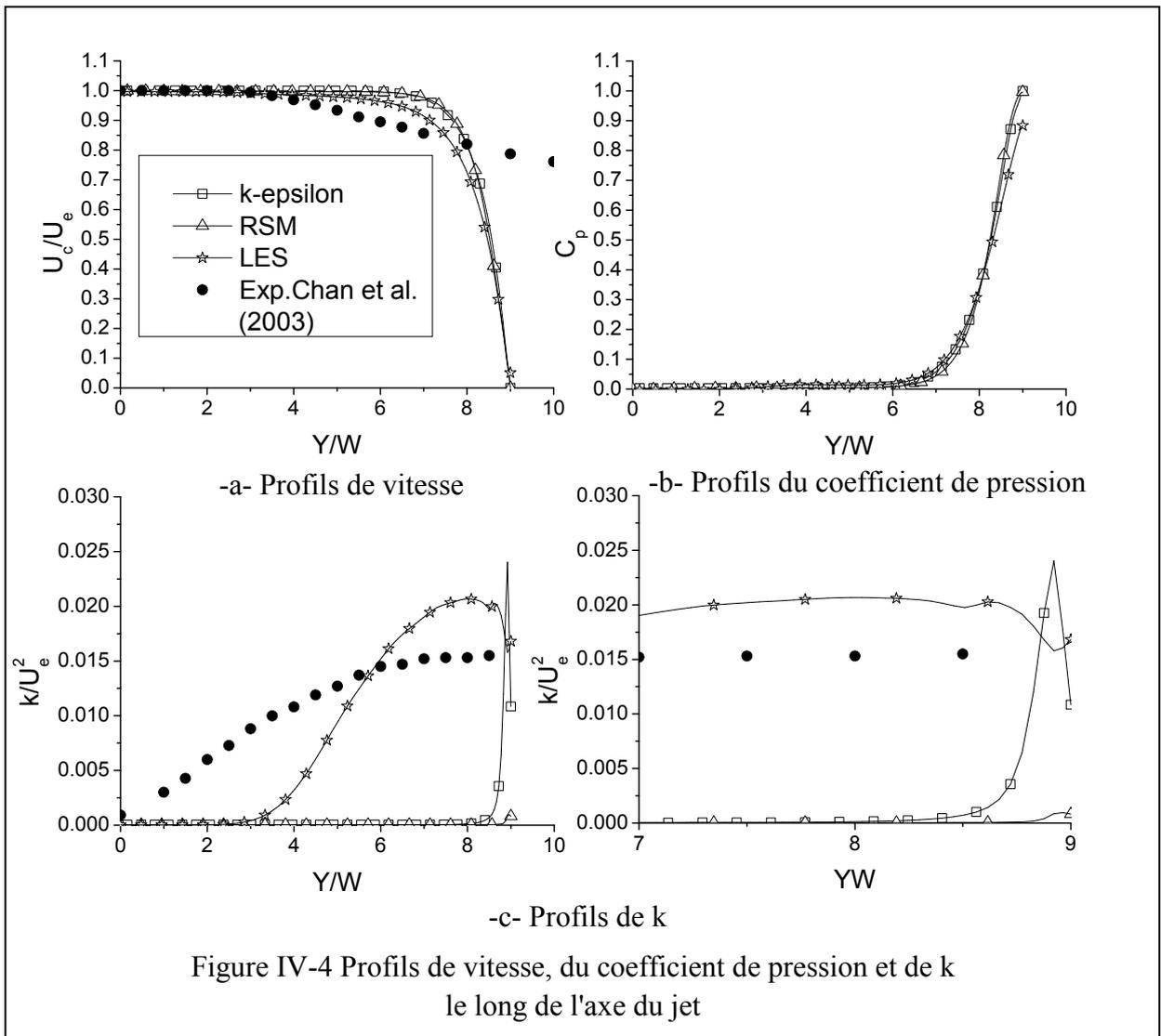


Figure IV-3-c Contours de k (m^2/s^2)

IV-1-2 Le long de l'axe de symétrie

Les figures IV-4-a, b et c affichent la variation le long de l'axe de symétrie de la vitesse, la pression et l'énergie cinétique turbulente. Le profil expérimental est celui du jet libre sans la présence de la paroi d'impact. Comme l'écoulement simulé est influencé par la présence du demi-cylindre sur une distance d'environ $3W$ juste avant le point d'impact, les résultats numériques et expérimentaux peuvent être comparés dans la région du jet libre seulement, c'est-à-dire pour $Y/W < 6$. La décroissance de la vitesse est relativement mieux calculée par la LES, en consistence avec les profils de vitesse discutés plus haut. L'énergie cinétique moyenne surestimée par les modèles $k-\epsilon$ et RSM se transforme en énergie de pression à l'impact plus grande par rapport à celle calculée par la LES, d'où les valeurs plus élevées de pression au point de stagnation par les modèles $k-\epsilon$ et RSM, figure IV-4-b. Une différence frappante entre les évolutions le long de l'axe, de l'énergie cinétique turbulente, calculées par la LES d'une part et les approches RANS d'autre part est remarquée.

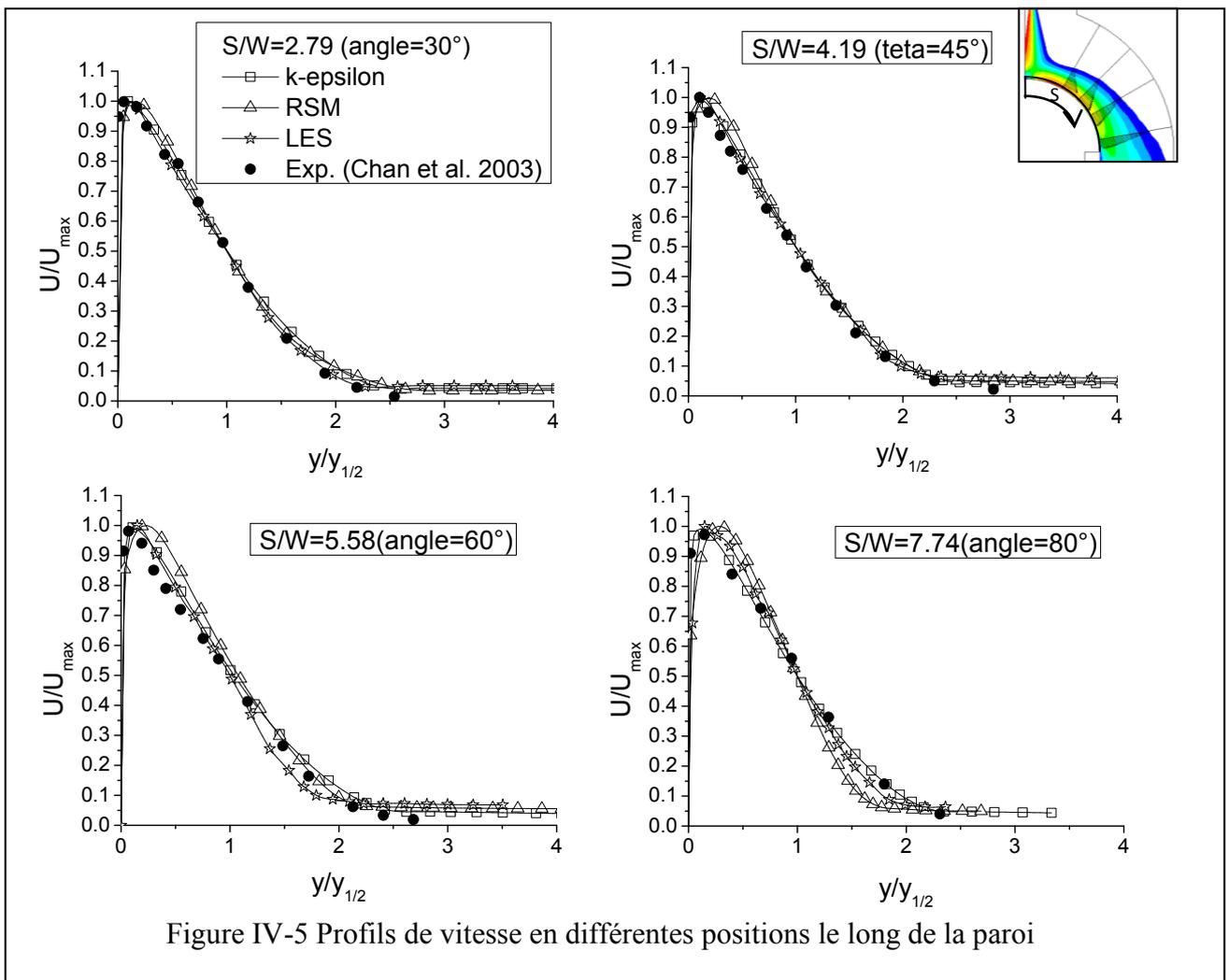


Comme mentionné auparavant, les fluctuations de vitesse non nulles sur l'axe obtenue par la LES sont probablement non turbulentes et seront analysées plus loin.

Près de la paroi d'impact, le modèle $k-\epsilon$ prédit des valeurs de l'énergie cinétique turbulente élevées qui dépassent celles déterminées par la LES. Un défaut bien connu du modèle basé sur la viscosité turbulente est la surestimation de l'énergie turbulente dans la région du point de stagnation caractérisée par un taux de déformation élevé vu la forte dépendance du taux de production de k aux gradients de vitesse.

IV-1-3 Jet pariétal

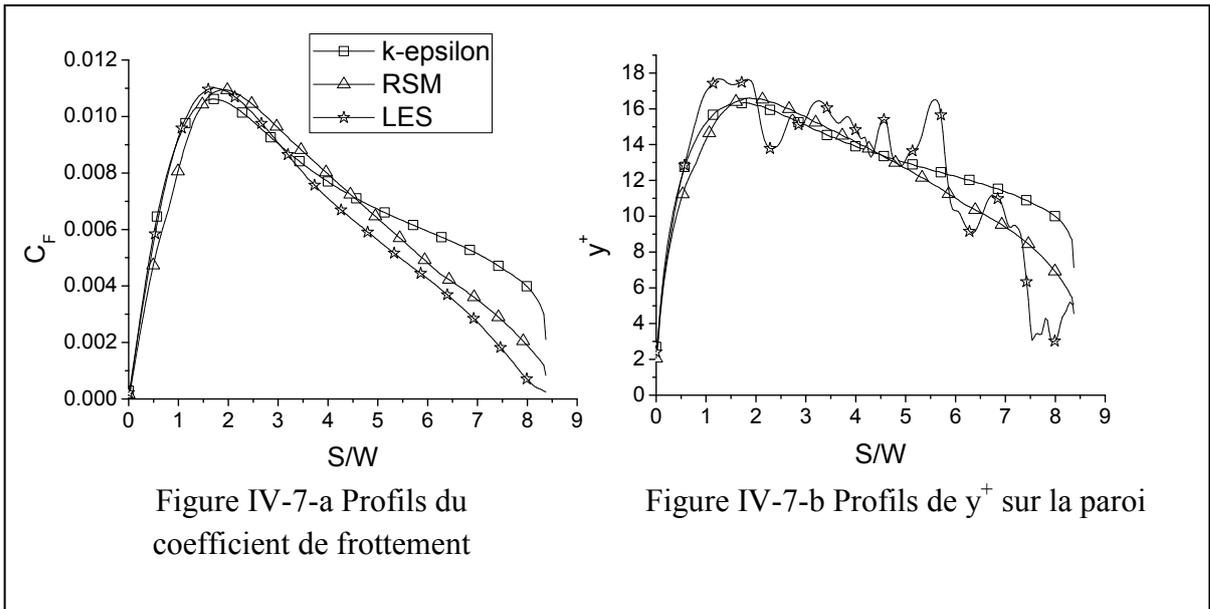
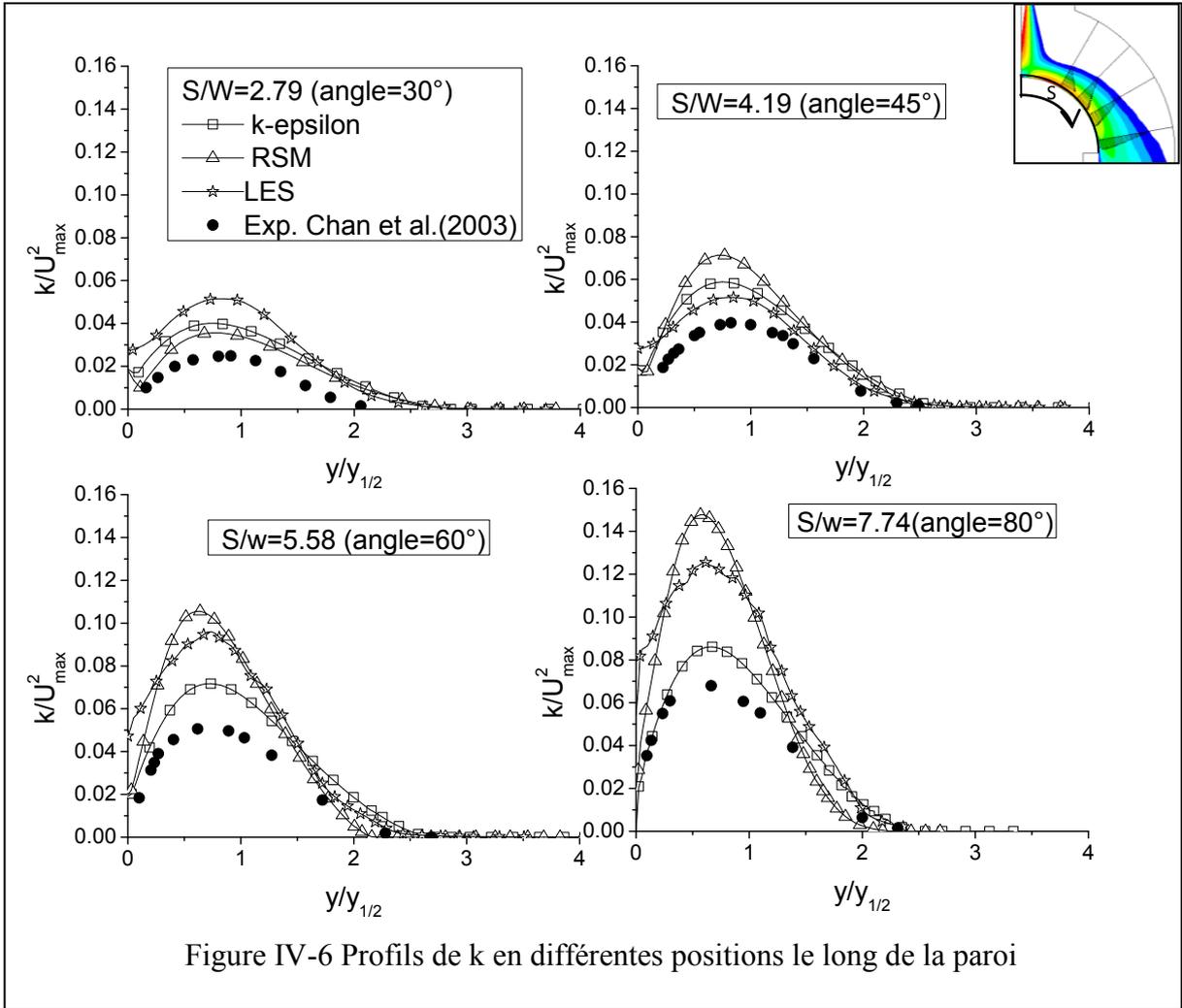
Les figures IV-5 montrent le développement du profil de vitesse normalisée par la vitesse maximale locale en fonction de la distance radiale à partir de la paroi, normalisée par $y_{1/2}$ en différentes positions le long de la paroi courbée. $y_{1/2}$ est la distance radiale de la paroi jusqu'au point dans la partie externe du jet pariétal où la vitesse est égale à la moitié de la vitesse maximale.



Les résultats numériques sont globalement en bon accord avec les données expérimentales. Cependant, la position de la vitesse maximale obtenue avec le modèle RSM est relativement éloignée de la paroi. Cette surestimation par le RSM est visible sur les profils aux quatre angles considérés sur la paroi courbée. A la distance $S/W=7.74$ sur le demi-cylindre à partir du point d'arrêt, correspondant à l'angle 80° , les profils calculés par la LES et le RSM indiquent un déplacement encore plus significatif du point de vitesse maximale de la paroi suggérant une tendance au décollement du jet de la paroi. Cela est en accord avec le comportement exhibé par les contours de vitesse discutés plus haut.

Les figures IV-6 montrent l'évolution de l'énergie cinétique turbulente dans le jet pariétal. A $S/W=2.79$, les valeurs de k par la LES sont élevées, probablement une conséquence de l'influence des valeurs surestimées en amont, dans le jet libre et transportées vers l'aval. Au fur et à mesure que le jet pariétal avance vers l'aval les modèles LES et RSM prédisent une intensification de la turbulence beaucoup plus importante par rapport à celle du modèle $k-\varepsilon$, dans la partie externe du jet. On remarque que les profils n'atteignent pas un état auto-similaire puisqu'ils ne convergent pas vers un profil semblable.

Les figures IV-7-a et b montrent la variation du coefficient de frottement et de la distance y^+ normalisée, perpendiculaire à la paroi jusqu'au centre de la cellule adjacente à la paroi, respectivement. Le C_F démarre d'une valeur nulle au point de stagnation, atteint un maximum à une distance d'environ $S/W=2$, puis décroît de façon monotonique sur le reste de la surface courbée. Cette figure indique aussi que c'est le modèle LES et à un degré moindre le RSM qui prédisent une tendance au décollement pour S/W au-delà de 8. Concernant la variation de y^+ , seulement les courbes par les modèles $k-\varepsilon$ et RSM sont exposés. Ces valeurs sont moyennées alors que celles données par la LES sont instantanées. On note des formes très similaires entre le C_F et le y^+ étant donné que le C_F est une forme adimensionnelle de la contrainte de cisaillement à la paroi et le y^+ est basé sur la vitesse de frottement qui elle-même dépend de la contrainte de cisaillement à la paroi. Excepté très près du point d'impact, $S/W < 1$ et vers la fin de l'autre bout de la paroi, $S/W > 7$, les valeurs de y^+ sont comprises entre 9 et 17. Il est rappelé que la valeur de 11.2 sépare la sous-couche laminaire de la zone logarithmique.



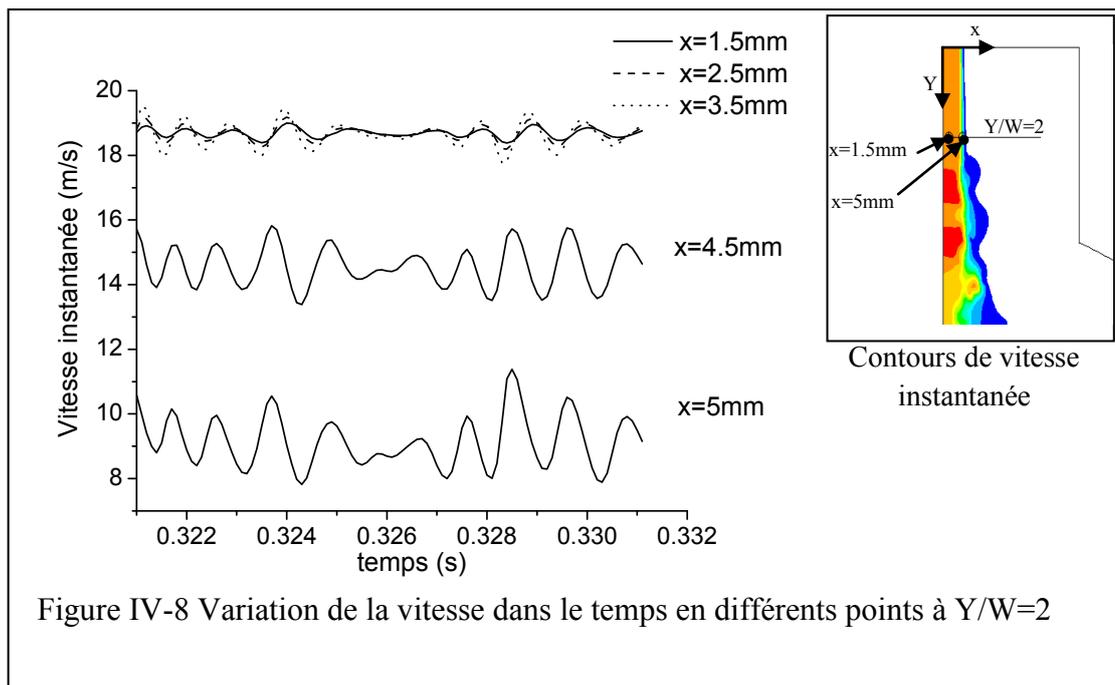
IV-2 Etude détaillée par la LES et comparaison des jets impactant les parois plane et courbée

Dans cette partie des résultats, les phénomènes instantanés dans le jet libre tels qu'obtenus par la LES sont explorés dans un premier temps. Ensuite les paramètres statistiques caractéristiques du jet impactant le demi-cylindre sont analysés et comparés avec ceux d'un jet impactant une plaque plane dans des conditions similaires dans le but de mettre en évidence l'effet de courbure.

IV-2-1 Champs instantanés dans le jet libre

a- Zone du cône potentiel

La figure IV-8 montre la variation de la vitesse instantanée en fonction du temps en différents points suivant x mais à une position donnée $Y/W=2$ du jet libre. Trois points sont pris à l'intérieur du cône potentiel, où $x=1.5, 2.5$ et 3.5mm de l'axe, et deux points dans la zone de mélange à la périphérie du jet, où $x=4.5$ et 5mm . Un résultat inattendu est la fluctuation non négligeable de la vitesse à l'intérieur du cône potentiel. Cette fluctuation est non turbulente et son amplitude dépend de la position et du temps. En allant de $x=1.5\text{mm}$ à $x=3.5\text{mm}$ l'amplitude augmente et un léger déphasage dans l'oscillation est observé. Dans la zone de mélange au bord du jet, à $x=4.5$ et 5mm , la valeur de la vitesse moyenne diminue mais l'amplitude de la fluctuation de vitesse augmente. Ces deux fluctuations au bord du jet sont en phase entre elles mais pas avec celles à l'intérieur du cône potentiel.



Les variations de la vitesse instantanée en fonction du temps en des points fixes, à $Y/W=1, 2, 3, 4, 5$ et 6 le long du jet libre, à une position donnée $x=1.5\text{mm}$ de l'axe du jet sont illustrées sur la figure IV-9. Les fluctuations ressenties à $Y/W=1\text{mm}$ sont pratiquement aléatoires et les vitesses varient entre 18.64m/s et 18.73m/s . En fait ces fluctuations proviennent de l'entrée du jet où des fluctuations ont été générées artificiellement de sorte que l'intensité de turbulence à l'entrée soit égale à 0.5% et donc où la vitesse varie entre 18.61m/s et 18.79m/s . A $Y/W=2$, on observe des fluctuations de vitesse cohérentes avec une intensité qui dépasse celle prescrite à l'entrée. A notre avis, cette perturbation est le résultat de rétrécissements et d'élargissements de la section de passage du jet, qui se succèdent, induits par des instabilités de type Kelvin-Helmoltz dans la zone de mélange au bord et de part et d'autre du jet. En avançant de la position $Y/W=1$ à $Y/W=4$, on remarque une intensification de la perturbation dans le cône potentiel. Cela est probablement dû à l'accroissement de la taille des vortex évoluant au bord du jet causant des rétrécissements et élargissements

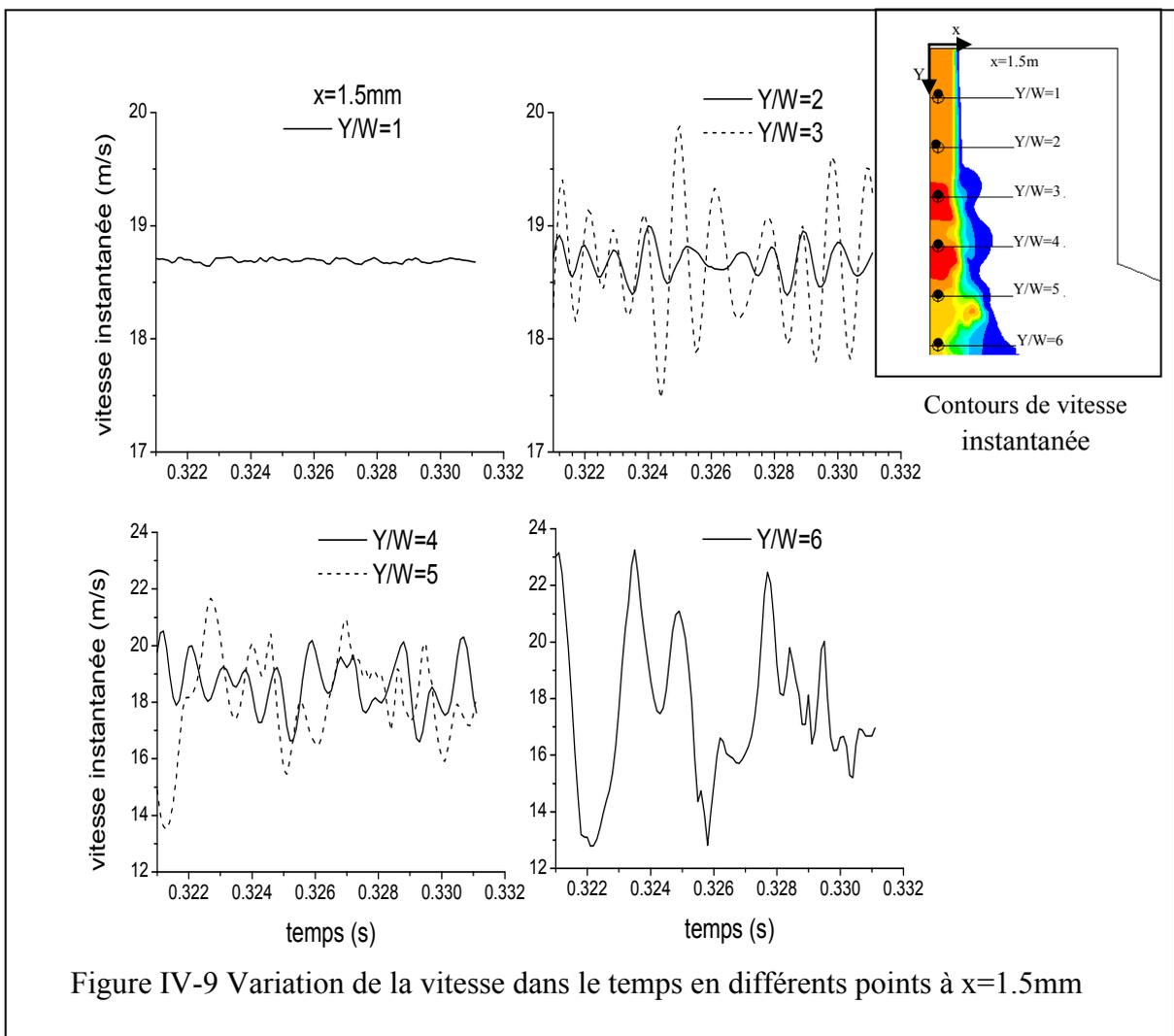
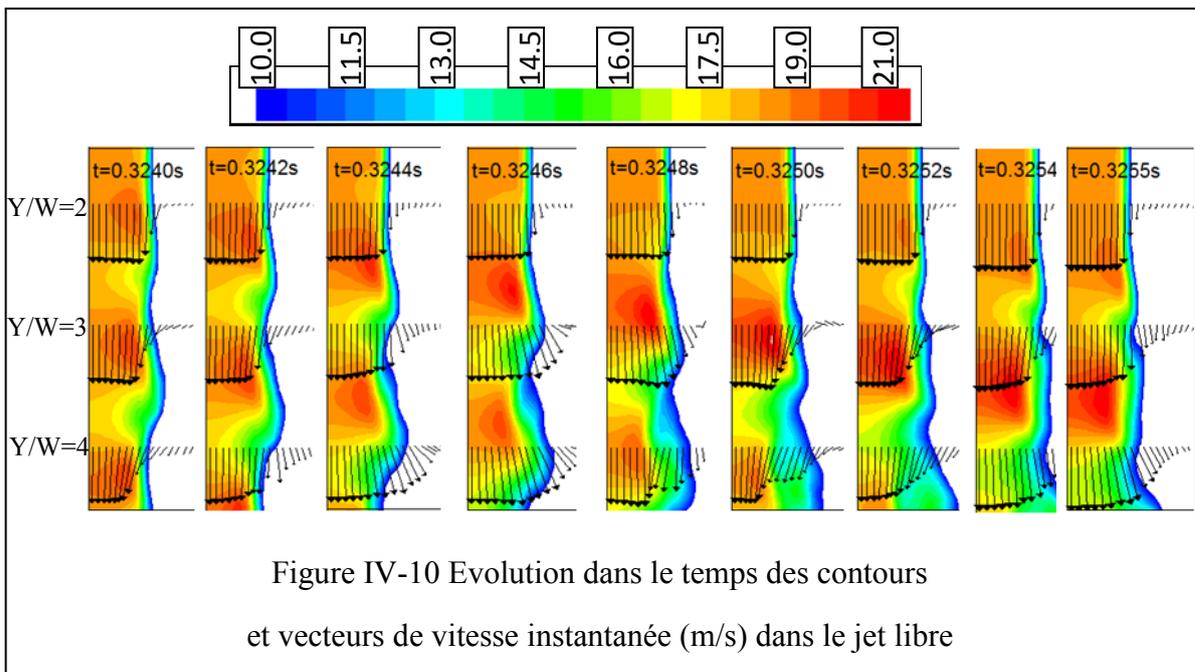


Figure IV-9 Variation de la vitesse dans le temps en différents points à $x=1.5\text{mm}$

plus prononcés. Ce résultat est similaire à celui rapporté par Cornaro et al. (1999) qui ont étudié un jet rond impactant des surfaces cylindriques. En effet ces derniers ont observé des contractions et des expansions du cône potentiel. Ils expliquent qu'une contraction existe quand les particules en rotation dans un vortex toroïdal se rapprochent de l'axe du jet et l'expansion existe quand les particules dans le vortex s'éloignent de l'axe.

A partir de $Y/W=5$ des fluctuations à caractère aléatoire commencent à apparaître, marquant le début de la transition vers la turbulence aux alentours de l'axe du jet. A $Y/W=6$, on note une variation de la vitesse entre des valeurs de 13m/s et 23m/s et de manière chaotique. Entre les positions $Y/W=5$ et 6 on a une zone d'intermittence entre l'écoulement potentiel et l'écoulement désordonné, marquant la transition de la zone non visqueuse à la zone visqueuse turbulente.

La figure IV-10 expose une série d'images représentant l'évolution dans le temps des contours et des vecteurs de vitesse filtrée dans le jet libre. Les vecteurs de vitesse sont tracés aux positions $Y/W=2, 3$ et 4. A une position donnée, l'épaisseur du jet subit de façon plus ou moins périodique un élargissement puis un rétrécissement. Quand une section de passage du jet subit un rétrécissement (e.g. à $Y/W=3$ au temps $t=0.3242s$ ou $0.3254s$) les vecteurs de vitesse convergent vers le centre. Quand la section subit un élargissement (e.g. à $Y/W=3$ au temps $t=0.3246s$ ou à $Y/W=4$ au temps $t=0.3244s$) les vecteurs de vitesse divergent. Il est clair que la vitesse instantanée le long de l'axe du jet dans le cône potentiel est loin d'être



égale la valeur constante imposée à l'entrée. Les contours montrent que les vitesses maximales ne sont pas atteintes sur l'axe mais plutôt décalées de l'axe et dans les régions entre une section restreinte et une section élargie. Plus exactement, les vitesses maximales sont situées dans des zones entre l'axe et le centre des vortex générés dans la zone de cisaillement au bord du jet. Les vitesses sont faibles dans le cône potentiel au niveau des régions comprises entre deux vortex successifs caractérisées par des pressions relativement élevées.

b- Zone de mélange

L'évolution dans le temps des contours du module de vorticité dans le jet libre est exhibée dans la figure IV-11. Juste en aval de l'entrée, apparait l'instabilité de Kelvin-Helmoltz dans la zone de mélange entre le jet et l'air environnant. Cette instabilité s'accroît et on commence à voir l'enroulement de structures cohérentes de vortex entre $Y/W=2$ et $Y/W=3$. L'animation en vidéo des images successives dans le temps montre la naissance des vortex et leur avancement vers l'aval d'une façon qui n'est pas nécessairement périodique. De temps en temps la fragmentation d'un vortex en deux et la fusion de deux vortex sont observées. On remarque aussi qu'au fur et à mesure que les zones de mélange avancent vers l'aval, la distance entre deux vortex successifs augmente et la fréquence de passage des vortex par une position donnée diminue, avec la distance de la sortie du jet de la fente. Par exemple, au temps $t=0,3262s$ la distance entre le premier et le second vortex est $0,87W$ et celle entre le deuxième et le troisième est W , figure IV-11. Concernant la fréquence f de passage des vortex, elle est exprimée en fonction du nombre de Strouhal $St = f.W/U_e$. Des valeurs statistiques typiques du nombre de Strouhal obtenues à $Y/W=2, 3, 4,$ et 5 sont $0,56, 0,41, 0,36$ et $0,32$ respectivement. Cette décroissance de la fréquence de passage des vortex ainsi que l'augmentation de la distance entre les centres des vortex, en fonction de la distance dans la direction de l'écoulement sont consistants avec les résultats de Popiel et Trass (1991) dans leur étude de visualisation de jets ronds libres et impactants. Ils trouvent une valeur du Strouhal basé sur le diamètre et la vitesse à la sortie du jet égal à environ $0,3$ à une distance de la sortie du jet égale à 4 fois le diamètre.

Les instabilités de Kelvin-Helmoltz sont clairement visibles à travers les nappes ondulées de vorticité illustrées sur la figure IV-12-a à quatre instants successifs $t=0,1164s,$ $0,1183s,$ $0,1209s$ et $0,1225s$. La longueur d'onde estimée est de l'ordre de $1W$. L'évolution d'une ondulation en particulier est montr e par une flèche. Dans un premier temps elle est organisée et fait partie de la nappe continue de vorticité ; ensuite elle se transforme en une

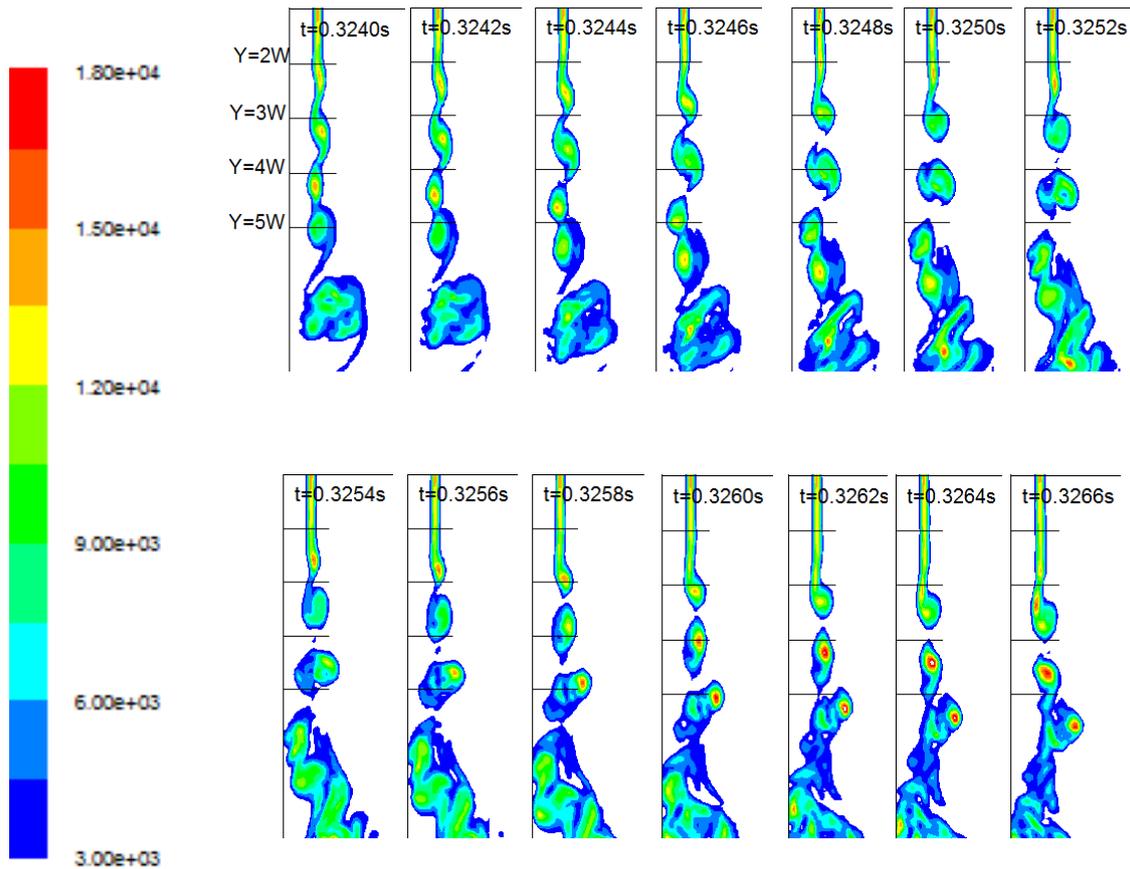
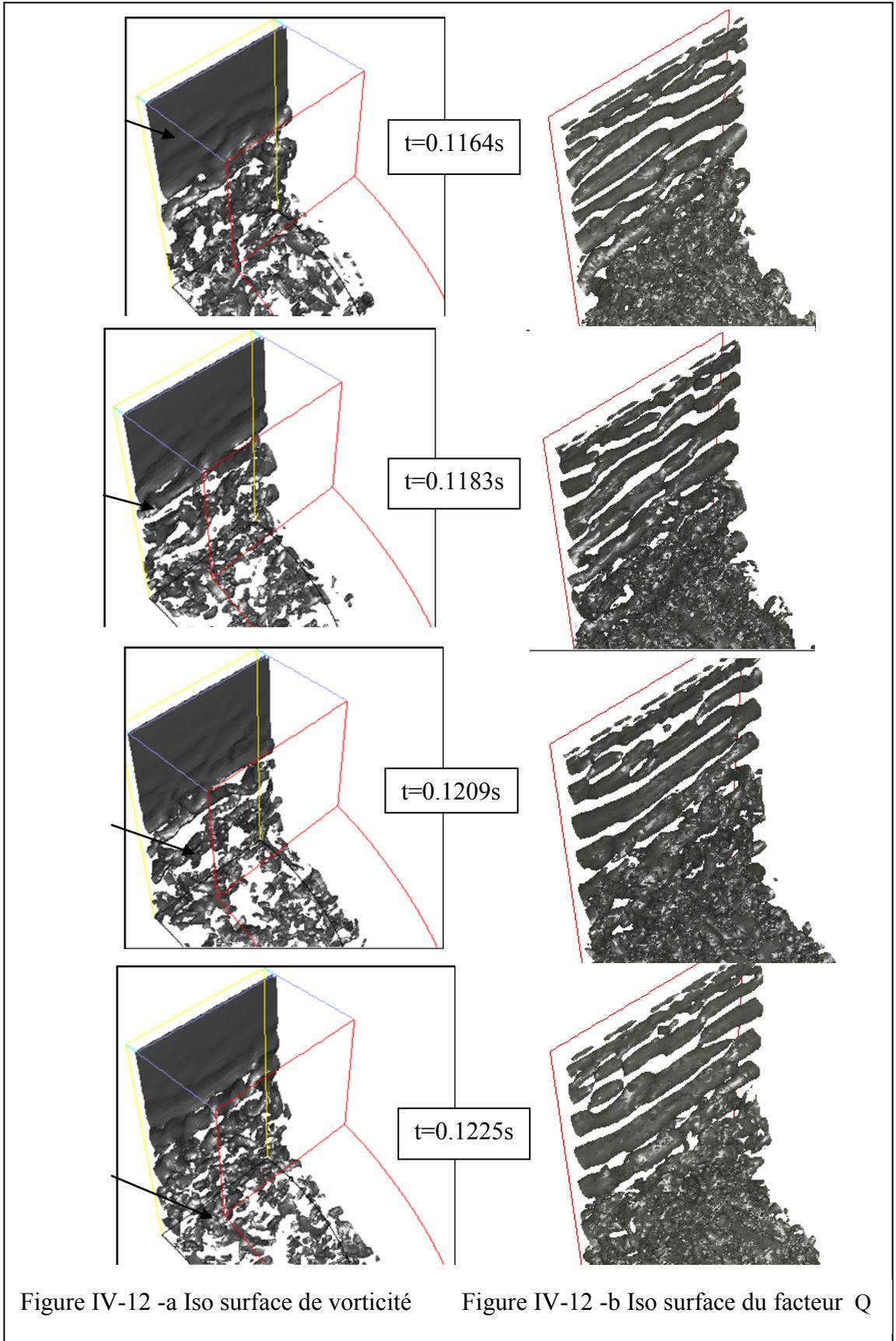


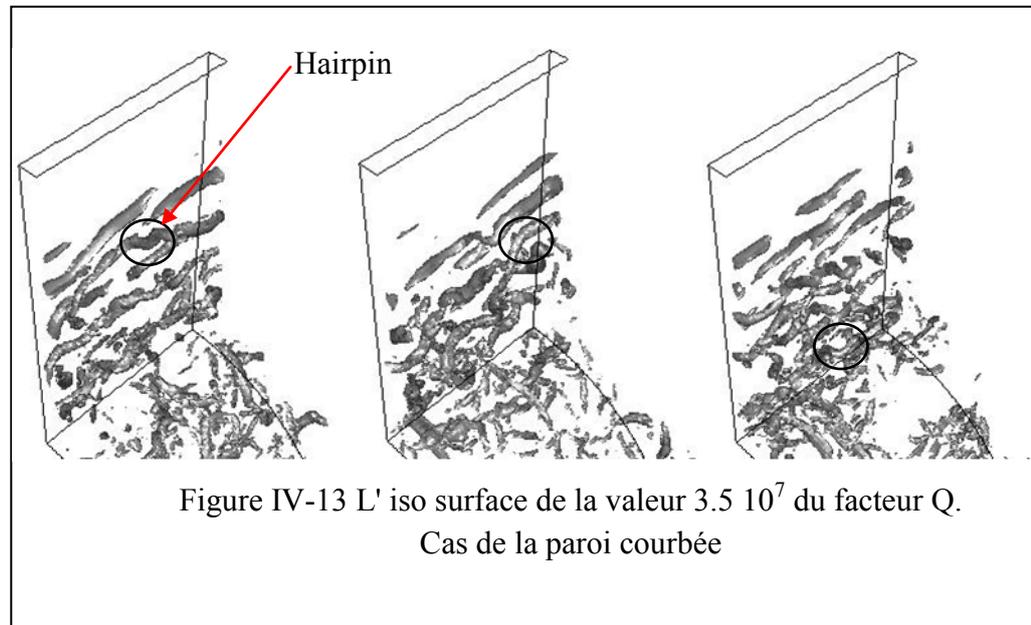
Figure IV-11 Evolution dans le temps des contours

du module de vorticité dans la zone du jet libre (s^{-1})

structure tridimensionnelle qui reste cohérente mais qui commence à se détacher de la nappe ; en avançant plus en aval, sa cohérence est à peine discernable dans la zone de transition vers la turbulence ; finalement la structure s'est complètement décomposée en des structures de différentes tailles, complètement désordonnées, et qui représentent tous le spectre de tourbillons grands et petits dans la région juste en amont de la région de stagnation. La figure IV-12-b montre l'évolution de l'iso surface du facteur Q ($\equiv 0.5(\|\Omega^2\| - \|S^2\|)$) de valeur $5,5 \cdot 10^5 s^{-2}$ aux mêmes instants que pour la vorticité. Ce paramètre permet de mieux visualiser les vortex organisés puisque contrairement à la vorticité, il distingue entre les régions où le taux de rotation Ω est dominant ($Q > 0$) et celles où le taux de déformation S est dominant ($Q < 0$). En effet, les premiers vortex qui commencent à apparaître dans la zone de mélange juste en aval de l'entrée du domaine et qui n'ont pu être identifiés par les iso surfaces de vorticité sont mis en évidence par l'iso surface du facteur Q . Les vortex nouveaux nés sont caractérisés par un diamètre relativement petit. Leur taille augmente le long de l'écoulement.



La figure IV-13 montre l'iso surface du facteur Q de valeur $3,5 \cdot 10^7 \text{ s}^{-2}$. Elle indique que les vortex en se déformant prennent une forme courbée similaire à la tête d'une épingle à cheveux (hairpin) ou de fer à cheval (horse shoe). Ils se désintègrent ensuite et le régime devient turbulent comme discuté plus haut.



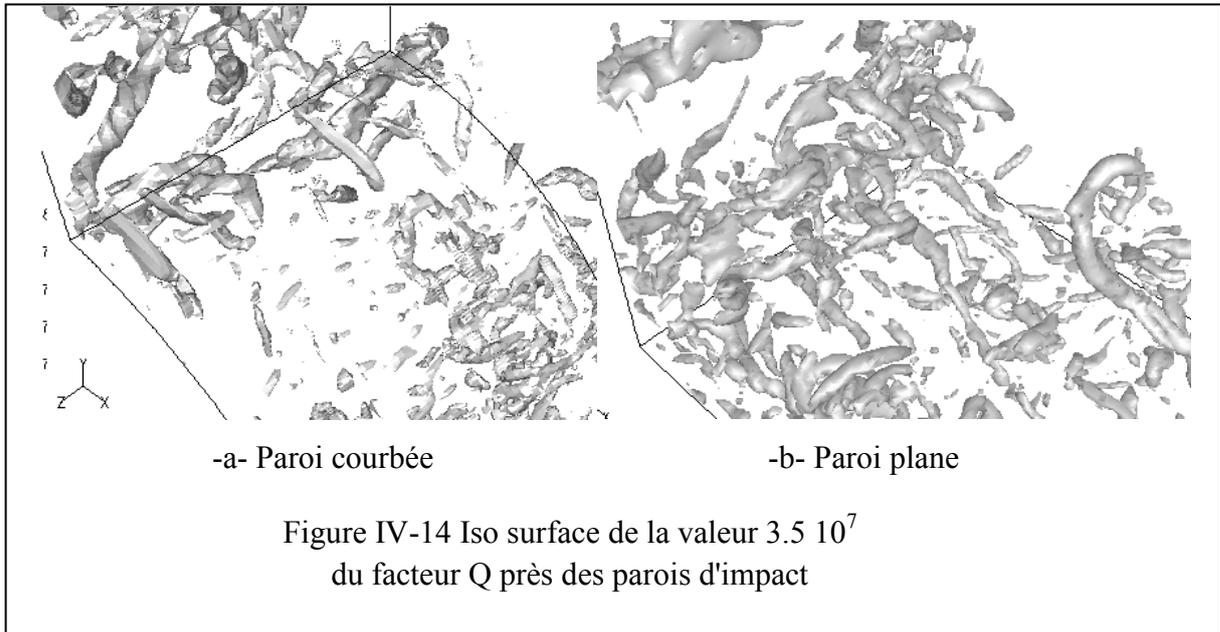
IV-2-2 Champs instantanés et moyens dans le jet pariétal et comparaison des résultats des parois courbée et plane

Cette partie des résultats obtenus par la LES concerne l'écoulement dans le jet pariétal après l'impact et la comparaison du champ de vitesse et des contraintes de Reynolds évoluant sur la paroi courbée du demi-cylindre et sur une plaque plane sous des conditions identiques.

a- Structures tourbillonnaires 3D

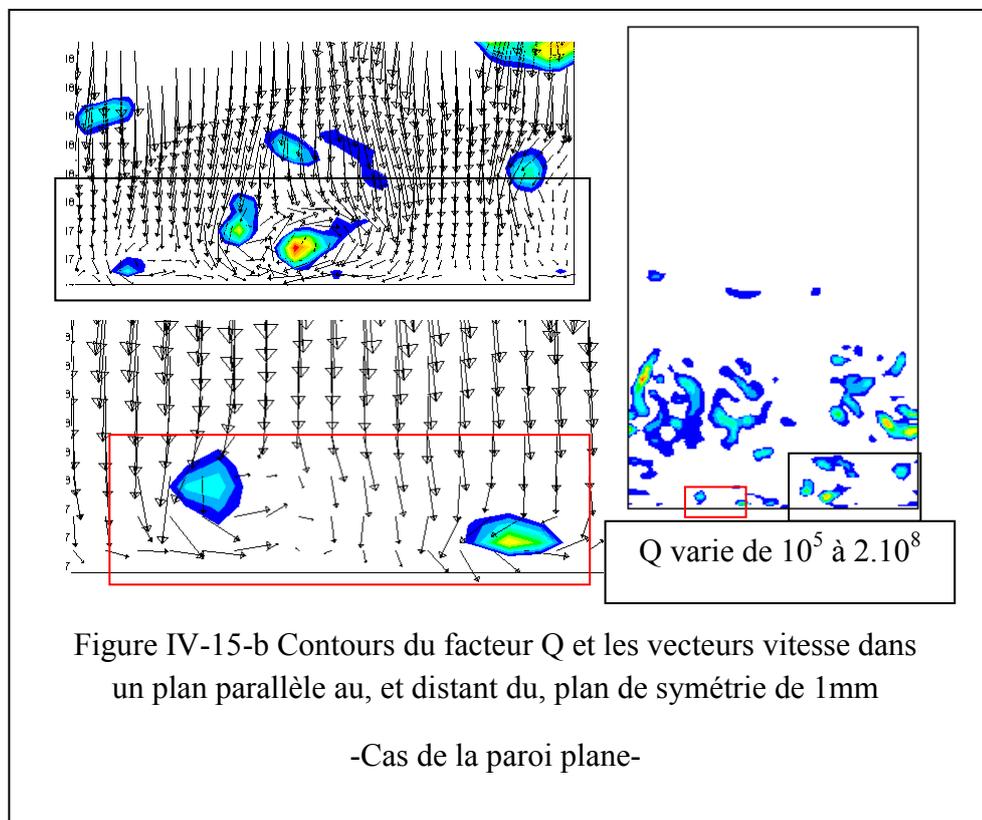
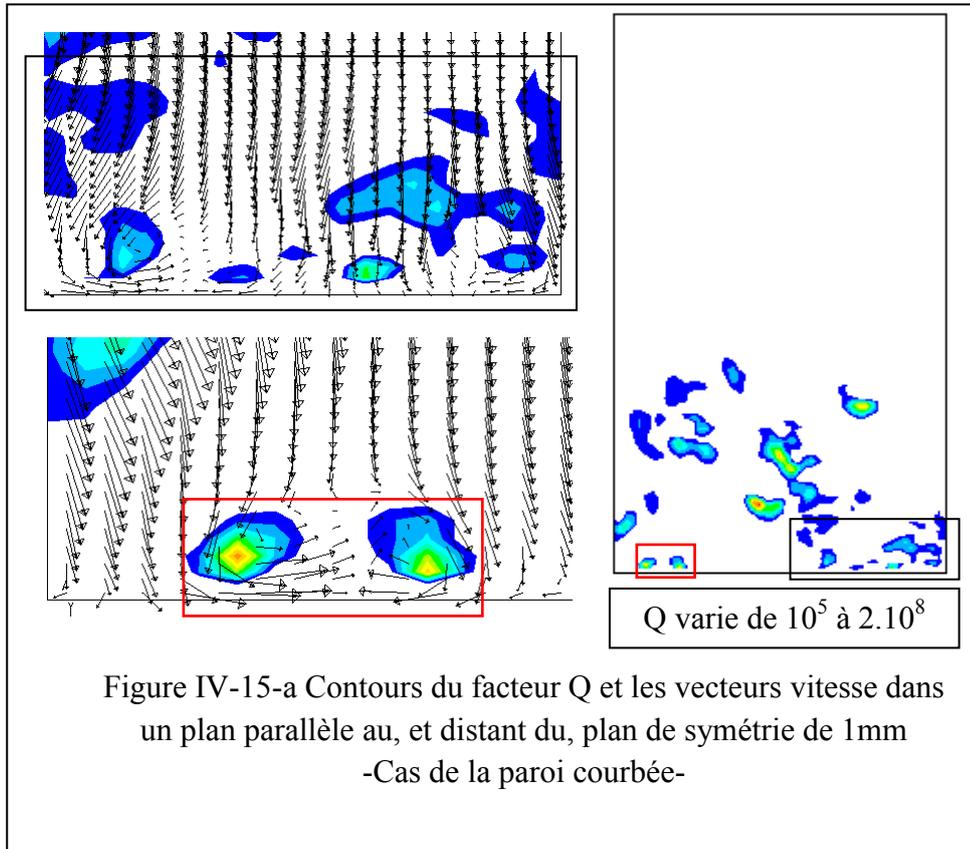
Considérons de plus près les différentes structures tourbillonnaires dans les régions du point de stagnation et du jet pariétal. Les figures IV-14-a et b exhibent l'iso surface de valeur $3,5 \cdot 10^7 \text{ s}^{-2}$ du facteur Q des jets impactant les parois courbée (à l'instant 0,3262s) et plane (à l'instant 0,2924s) respectivement. Le régime étant totalement turbulent dans ces régions, la plupart des tourbillons observés sont désordonnés. On peut cependant identifier des structures d'axe longitudinal. Des structures courbées sont aussi remarquées dans les cas de la paroi plane et la paroi courbée qui pourraient être des parties incomplètes de vortex en forme de fer à cheval. La tête du vortex est retardée par le fluide stagnant environnant alors que les

branches sont entraînées vers l'avant par le jet pariétal. Cela paraît comme un phénomène inverse par rapport à ce qui est généralement rapporté dans la littérature pour une couche



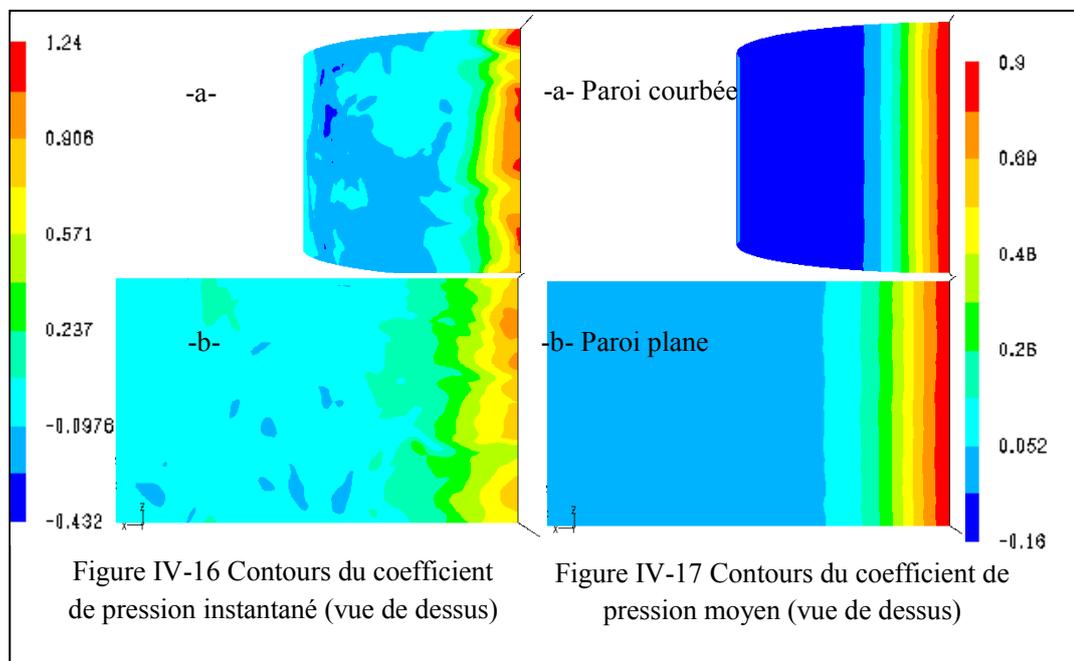
limite; tête du vortex entraînée vers l'avant par l'écoulement libre et branches retardées par le frottement à la paroi, Zhou et al. (1999). Dans la région d'impact quelques vortex longitudinaux, c'est-à-dire dont l'axe est parallèle à la direction principale de l'écoulement sont observés. Ils pourraient être des instabilités de Gortler, voir Beaubert et Viazzo (2003), Gau et Chung (1991), Yokobori et al. (1977), Sakakibara et al. (1997) et Maurel et Sollic (2001). Ces instabilités se manifestent généralement sous forme de vortex ou cellules contrarotatives quand la courbure des lignes de courant est concave. Dans le cas du jet impactant, le courant de fluide subit une courbure concave dans la région du point de stagnation et ensuite une courbure convexe dans le jet pariétal en aval sur la surface du demi-cylindre. Les figures IV-15-a et b montrent les contours du facteur Q et le champ des vecteurs de vitesse projetés sur un plan parallèle au, et à 1mm du, plan de symétrie pour la paroi courbée et la paroi plane respectivement. On peut discerner des vortex d'axe parallèle à la direction de l'écoulement dont les lignes de courant subissent en moyenne, une courbure concave dans cette zone. En particulier, une paire de cellules contrarotatives est clairement mise en évidence dans les deux cas de paroi, plane et courbée et qui sont à notre avis des cellules de Gortler malgré leur caractère irrégulier et instationnaire. Ceci confirme les résultats expérimentaux de Yokobori et al. (1977) qui indiquent que ce type de vortex apparaît quand la distance entre la sortie du jet de la fente et la paroi d'impact est supérieure à la longueur du cône potentiel. Le comportement de ces structures tourbillonnaires influe

directement sur la distribution instantanée et moyenne de la pression et du frottement sur la surface d'impact.



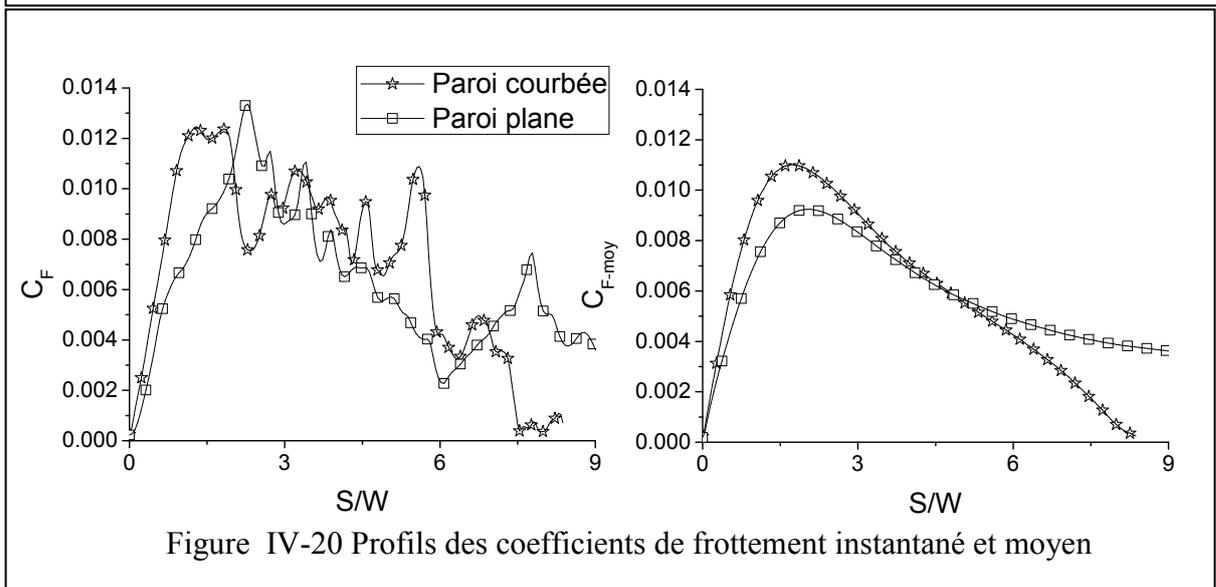
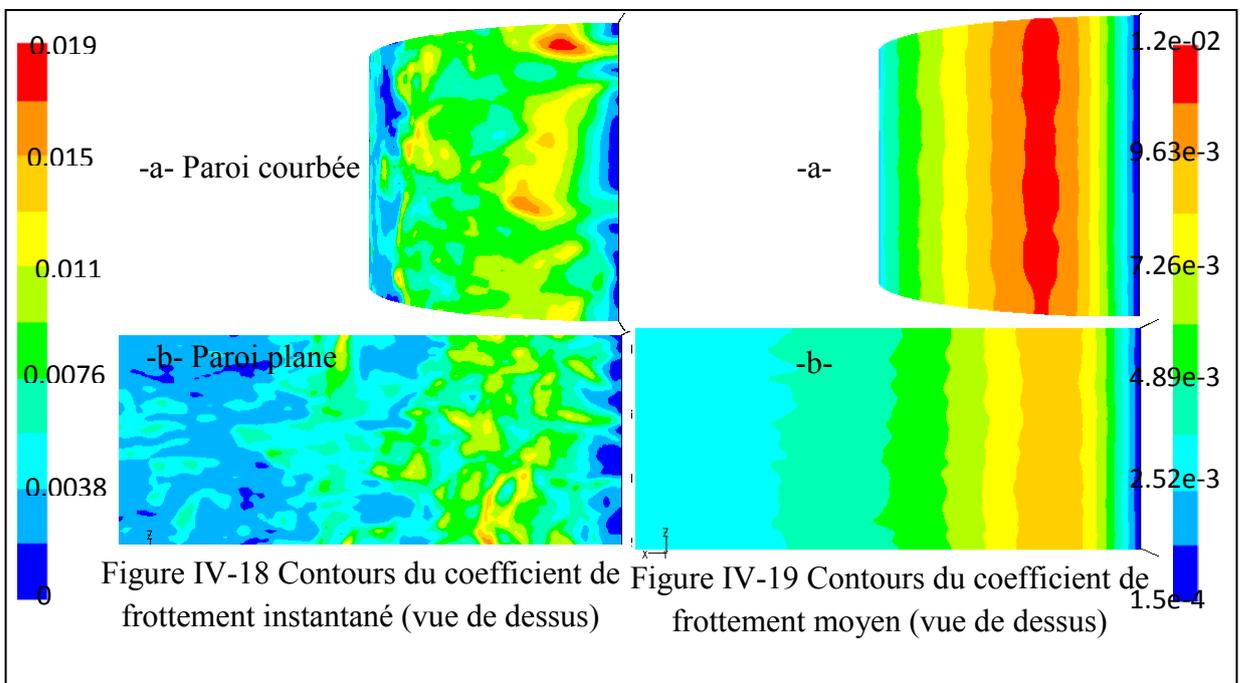
b- Coefficient de pression et de frottement

Les figures IV-16-a et b montrent les contours du coefficient de pression ($\equiv \frac{P-P_{atm}}{\frac{1}{2}\rho U_e^2}$) instantané (filtré) sur les parois courbée (à l'instant 0,3262s) et plane (à l'instant 0,2924s) respectivement. Il est intéressant de noter que dans la région d'impact et en particulier dans les zones sur la paroi courbée ou plane qui sont situées juste en dessous d'un vortex, une dépression est observée. Cela s'explique par le fait qu'au dessus de la paroi, les particules de fluide dans le vortex possèdent une énergie cinétique relativement élevée et une énergie de pression relativement faible. Dans les zones sur la paroi où il n'y a pas de vortex passant par-dessus, l'énergie de pression est dominante d'où les valeurs élevées du coefficient de pression. Les figures IV-17-a et b illustrent les contours du coefficient de pression moyen sur les parois courbée et plane. L'effet de la courbure est plus clairement visible par les champs moyens que les champs instantanés. Dans la région d'impact la pression s'élève à la même valeur environ dans les deux cas. Plus loin en aval, le coefficient de pression est nul sur la paroi plane indiquant une pression atmosphérique. Il est négatif sur la paroi courbée, dévoilant une dépression sur la surface convexe. A noter aussi que les variations de pression dans la troisième direction sont très faibles confirmant la nature bidimensionnelle de l'écoulement moyen.

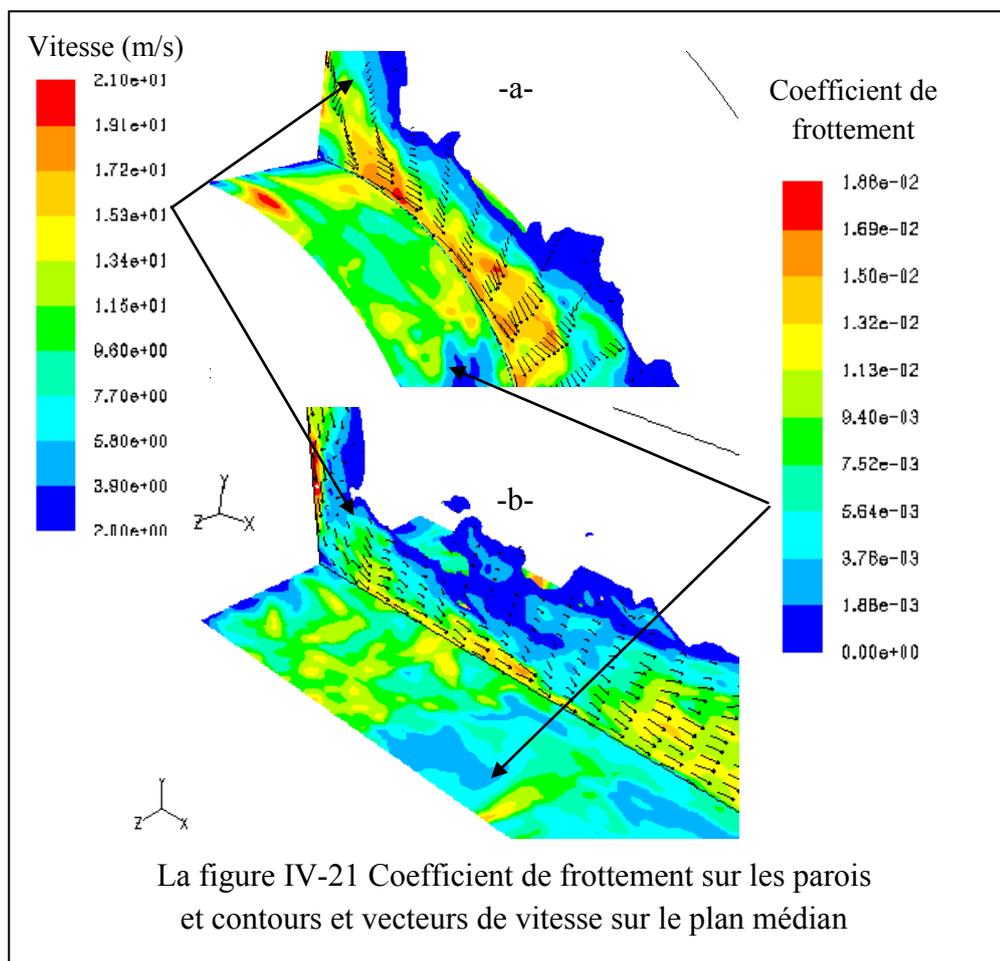


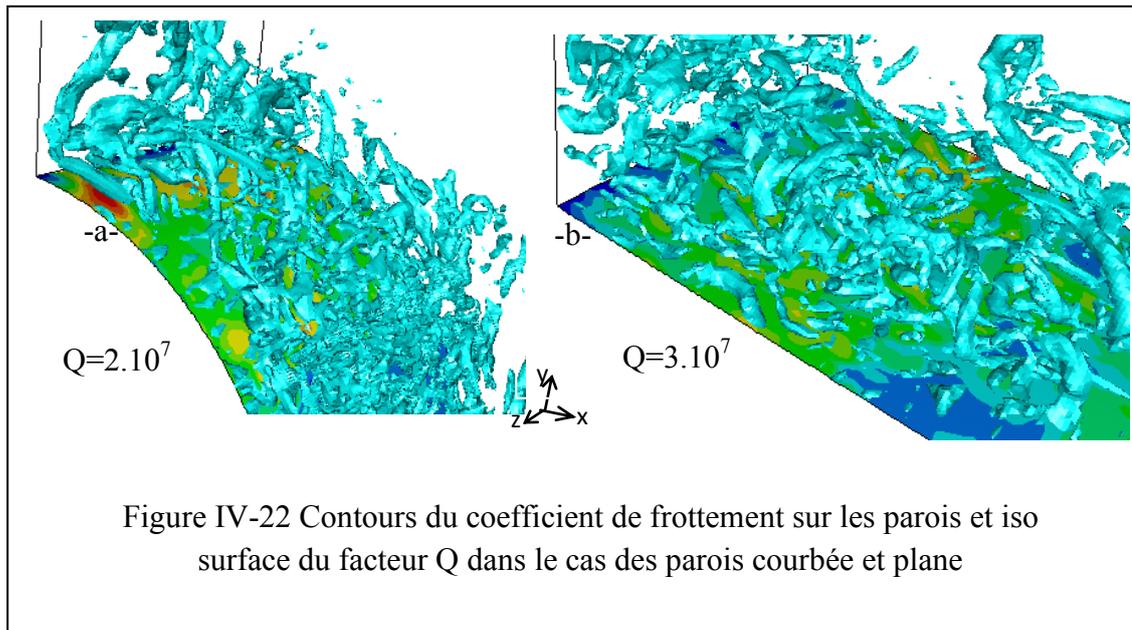
Les figures IV-18-a et b exposent les contours du coefficient de frottement instantané (filtré) sur les parois courbée et plane respectivement. Dans les deux cas, les zones où passe une structure tourbillonnaire au dessus de la surface solide, le cisaillement est important d'où

des valeurs élevées du coefficient de frottement. Par exemple sur la paroi courbée, juste en dessous des deux cellules contrarotatives discutées plus haut, le frottement est relativement élevé. Dans les figures IV-19a et b les contours du coefficient de frottement moyen sur la paroi courbée et plane sont montrés respectivement. Des profils du C_F instantané et moyen, pour les surfaces courbée et plane, le long de la ligne de la paroi dans le plan médian sont aussi tracés sur la figure IV-20. Dans la région de stagnation, le coefficient de frottement est minimal vu que l'énergie cinétique du jet s'est transformée essentiellement en énergie de pression. En aval de la région d'impact, une forte accélération du fluide, suivie d'une décélération plus loin, entraîne une augmentation du coefficient de frottement suivie d'une diminution dans la partie avale du jet pariétal.



La comparaison entre les comportements sur les parois plane et courbée révèle que le frottement sur la paroi courbée est plus important que celui sur la paroi plane. Cette différence peut être expliquée par référence aux figures IV-21-a et b qui exposent une superposition des contours instantané du coefficient de frottement sur la paroi et les contours et vecteurs de vitesse sur le plan médian. Il est clair que dans le jet pariétal, sur la paroi courbée, la vitesse atteint des valeurs maximales de l'ordre de 20,7m/s alors que celles sur la paroi plane sont de l'ordre de 18,7m/s. Les vitesses plus élevées sur la surface convexe sont la conséquence de l'aspiration du fluide par la dépression qui règne sur la paroi courbée (effet Coanda) entraînant un cisaillement plus élevé par rapport au cas de la plaque plane. L'effet de la dépression sur les structures tourbillonnaires instantanées est à notre avis une aspiration des vortex longitudinaux plus forte qui les rend plus intenses. Les figures IV-22-a et b montrent justement que sur la paroi courbée, la région où le coefficient de frottement est relativement élevé est située en dessous d'un vortex intense illustré à l'aide de l'iso surface de la valeur de $2.10^7 s^{-2}$ du facteur Q. En général les valeurs du coefficient de frottement sur la paroi plane ne sont pas aussi élevées probablement à cause des vortex moins intenses caractérisant le jet pariétal dans ce cas, représentés par l'iso surface de valeur $3.10^7 s^{-2}$.





c- Champs statistiques de vitesse et de turbulence

La figure IV-23 illustre l'évolution des profils de la vitesse moyenne normalisée par la vitesse maximale locale, obtenus par la LES en fonction du rayon normalisé par $y_{1/2}$, aux positions longitudinales sur la paroi courbée $S/W=2.79, 4.19, 5.58$ et 7.74 correspondants aux angles par rapport à l'axe du jet $30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$ et 80° . Les profils de la paroi plane à des positions équivalentes S/W sont aussi montrés pour comparaison. L'accord entre les résultats numériques et les données expérimentales est globalement très satisfaisant. L'effet de la courbure de la paroi sur les vitesses moyennes n'est pas très important puisque les profils obtenus dans le cas de la paroi plane sont aussi proches. Les profils numériques dans la région de vitesse s'éloignent légèrement de ceux expérimentaux, aux positions $S/W \geq 4.19$. En effet les positions prédites de vitesse maximale sont légèrement décalées loin de la paroi. C'est peut être une indication que le calcul donne une tendance au décollement à $S/W=7.74$ qui n'est pas exhibée par l'expérience.

Pour voir si le jet pariétal atteint un régime développé où les profils normalisés deviennent semblables, les courbes aux quatre positions $S/W=2.79, 4.19, 5.58$ et 7.74 sont superposés pour les deux cas de paroi plane et courbée, figure IV-24. On peut dire que les solutions sont similaires à $S/W=2.79, 4.19, 5.58$. A $S/W=7.74$ l'allure de la courbe est différente surtout pour le cas de la paroi courbée. Comme mentionné plus haut, elle indique que le jet s'approche du décollement de la paroi. Ce résultat est consistant avec les courbes de la figure IV-20 qui dévoile une diminution importante du C_F moyen à $S/W > 7,5$.

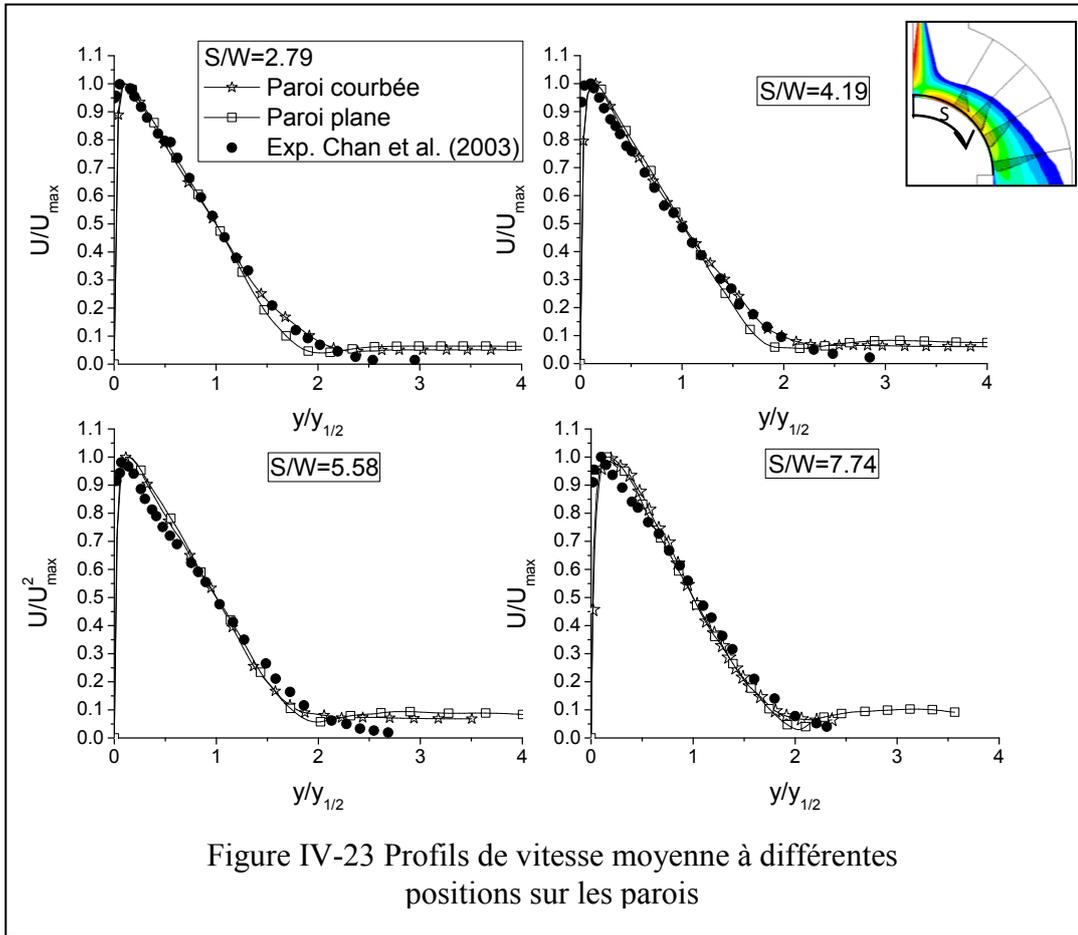


Figure IV-23 Profils de vitesse moyenne à différentes positions sur les parois

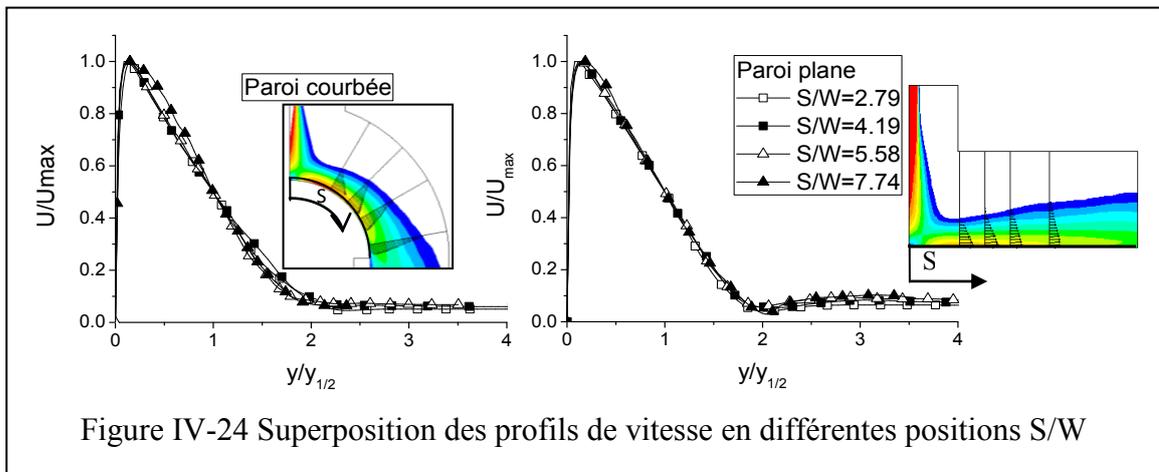
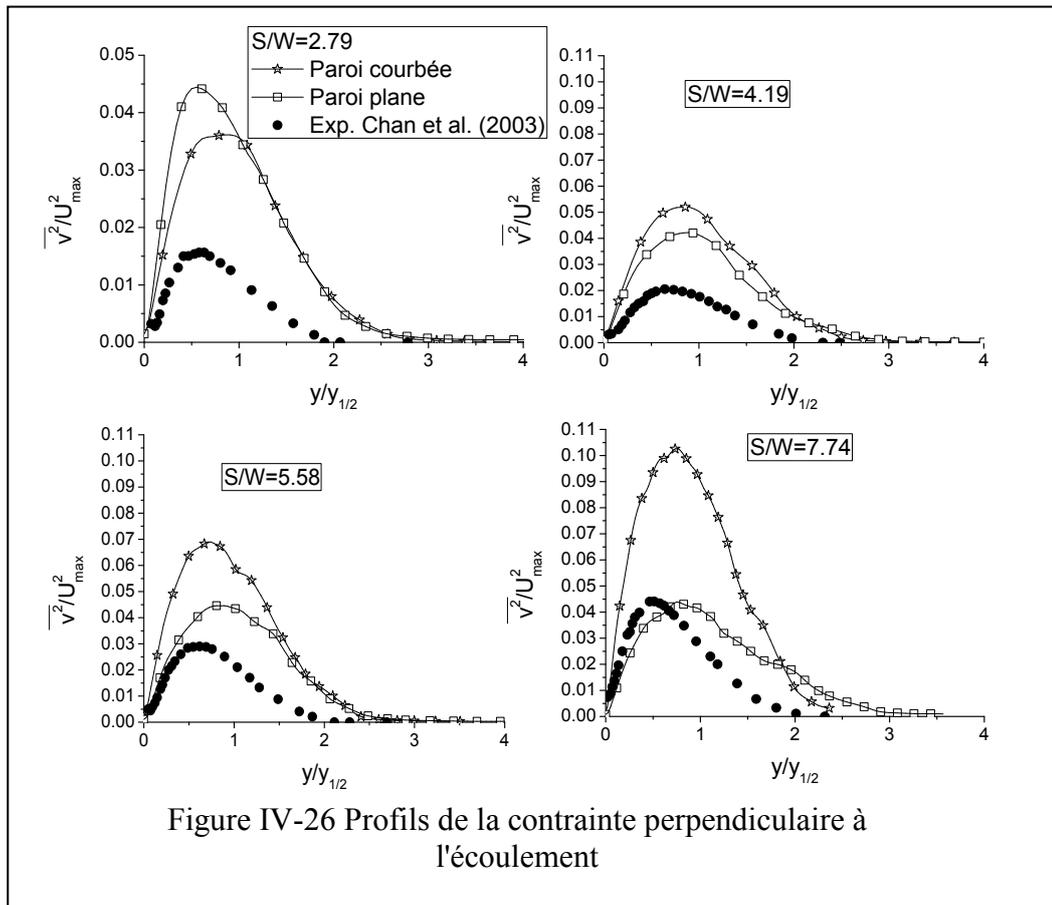
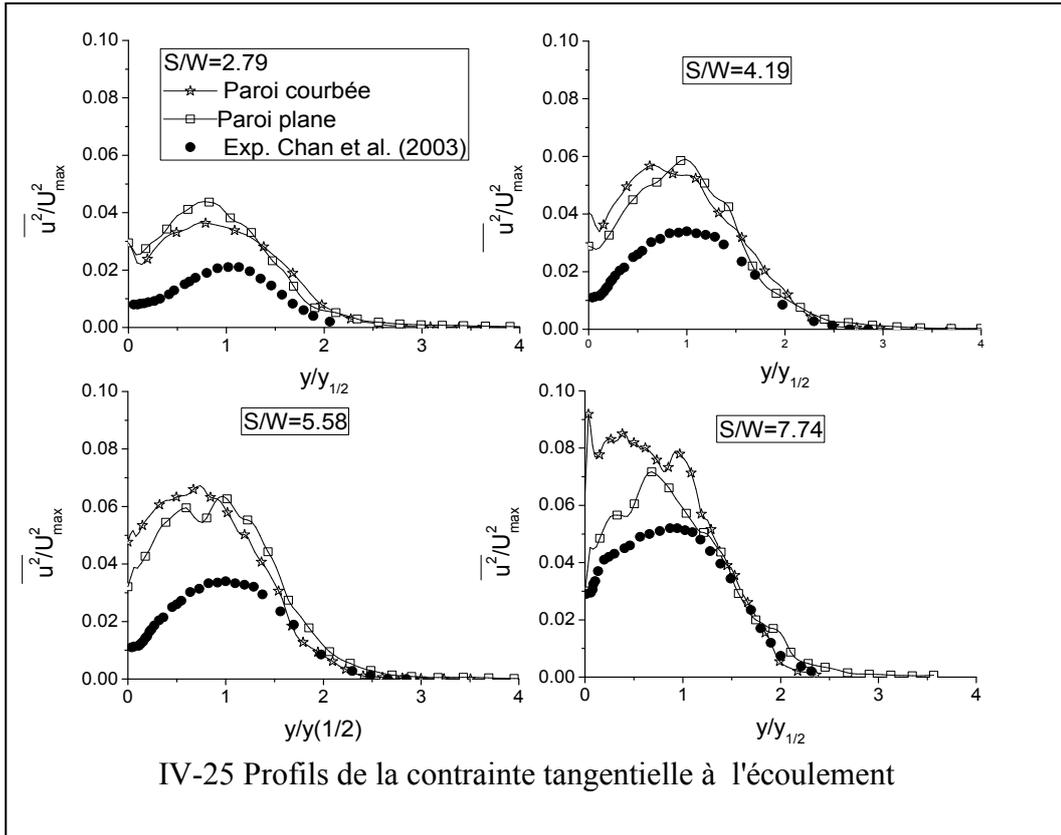


Figure IV-24 Superposition des profils de vitesse en différentes positions S/W

Les figures IV-25 à 27 montrent respectivement les profils des trois contraintes de Reynolds représentant les fluctuations dans le plan radial-tangentiel normalisées par la vitesse maximale locale au carré en fonction de la distance radiale normalisée par $y_{1/2}$. Les prédictions donnent des intensités de turbulence surestimées. La position des valeurs maximales des contraintes est assez bien prédite. Elle est située dans la région du gradient de vitesse le plus élevé, où le taux de production de turbulence est maximal. En comparant les solutions pour les parois plane et courbée, elles sont plus ou moins similaires à $S/W=2.79$ et 4.19 mais plus loin en aval la turbulence produite dans la paroi courbée est beaucoup plus importante que celle dans la paroi plane. La surproduction de la turbulence par la simulation dans le jet pariétal courbé est probablement liée au fait que le jet tend à décoller de la paroi et aussi au phénomène de déstabilisation de la turbulence dans la région externe du jet évoluant sur une paroi convexe, Nemouchi (1989).

Pour mieux mettre en évidence l'effet déstabilisant de la courbure des lignes de courant sur la turbulence dans le jet, la figure IV-28 compare les niveaux de l'énergie cinétique turbulente dans les jets sur la paroi plane et courbée. On voit qu'en aval de la région de stagnation, l'énergie turbulente dans la partie externe du jet est plus élevée sur la paroi courbée et cela pour les mêmes conditions d'écoulement sur les deux parois plane et courbée.



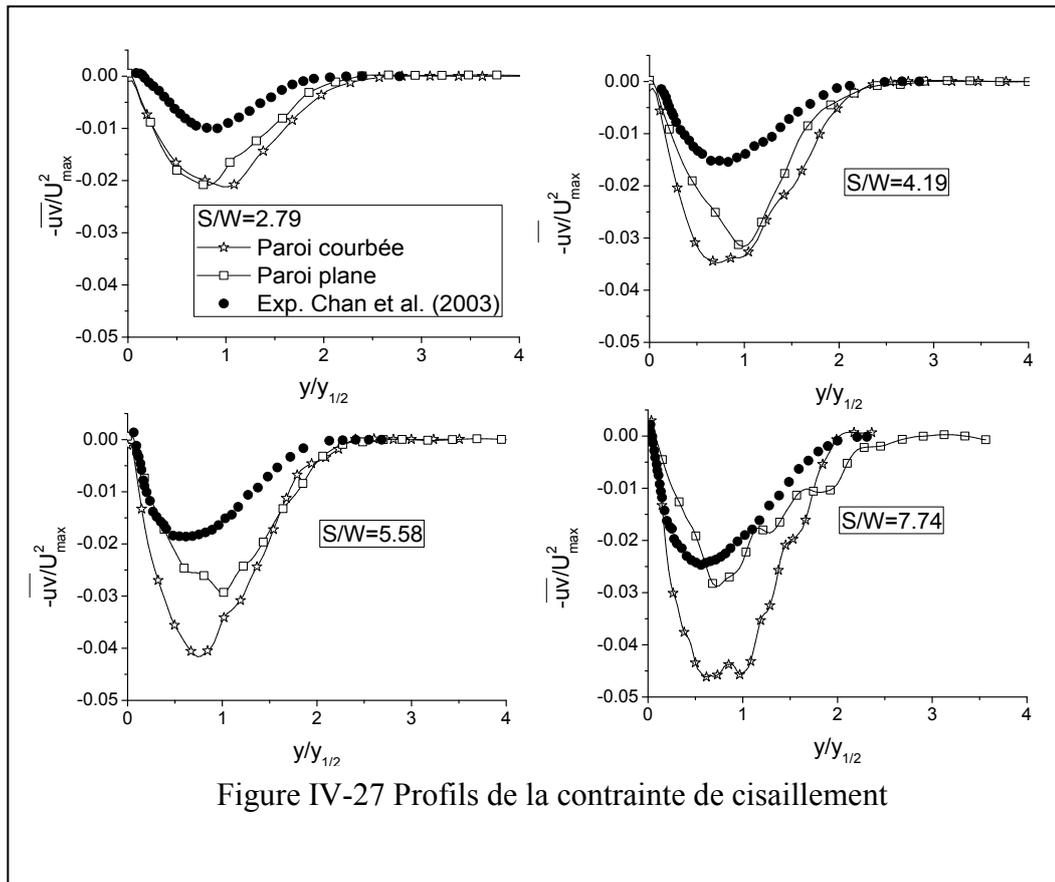


Figure IV-27 Profils de la contrainte de cisaillement

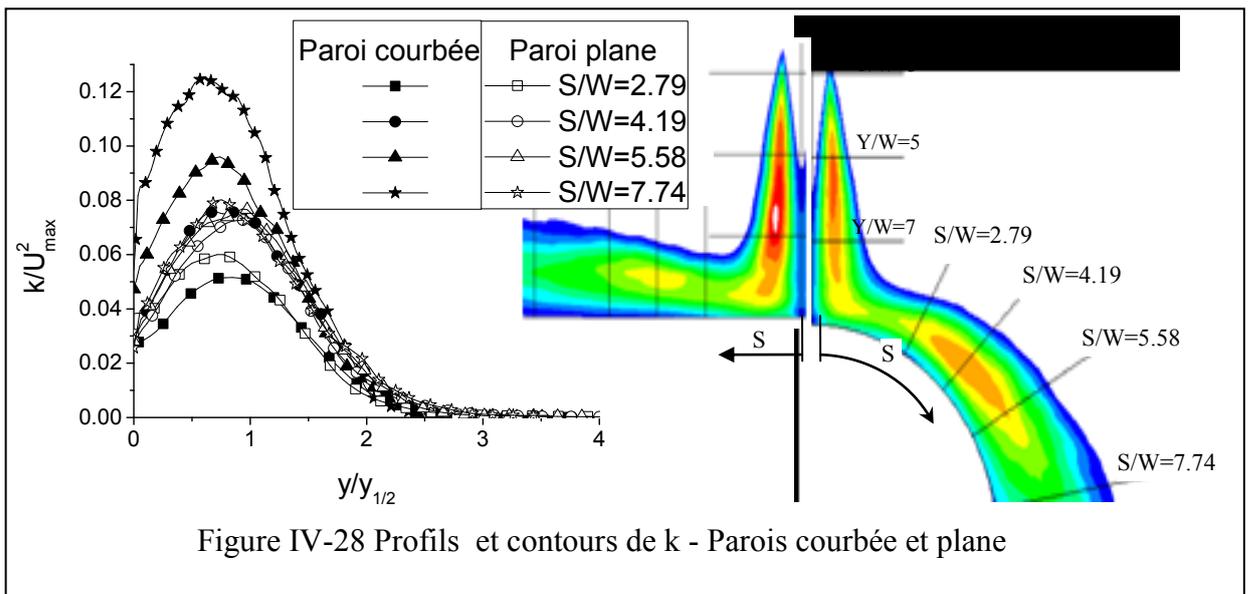


Figure IV-28 Profils et contours de k - Parois courbée et plane

IV-3 Etude de l'écoulement avec transfert de chaleur d'un jet impactant une paroi courbée

Cette section des résultats a été réalisée en collaboration avec Petroleum Institute, Department of Mechanical engineering, Abu Dhabi. Elle est composée de deux parties, la première partie concerne les champs instantanés et la deuxième partie les champs moyens de la vitesse, la température, l'énergie cinétique turbulente et le nombre de Nusselt. Les résultats discutés sont ceux obtenus par rapport à la géométrie complète des deux cas considérés, jet-2W et jet-10W, sauf si c'est indiqué autrement.

IV-3-1 Caractéristiques instantanées de l'écoulement

La figure IV-29 illustre les iso surfaces de vorticité pour les deux cas $Y/W=2$ et $Y/W=10$. Pour le cas $Y/W=2$, en aval des instabilités de Kelvin-Helmholtz, il se forme des vortex tridimensionnels dans la couche de cisaillement après déviation du courant par la paroi solide. Ils sont transportés par convection vers l'aval avec un appariement tourbillonnaire plus ou moins régulier dans le temps, observé à l'aide d'une animation d'une série d'images des contours du module de vorticité. Les vortex seuls ou par paires dérivent de la direction principale de l'écoulement, pour se diriger vers la paroi courbée et impacter la surface, ou pour s'éloigner de la paroi et subir un breakdown comme montré dans la petite fenêtre en haut à droite de la figure IV-29-a. Un comportement similaire a été observé près et loin de la surface par Cornaro et al. (1999) dans un jet rond impactant une surface convexe. Juste après leur naissance les vortex apparaissent comme des structures cohérentes de forme presque cylindrique puis subissent des déformations et se décomposent en de petites structures évoluant vers un régime d'écoulement totalement turbulent à environ $S=5.5W$. Plus aucun vortex organisé survivant ne peut être identifié au-delà de cette position.

L'écoulement instantané est essentiellement bidimensionnel à l'approche de la région d'impact et les couches de cisaillement de part et d'autre du jet libre n'ont pas le temps de s'épanouir au point de se rencontrer et donc de faire disparaître le cône potentiel. Ce cône potentiel se rapprochant perpendiculairement du demi-cylindre est divisé dans la région de stagnation en deux courants tangentiels dont l'épaisseur (du courant potentiel) diminue graduellement et finalement disparaît à environ $S=5W$ en aval.

Pour le cas $Y/W=10$, le jet se développe initialement avec un cône potentiel. A la périphérie du jet, les instabilités de Kelvin-Helmholtz se développent et sont suivies de

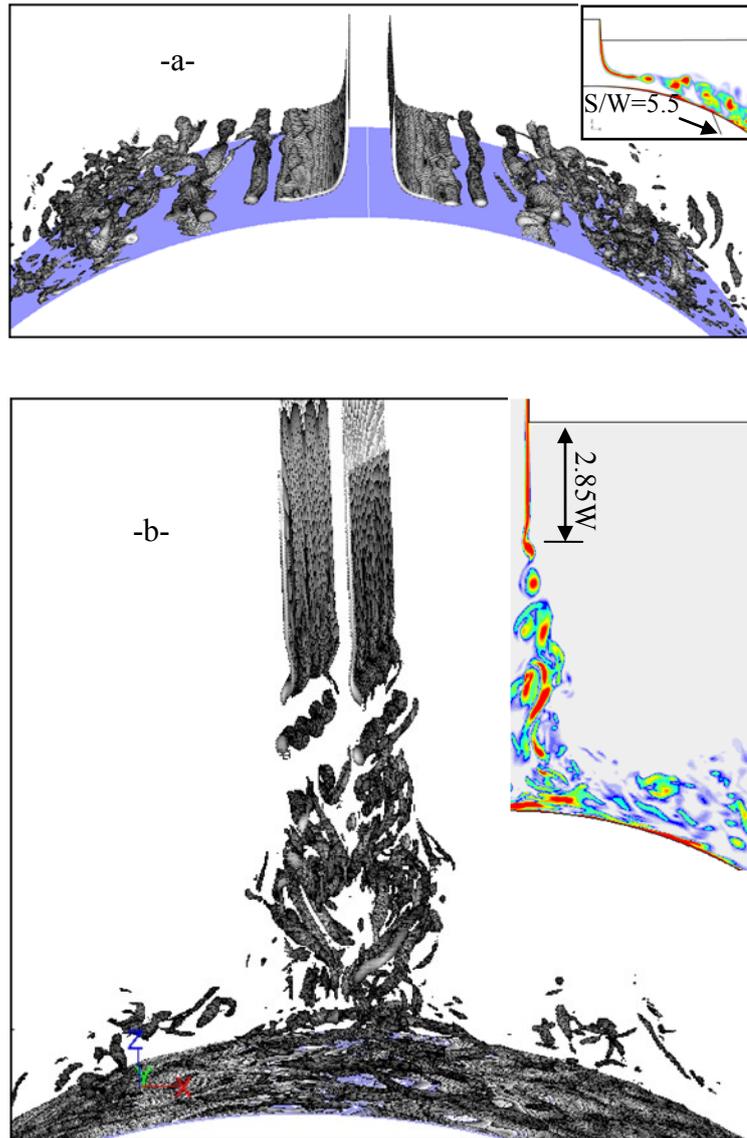
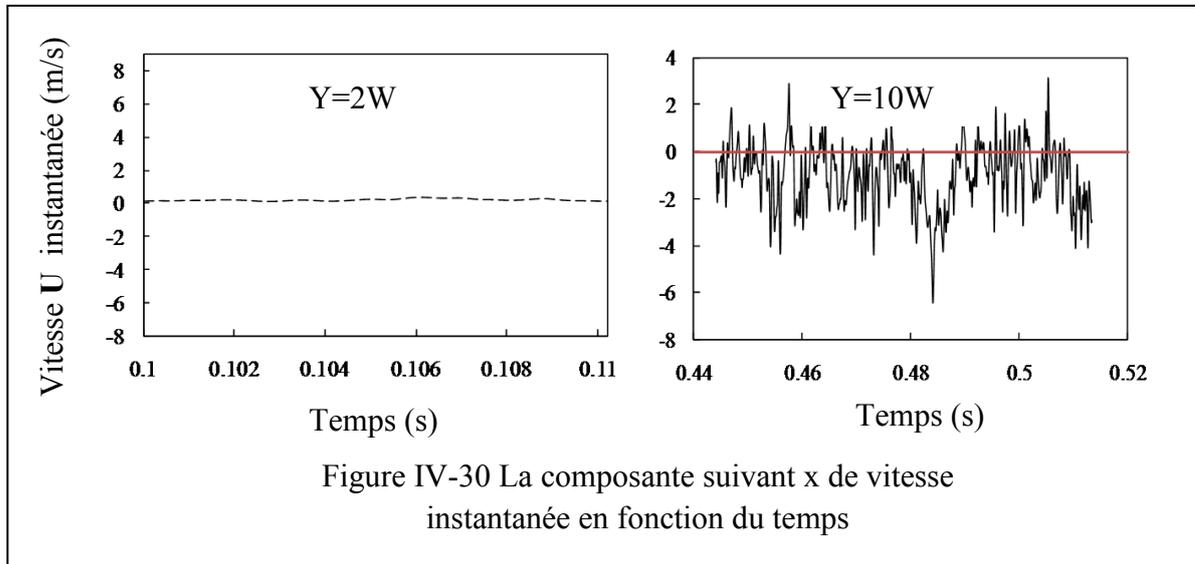


Figure IV-29 Iso surfaces de vorticité en 3D et contours en 2D

l'enroulement de la nappe de vorticité à une distance d'environ $2,85W$ de la fente de sortie du jet, figure IV-29-b. Les vortex d'axe transversal ainsi obtenus perdent leur forme cohérente à une distance d'environ $4W$ de la fente qui correspond avec la position de disparition du cône potentiel. Ce dernier n'atteint donc pas le point de stagnation. Entre la fin du cône potentiel et le point de stagnation, un large spectre de tourbillons de différentes tailles est observé. Dans la région d'impact, l'existence des structures désordonnées tridimensionnelles indique que l'écoulement est complètement turbulent. A l'opposé du cas du jet- $2W$, l'animation d'une série d'images consécutives dans le temps des contours de vorticité dans le cas du jet- $10W$ a

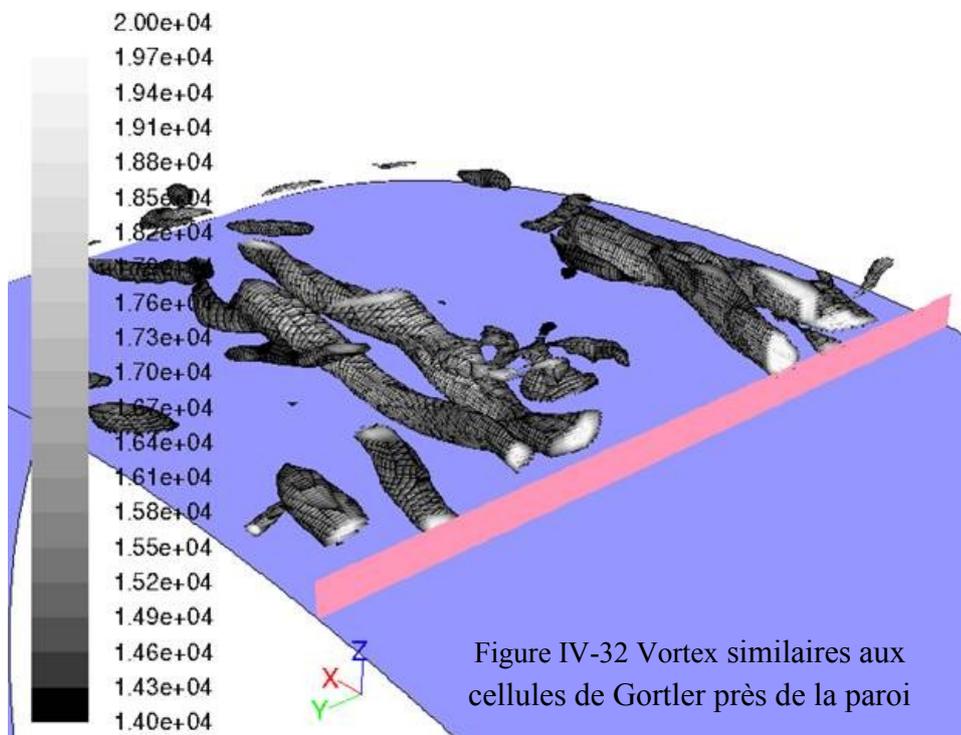
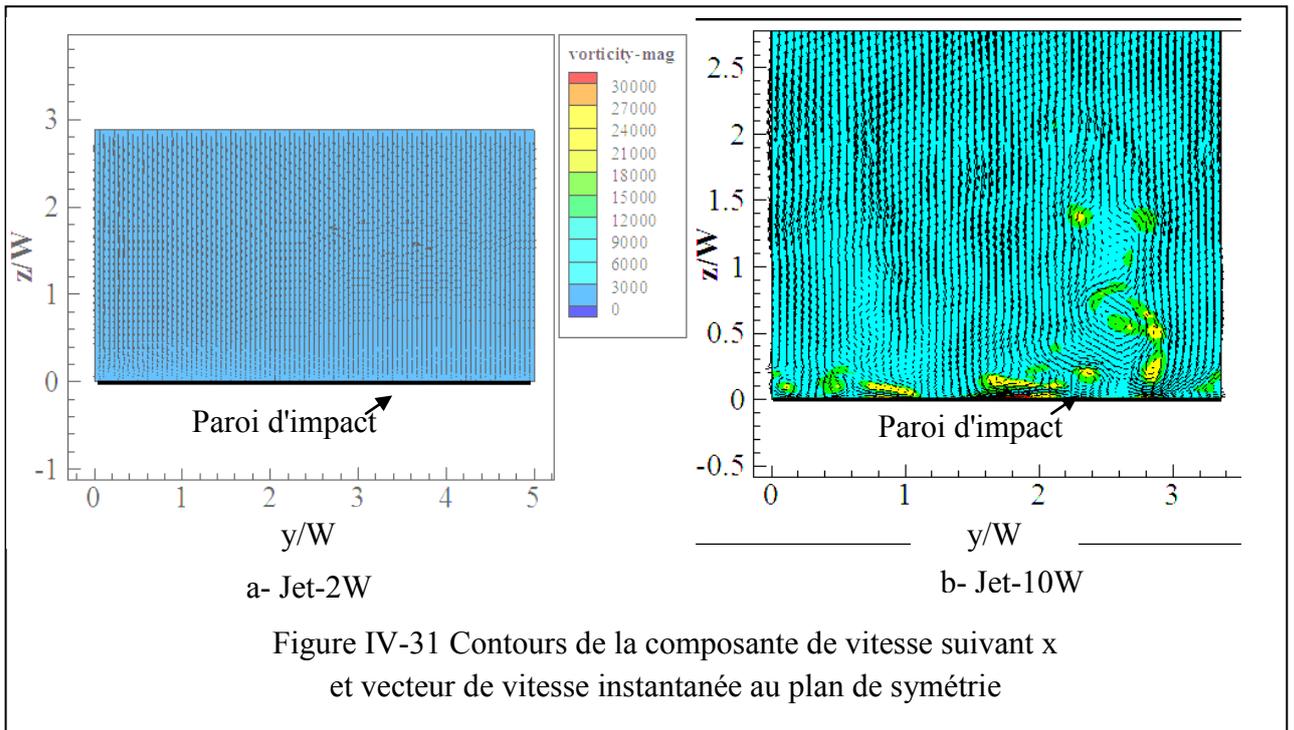
révélé un battement du jet (jet flapping) autour de la position centrale sur la surface d'impact, c'est-à-dire que le point de stagnation n'est pas fixe mais oscille par rapport au point d'impact central dans le plan de symétrie. Ce phénomène est confirmé par la variation de la composante de vitesse suivant x , perpendiculaire à l'axe du jet, en fonction du temps en un point juste au-dessus du point de stagnation, figure IV-30. Un comportement similaire



a été rapporté par Gau et Chung (1991) et Cornaro et al. (1999) pour des distances entre le jet et la surface d'impact supérieures à $4W$. Au voisinage du point de stagnation, la couche limite sur la paroi est très mince mais elle est tridimensionnelle.

La figure IV-31 illustre le champ des vecteurs de vitesse projetés sur le plan de symétrie (plan yz). Il est clair que pour le cas du jet- $2W$, figure IV-31-a, le fluide se déplace de façon rectiligne vers la zone d'impact. La composante de vitesse dans la direction transversale y est pratiquement nulle. Des écoulements tridimensionnels 3D du type instabilités de Gortler ne sont pas observés au niveau de la déviation du jet par la paroi. Ce résultat est en accord avec celui expérimental de Yokobori et al, (1977) qui n'ont pas observé ce type de vortex quand la surface d'impact est placée dans le cône potentiel. Par contre, pour le cas du jet- $10W$, les vecteurs de vitesse projetés sur le plan de symétrie superposés aux contours du module de vorticité, figure IV-31-b, montrent l'existence de vortex d'axe longitudinal (suivant x) de différentes tailles, tournant dans un sens ou dans l'autre et répartis d'une façon irrégulière dans le plan yz , voir aussi figure IV-32. Ils sont probablement des vortex de type Gortler comme rapportés aussi par Beaubert et Viazzo (2003), Gau et Chung (1991), Yokobori et al. (1977), Sakakibara et al. (1997) et Maurel et Sollicec (2001). Le fluide qui circule dans ces vortex impacte la paroi ou décolle de la paroi en avançant le long de la

surface du demi-cylindre. Ce comportement dynamique est d'une influence capitale sur le transfert de chaleur entre le fluide et la paroi.



IV-3-2 Caractéristiques statistiques de l'écoulement

Les figures IV-33-a, c et d illustrent le développement simulé de la composante axiale de la vitesse moyenne et deux composantes normales des contraintes de Reynolds le long de

l'axe, cas du jet-10W. A ces résultats numériques du jet impactant un demi-cylindre sont superposés des résultats expérimentaux d'un jet libre, sans la présence de la surface d'impact, seuls résultats disponibles dans Chan et al. (2002). La comparaison entre les valeurs numériques et expérimentales est donc possible dans la partie amont du jet non affectée par la présence de la paroi, c'est-à-dire la région entre $Y/W=0$ (la sortie du jet) et $Y/W < 8$. De même, la figure IV-33-b montre la variation de la température moyenne obtenue numériquement pour le jet impactant et expérimentalement pour le jet libre. La comparaison des prédictions et des données montre un accord assez satisfaisant surtout en ce qui concerne la vitesse et la température moyennes, figures IV-33-a et b.

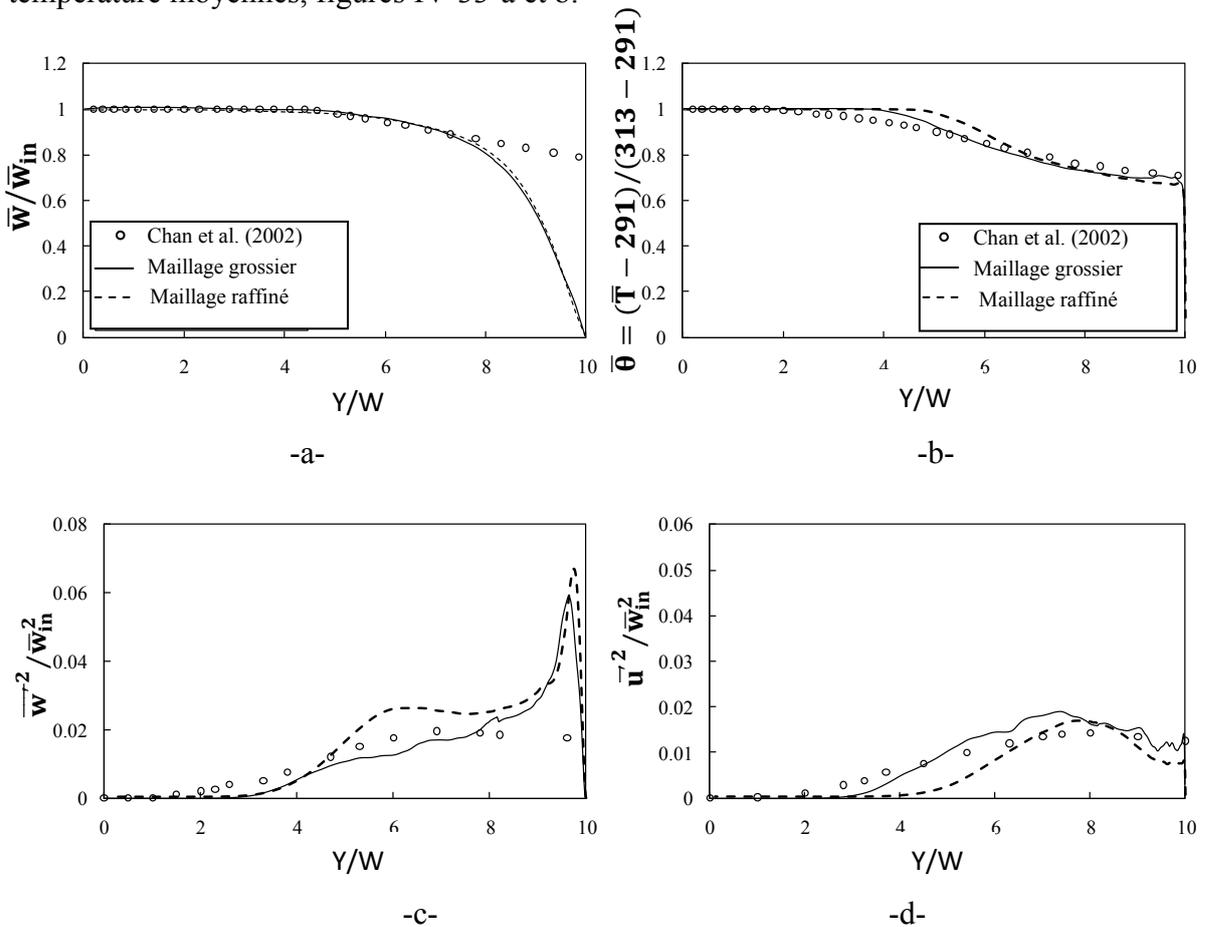


Figure IV-33 Variation de la vitesse et de la température moyenne et des contraintes de Reynolds le long de l'axe (les valeurs expérimentales sont celles d'un jet libre).

Les résultats expérimentaux indiquent que la longueur du cône potentiel de la vitesse, basée sur la position où la vitesse sur l'axe est 95% de la vitesse à la sortie du jet de la fente, est égale à $5.7W$, alors que la longueur calculée est $6.2W$, figure IV-33-a. La valeur rapportée dans la littérature est aux environs de $5W$ et dépend en fait du rapport d'aspect de la fente, Deo et Nathan (2007) et Trentacoste et Sforza (1967) et de l'intensité de turbulence à l'entrée

Maurel et Sollic (2001). La longueur expérimentale du cône potentiel de la vitesse est à peu près le double de celle du cône potentiel de température. Le taux d'épanouissement du profil de température et le taux de décroissance de la température sur l'axe sont plus élevés que ceux de la vitesse. La raison est que la chaleur est transférée plus rapidement que la quantité de mouvement puisque le nombre de Prandtl turbulent est inférieur à l'unité, voir aussi Le Ribault et al. (2001) et Sreenivasan et al. (1984). Concernant la décroissance de la température moyenne le long de l'axe, figure VI-33-b, l'accord entre les prédictions et les données de Chan et al. (2002) est globalement satisfaisant, bien que les valeurs expérimentales diminuent plus rapidement que celles numériques. Les résultats du présent travail donnent le même taux d'épaississement des couches thermique et dynamique de part et d'autre du jet libre. L'écart peut être dû au modèle de turbulence et en particulier l'hypothèse du type gradient utilisée pour l'estimation des flux de chaleur par les tourbillons sous-maille dans les couches de cisaillement.

La variation le long de l'axe des contraintes de Reynolds normales suivant z (longitudinale) et suivant x (perpendiculaire au plan de symétrie) est en assez bon accord avec celle expérimentale, figure IV-33-c et d. Depuis la sortie du jet de la fente jusqu'à la fin du cône potentiel, les valeurs restent constantes et égales aux valeurs à l'entrée du domaine, déduites de l'intensité de turbulence prescrite à l'entrée. L'augmentation qui suit est essentiellement due à la diffusion latérale vers l'axe, de l'énergie turbulente produite dans les zones de mélange aux bords du jet. Il est à noter que dans l'expérience, les contraintes turbulentes commencent à augmenter très tôt, à l'intérieur du cône potentiel. Le fait que dans l'étude expérimentale l'intensité de la fluctuation longitudinale est plus importante que l'intensité normale au plan de symétrie est assez bien capté par les calculs. Ainsi malgré le fait que les valeurs expérimentales sont celles d'un jet libre et les valeurs numériques celles d'un jet impactant, l'accord est globalement satisfaisant dans la région du jet libre. Comme prévu, dans la région près de l'impact, pour des distances Y/W entre 8 et 10, le désaccord est remarquable à cause de la présence de la paroi dans l'étude numérique. Les calculs montrent un taux d'accroissement relativement important des valeurs de $\overline{w^2}$ qui est la contrainte normale perpendiculaire à la paroi du demi-cylindre. Un résultat similaire a été obtenu numériquement par Beaubert et Viazzo (2003). Très près de la surface solide, à l'approche du point d'impact, la fluctuation perpendiculaire à la paroi diminue en raison de l'effet de l'amortissement de la paroi. La fluctuation parallèle à la paroi, et perpendiculaire au plan de

symétrie, persiste encore plus près de la paroi avant de diminuer en intensité brusquement, à la valeur nulle au point de stagnation.

Les profils calculés de la composante tangentielle de la vitesse moyenne en coordonnées universelles en différentes positions le long du demi-cylindre sont représentés dans la figure IV-34. La vitesse de frottement locale est utilisée pour normaliser les variables. En partant du point de stagnation, la couche limite très mince doit démarrer laminaire quelque soit l'intensité de turbulence dans le jet impactant.

Dans le cas $Y/W=2$, la couche limite laminaire démarre du point d'arrêt et se développe dans un écoulement libre potentiel jusqu'à une position d'environ $S=5.2W$ où le nombre de Reynolds basé sur la distance S le long de la paroi courbée est approximativement 29000. Cela explique pourquoi la loi logarithmique n'est pas satisfaite à $S/W=1, 2$ et 4 . Au-delà de la position $S/W=5.2$, nous pensons qu'une transition vers la turbulence est stimulée par son interaction avec les structures tourbillonnaires provenant de la couche de cisaillement externe et se rapprochant de la paroi. Les courbes correspondant aux valeurs de S entre $6W$ et $16W$ n'exposent pas une zone logarithmique similaire, bien que pourtant sont assez proches, à celle d'une couche limite turbulente dans un gradient de pression nul. Uddin et al. (2009) rapportent un comportement similaire.

Considérant maintenant le cas du jet-10W, au voisinage du point de stagnation, la turbulence transportée par convection du jet libre et se dirigeant vers la surface d'impact, tente de pénétrer la couche limite laminaire très mince mais est sévèrement amortie. Encore une fois, comme prévu, les courbes à $S=W$ et $S=2W$, n'exhibent pas de couche logarithmique. Néanmoins, contrairement au comportement noté dans le cas du jet-2W, à notre avis la turbulence à l'extérieur de la couche limite précipite la transition du régime laminaire au régime turbulent dans la couche limite malgré la faible valeur du nombre de Reynolds. On peut constater qu'à partir de la position $S=4W$ déjà, jusqu'à la position $S=16W$, les courbes sont assez proches de celle de la loi de paroi conventionnelle.

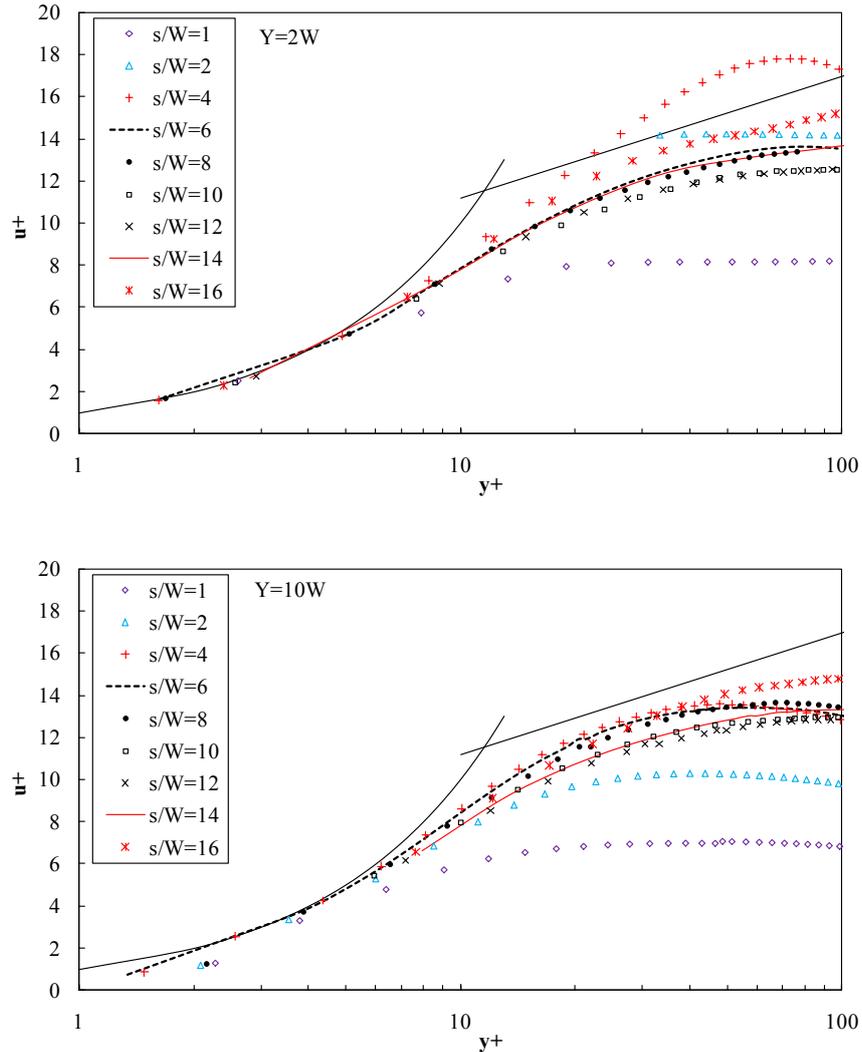


Figure IV-34 u^+ en fonction de y^+ en différentes positions de la paroi.

La figure IV-35 expose des profils radiaux de l'énergie cinétique turbulente pour le jet-2W et le jet-10W, en différentes positions le long de la surface du cylindre. Les valeurs considérées ici sont celles de l'énergie turbulente obtenue du champ résolu des contraintes normales de Reynolds qui à leur tour sont calculées des fluctuations de vitesses filtrées instationnaires par rapport à la moyenne. La variation de k pour les deux cas est fondamentalement différente étant donné la nature des deux écoulements.

Pour le cas du jet-2W, en raison de la déflexion du cône potentiel du jet à l'impact, de faibles intensités de turbulence sont obtenues entre les positions $S=0$ et $S=2W$ mais un petit pic est observé dans la couche limite se développant sur la surface et un autre maximum au niveau de la couche de cisaillement externe, similaires à ceux rapportés par Neuendorf et Wagnanski (1999). En aval de la position $S=2W$, les profils montrent un épaissement de la couche de cisaillement externe par diffusion turbulente. L'énergie turbulente atteint des

valeurs maximales à $S=4W$ et $6W$ et puis diminue vers l'aval par l'effet de la dissipation visqueuse.

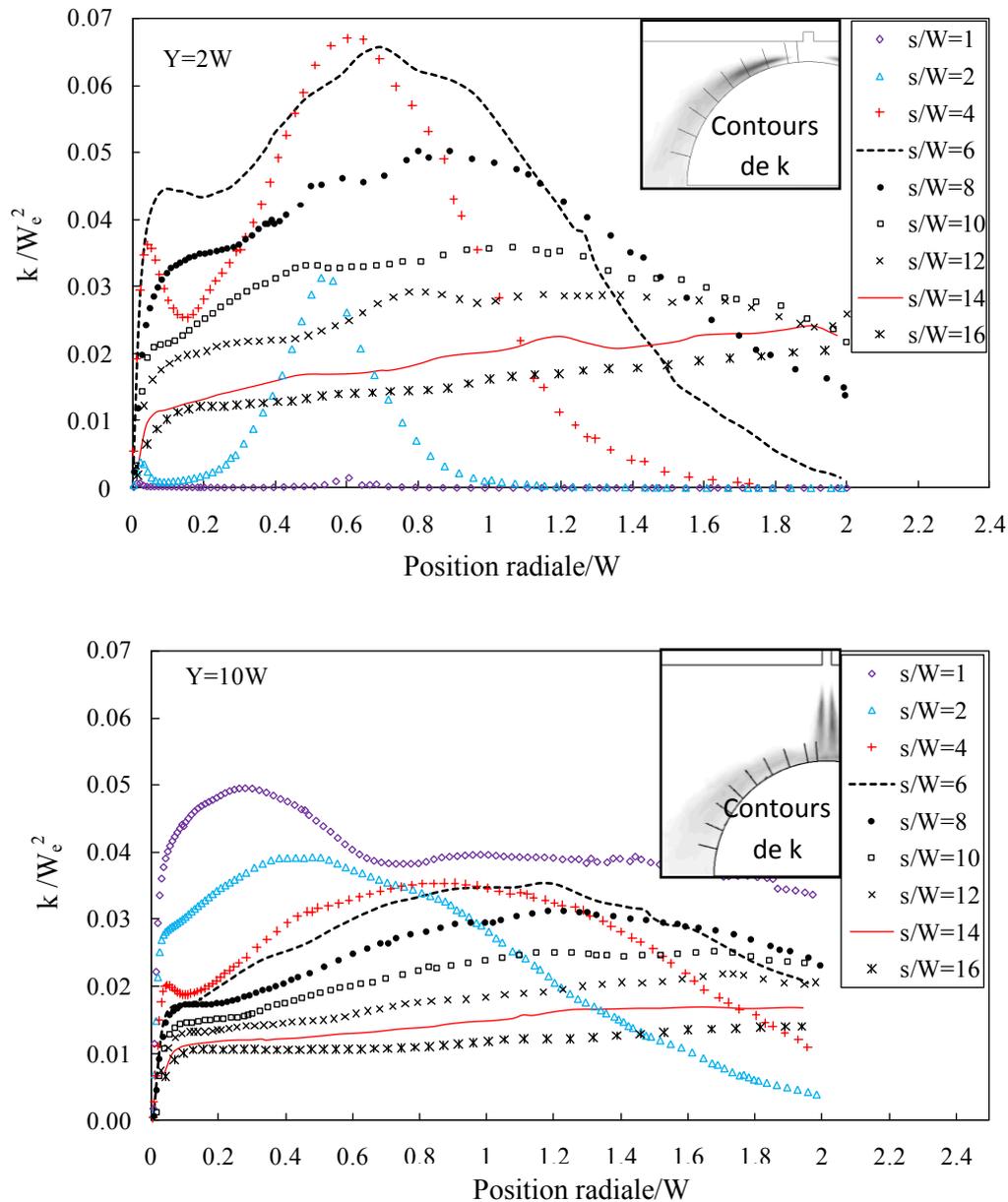


Figure IV-35 L'énergie cinétique turbulente en fonction de la distance normalisée de la paroi en différentes positions le long de la paroi.

Pour le cas $Y/W=10$, où le cône potentiel disparaît avant l'impact, l'énergie cinétique turbulente atteint ses valeurs maximales à $S/W=1$ avec un pic primaire à une distance normale de la paroi d'environ $0.3W$. La turbulence relativement intense régnant dans cette région, près du point de stagnation est partiellement produite localement, essentiellement par déformation normale et partiellement transportée de la couche de cisaillement au bord du jet en amont. Au fur et à mesure que S/W augmente, la valeur maximale diminue graduellement par l'effet de la

dissipation visqueuse et en même temps s'éloigne de la paroi du cylindre par l'effet combiné des transports convectif et diffusif. A $S/W=2$, la diminution importante en énergie turbulente à une très petite valeur quand la distance normale à la paroi s'approche de la valeur $2W$, s'explique par le fait que cette position a presque atteint l'air quasi stagnant au voisinage du tournant de la couche de cisaillement, voir aussi les contours de k et les positions de référence sur la petite figure au dessus des profils de la figure IV-35. A $S=4W$, un petit pic secondaire à environ $0,05W$ de la paroi est observé, conséquence d'une production locale de turbulence par le gradient de vitesse dans la couche limite près de la paroi. Plus en aval, l'énergie turbulente est diffusée vers des couches éloignées de la paroi et décroît assez rapidement par dissipation sous forme de chaleur.

IV-3-3 Champ thermique

Le champ de température moyenne calculée avec les modèles LES et $k-\varepsilon$ est illustré sur la figure IV-36, dans le plan médian xz . Concernant le jet- $2W$, la température moyenne obtenue avec la LES dans la partie amont du cône potentiel est uniforme et égale à la valeur imposée à l'entrée du domaine. Le taux d'épaississement de la couche thermique au bord du jet libre reste relativement faible. Dans le jet pariétal, en aval du point d'impact, avant la rencontre des couches de cisaillement interne et externe, le taux d'épanouissement de la couche de mélange thermique externe est beaucoup plus élevé que celui à l'intérieur de la couche limite interne, sur la paroi. Cela est probablement dû au mélange plus important induit par les grosses structures tourbillonnaires dans la couche de cisaillement externe, par rapport à celui dans la couche limite interne où les fluctuations sont stabilisées par la courbure de la surface. A l'approche de la paroi, le long de l'axe du jet, la température décroît brusquement de la valeur homogène dans le cône potentiel à la valeur imposée à la paroi, à travers une couche de fluide de moins d'un millimètre d'épaisseur. Le transfert de chaleur dans cette région est dominé par le transport conductif. On remarque que la région de température maximale dans le jet pariétal disparaît plus rapidement par rapport à celle donnée par la LES, probablement à cause de valeurs surestimées de la viscosité turbulente par le modèle $k-\varepsilon$ donc l'effet exagéré du mélange turbulent. En se référant au cas du jet- $10W$, la différence entre les résultats de la LES et du modèle $k-\varepsilon$ est notable dans les régions du jet libre et de l'impact. Alors que la LES prédit une longueur du cône potentiel de température de façon satisfaisante comme discuté plus haut, le modèle $k-\varepsilon$ donne une longueur du cône potentiel plus importante et une diffusion de chaleur prématurée dans la partie amont du jet libre.

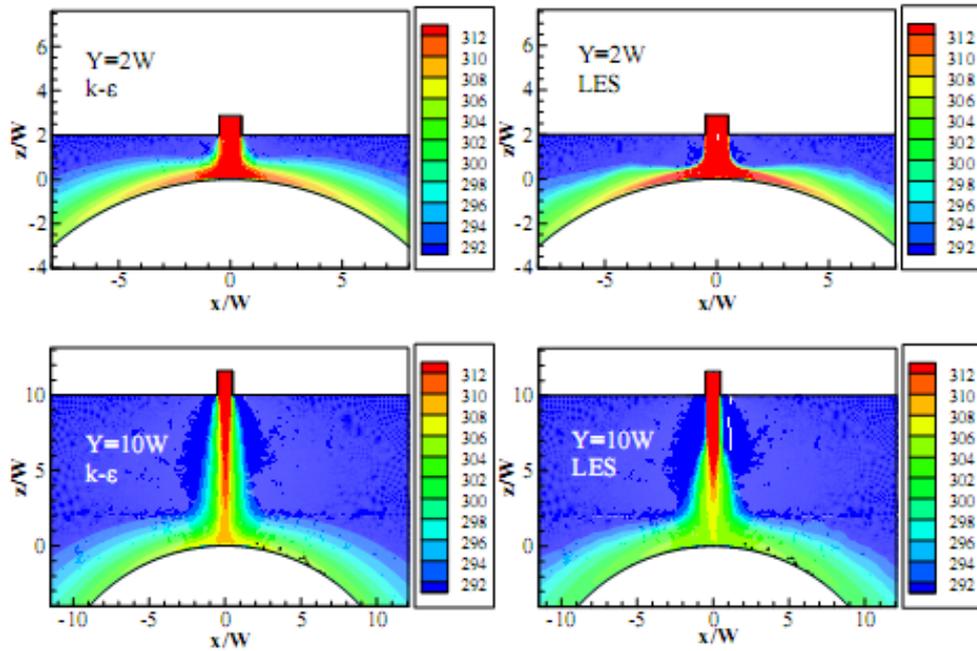


Figure IV-36 Champs de température

La figure IV-37 montre les variations numérique et expérimentale du nombre de Nusselt local moyen le long de la paroi courbée. Pour le cas $Y/W=10$, les résultats de la LES obtenus avec les deux maillages utilisés, sous-estiment les valeurs expérimentales dans la région de stagnation par environ 15%. L'allure globale est assez bien prédite et la différence entre les valeurs calculées et expérimentales diminue au fur et à mesure que l'écoulement avance vers l'aval. Les résultats obtenus avec le modèle $k-\epsilon$ sont illustrés aussi avec des valeurs surestimées sur tous le domaine. Le nombre de Nusselt n'est pas prédit de manière satisfaisante dans la région de stagnation, pour le jet-10W, malgré l'utilisation d'un maillage très raffiné. Cela peut être du à une sous-estimation de l'intensité de turbulence dans cette zone par la LES. Une telle affirmation ne peut malheureusement être confirmée vu l'indisponibilité de valeurs mesurées des contraintes de Reynolds pour comparer avec les résultats numériques du présent travail. Il est à rappeler quand même que l'erreur relative des résultats expérimentaux rapportée par Chan et al. (2002) est de l'ordre de 11%. Pour $Y/W=2$, les distributions du Nusselt obtenus avec la géométrie complète et la moitié de la géométrie sont exposées. Près du point d'impact, l'accord entre les valeurs numériques obtenues avec la LES et expérimentales est satisfaisant. Le fait que le premier pic soit légèrement décalé de l'axe est bien capturé par le modèle LES. Comme il a déjà été rapporté dans la littérature précédemment, Craft et al. (1993), le modèle $k-\epsilon$ donne une surestimation considérable du nombre de Nusselt au point de stagnation. Le second pic est capté par la LES mais pas par le

modèle. Cependant un écart existe entre le calcul et les données expérimentales dans cette région. La décroissance monotonique du Nusselt obtenue par le modèle $k-\varepsilon$ s'explique par la turbulence fictive prédite par ce modèle dans la couche limite près de la paroi dans la région du point de stagnation. Les valeurs du Nu issues du calcul avec la moitié de la géométrie sont proches de celles de la géométrie complète sauf près du point d'impact où les résultats avec la géométrie complète sont meilleurs.

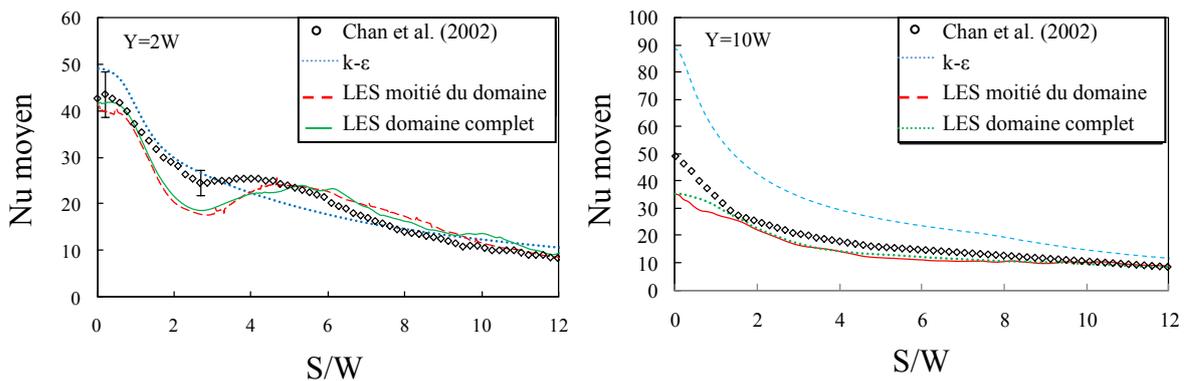


Figure IV-37 Nombre de Nusselt local moyen

Le second pic prédit par la LES dans le cas du jet-2W est du à la fusion et à la décomposition des vortex initialement organisés provenant de la couche de cisaillement externe et de la couche limite interne sur la paroi. La figure IV-38 présente quelques caractéristiques de la dynamique instantanée de l'écoulement. Une couche limite très mince caractérisée par une vorticité élevée commence à se développer le long de la paroi courbée à partir du point de stagnation. Il n'y a pratiquement pas d'épaississement de la couche limite initialement puisque juste en aval du point d'impact, la couche limite évolue dans un écoulement libre en accélération vu le gradient de pression favorable dans la région. Plus en aval, à $S > 2W$, le développement de la couche limite est fortement affecté par les structures cohérentes instationnaires produites de façon quasi-périodique dans la couche de cisaillement externe du jet pariétal, figure IV-38. Parallèlement à ces structures tournant dans le sens antihoraire dans la zone de mélange déviée par l'impact, et avançant vers l'aval, des perturbations sont observées dans la couche limite qui accompagnent ces structures, c'est-à-dire des zones de vorticité relativement élevée, qui se déplacent le long de la paroi et à peu près à la même vitesse que les vortex dans la couche externe. A environ $S=5W$, la position où l'écoulement potentiel disparaît, et la couche limite à la paroi et la couche de cisaillement externe se rencontrent, l'intensité des structures tourbillonnaires est suffisamment forte pour causer un décollement de la couche limite de la paroi suivi par un rattachement. Des bulles de séparation sont ainsi observées, voir image agrandie dans la figure IV-38. A notre avis, le

transfert de chaleur dégradé au niveau de cette zone de recirculation instationnaire correspond à la région du minimum du Nusselt. Juste en aval du point de rattachement, le flux de chaleur est de nouveau intensifié par la transition vers la turbulence.

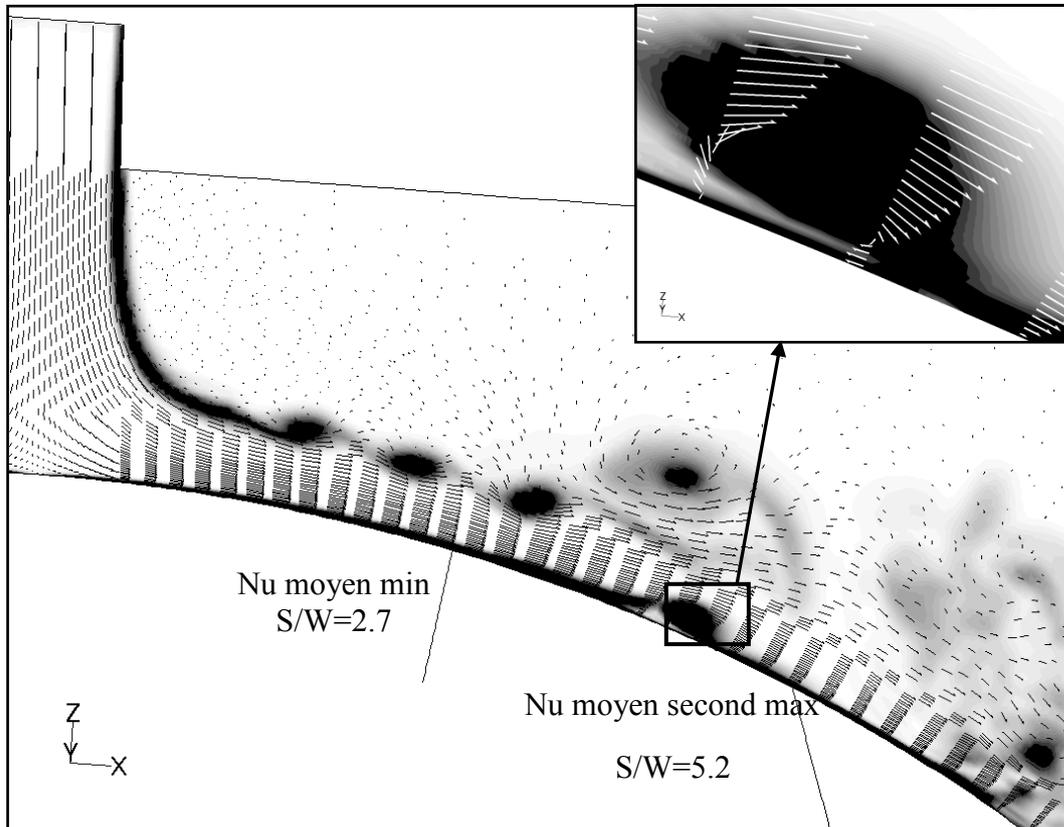


Figure IV-38 Contours de vorticité et vecteurs de vitesse instantanés

Conclusions et perspectives

La présente étude est une simulation numérique d'un jet plan turbulent impactant une paroi à l'aide du code de calcul Fluent, en utilisant trois modèles de turbulence. Les effets de la courbure de la paroi et de la distance entre la sortie du jet de la fente et le point d'impact ont été mis en évidence. Le développement des structures tourbillonnaires et leur influence sur les comportements dynamiques et thermiques dans l'écoulement ont été explorés. Ce travail est divisé en trois parties.

La première partie a comparé la performance de trois modèles de turbulence dans la simulation des jets impactants. Les résultats obtenus avec le modèle k- ϵ sont limités à deux paramètres caractérisant la turbulence. Le RSM permet une exploration plus détaillée des résultats puisqu'il donne les différentes contraintes de Reynolds individuellement mais reste quand même une approche purement statistique figurant parmi les approches RANS comme le modèle k- ϵ . La LES qui simule les grandes échelles de turbulence et modélise les petites structures a permis d'obtenir des résultats sur le champ moyen en bon accord avec les données expérimentales, tout comme les deux autres modèles. En plus, l'avantage de la LES par rapport aux deux autres modèles est sa capacité de capter l'évolution temporelle des grosses structures tourbillonnaires dans l'écoulement. Elle s'est avérée un outil formidable pour une compréhension plus approfondie des phénomènes caractéristiques dynamiques et thermiques.

La deuxième partie du travail a été une analyse rigoureuse de la phénoménologie caractérisant le jet libre, la région de stagnation et le jet pariétal par la méthode LES. Le comportement de l'écoulement isotherme dans les différentes parties du domaine en général et dans le cône potentiel avant l'impact en particulier a été analysé. La comparaison de l'évolution d'un jet impactant une paroi courbée et celle sur une plaque plane a mis en évidence l'effet de la courbure de la paroi sur la dynamique du jet pariétal. Il a été trouvé que la turbulence dans la partie externe du jet pariétal est déstabilisée et donc plus intensifiée dans le cas de la paroi courbée par rapport à la plaque plane. Les résultats indiquent clairement que les structures des vortex dans la région d'impact et dans le jet pariétal ont une forte influence sur les coefficients de frottement et de pression sur la surface solide.

La troisième partie, fruit d'un travail de collaboration avec le Department of Mechanical Engineering, Petroleum Institute, Abu Dhabi, a été une étude d'un jet impactant un demi-

cylindre avec transfert de chaleur. Des résultats intéressants ont été obtenus sur les comportements dynamique et thermique du jet impactant. Dans le cas où la surface d'impact se situe dans la zone du cône potentiel, cas du jet-2W, la variation du nombre de Nusselt le long de la paroi courbée est caractérisée par un premier pic dans la région de stagnation et un pic secondaire un peu plus en aval. Ces pics se sont avérés fortement dépendants des structures tourbillonnaires instationnaires impactant et longeant la surface du demi-cylindre. Les résultats originaux de cette étude ont fait l'objet d'une publication dans une revue de renommée internationale (Journal of Heat and Mass Transfer, Ed. Springer).

En perspective, ce travail peut être continué sur les fronts suivants:

- Une étude d'une rangée ou une matrice de jets et en particulier l'interaction entre les jets et le comportement thermique.
- Une prise en compte des forces de flottabilité dans le cas de différences de températures élevées entre le jet et la paroi d'impact.
- Une considération de configurations plus complexes pour s'approcher plus des cas réels industriels.
- Des études montrant les effets de différents paramètres tels que la géométrie de la fente du jet, l'inclinaison du jet, la rugosité de la surface d'impact.
- Une étude expérimentale au niveau de notre département d'un jet impactant.

Références

- Ashfort-Frost, S., Jambunathan, K. et Whitney, C. F. 1997. Velocity and turbulence characteristics of a semiconfined orthogonally impinging slot jet. *Expl Thermal Fluid Sci.* **14**, 60-67.
- Baughn, J. W. et Shimizu, S. 1989. Heat transfer measurement from a surface with uniform heat flux and an impinging jet. *ASME J. Heat Transfer* **111**, 1096-1098.
- Beaubert, F. et Viazzo, S. 2003. Large Eddy simulations of a plane turbulent impinging jet at moderate Reynolds numbers. *Int. J. Heat Fluid Flow* **24**, 512-519.
- Behnia, M., Parneix, S., Shabany, Y. et Durbin, P.A. 1999. Numerical study of turbulent heat transfer in confined and unconfined impinging jets. *Int. J. Heat Fluid Flow* **20**, 1–9.
- Chan, T. L., Leung, C. W., Jambunathan, K., Ashforth-Frost, S. Zhou, Y. et Liu, M. H. 2002. Heat Transfer Characteristics of a slot jet impinging on a semi-circular convex surface. *Int. J. Heat Mass Transfer* **45**, 993-1006.
- Chan, T. L., Zhou, Y., Liu, M. H. et Leung, C. W. 2003. Mean flow and turbulence measurements of the impingement wall jet on a semi-circular convex surface. *Exps Fluids* **34**, 140-149.
- Chung, Y. M et Luo, K. H. 2002. Unsteady heat transfer analysis of an impinging jet. *ASME J. Heat Transfer* **124**, 1039-1048.
- Cooper, D., Jackson, D. C., Launder, B. E. et Liao, G. X. 1993. Impinging jet studies for turbulence model assessment –I. Flow-field experiments. *Int. J. Heat Mass Transfer* **36**(10), 2675-2684.
- Cornaro, C., Fleischer, A.S. et Goldstein, R. J. 1999. Flow visualization of a round jet impinging on cylindrical surfaces. *Expl Thermal Fluid Sci.* **20**, 66–78.
- Cornaro, C., Fleischer, A. S., Rounds, M. et Goldstein, R. J. 2001. Jet impingement cooling of a convex semi-cylindrical surface. *Int. J. Thermal Sci.* **40**, 890–898.
- Craft, T. J., Graham, L. J. W. et Launder, B. E. 1993. Impinging jet studies for turbulence model assessment - II. An examination of the performance of four turbulence models. *Int. J. Heat Mass Transfer* **36**(10), 2685-2697.
- Cziesla, T., Biswas, G., Chattopadhyay, H., Mitra, N. K. 2001. Large eddy simulation of flow and heat transfer in an impinging slot jet. *Int. J. Heat Fluid Flow* **22**, 500-508.
- Daly, B.J. et Harlow, F.H., 1970. Transport equations in turbulence. *Physics of Fluids* **13**, pp. 2634–2649

- Deo, R. C., Mi, J., Nathan, G.J. 2007. The influence of nozzle aspect ratio on plane jets. *Exp. Therm. Fluid Sci.* **31**, 825-838.
- Downs, S.J. et James, E.H. 1987. Jet impingement heat transfer – a literature survey. *ASME Paper* no. 87-HT-35
- Fu, S., Launder B.E. et Leschziner, M.A., 1987. Modeling strongly swirling recirculating jet flow with Reynolds-stress transport closures. *Sixth Symposium on Turbulent Shear Flows, Toulouse, France.*
- Gao, L. 2003. Effect of jet hole arrays arrangement on impingement heat transfer. *Thèse de M. Sc., Department of Mechanical Engineering, Louisiana State University, USA.*
- Gau, C. et Chung, C.M. 1991. Surface curvature effect on slot air-jet impingement cooling flow and heat transfer process. *ASME J. Heat Transfer* **113**, 858-864.
- Germano, M., Piomelli, U., Moin, P. et Cabot, W.H. 1991. A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model. *Physics of Fluids*, **3**, 1760–1765.
- Gibson, M.M. et Launder, B.E., 1978. Ground Effects on pressure fluctuations in the atmospheric boundary layer. *J. Fluid Mech.* **86**, 491–511.
- Gillis, J.C. et Johnston, J.P. 1983. Turbulent boundary-layer flow and structure on a convex wall and its redevelopment on a flat wall, *J. Fluid Mech.* **135**, 123–153.
- Hadziabdic, M. et Hanjalic K. 2008. Vortical structures and heat transfer in a round impinging jet. *J. Fluid Mech.* **596**, 221-260.
- Hattori, H. et Nagano, Y. 2004. Direct numerical simulation of turbulent heat transfer in plane impinging jet. *Int. J. Heat Fluid Flow* **25**(5), 749-758.
- Hoffmann, G., Benocci, C., 1994. Numerical simulation of spatially-developing planar jets. *In: 74th Fluid Dynamics Symposium on Application of Direct and Large Eddy Simulation of Transition and Turbulence* **26**. Chania, Crete, Greece, 1-6.
- Hunt, J. C. R., Wray, A. A. et Moin, P. 1988. Eddies, stream, and convergence zones in turbulent flows. *Center for Turbulence Research Rep. CTR-S88.*
- Jambunathan, K., Lai, E., Moss, M.A. et Button, B.L. 1992. A review of heat transfer data for single circular jet impingement. *Int. J. Heat Fluid Flow* **13**, 106-115.
- Koseoglu, M. F. et Baskaya, S. 2010. The role of jet inlet geometry in impinging jet heat transfer, modeling and experiments. *Int. J. Thermal Sci.* **49**, 1417-1426.
- Kraichnan, R. 1970. Diffusion by a random velocity field. *Physics of Fluids* **11**, 21-31
- Launder, B.E., 1989. Second-moment closure and its use in modeling turbulent industrial flows. *Int. J. for Numerical Methods in Fluids* **9**, 963–985.

- Launder, B.E., Reece, G.J. et Rodi, W., 1975. Progress in the development of a Reynolds-stress turbulence closure. *J. Fluid Mech.* **68**, 537–566.
- Launder, B. E. et Spalding, D. B., (1974), The numerical computation of turbulent flows, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering* **3**(2), 269–289.
- Le Ribault, C., Sarkar, S. et Stanley, S. A. 2001. Large eddy simulation of evolution of a passive scalar in plane jet. *AIAA J.* **39**(8), 1509-1516
- Lee, D. H., Chung, Y. S. et Kim, D. S. 1997. Turbulent flow and heat transfer measurements on a curved surface with a fully developed round impinging jet. *Int. J. Heat Fluid Flow* **18**, 160–169.
- Leonard, B.P., 1991. The ultimate conservative difference scheme applied to unsteady one-dimensional advection. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, **88**(1), 17–74.
- Lilly, D.K., 1992. A proposed modification of the Germano subgrid-scale closure model. *Physics of Fluids* **4**, 633–635.
- Lim, K., B., Lee, C. H., Sung, N. W. et Lee, S. H. 2007. An experimental study on the characteristics of heat transfer on the turbulent round impingement jet according to the inclined angle of convex surface using the liquid crystal transient method. *Expl Thermal Fluid Sci.* **31**, 711-719.
- Liu, M. H., Chan, T. L. Zhou, Y. et Leung, C. W. 2000. A turbulent slot jet impinging on a semi-cylindrical convex surface. *Proceedings of the 5th Int. Symposium heat transfer* **5**, 655-660.
- Marty, P. 2001. Le refroidissement par jets fluides: bilan des recherches et applications récentes. *Rev. Energ. Ren: Journée de thermique*, 193-200.
- Maurel, S. et Sollicec, C. 2001. A turbulent plane jet impinging nearby and far from a flat plate. *Exp. Fluids* **31**, 687-696.
- Meola, C., Luca, L. et Carlomagno, G.M. 1996. Influence of shear layer dynamics on impingement heat transfer. *Exp. Therm. Fluid Sci.* **13**, 29–37.
- Narayanan, V., Seyed-Yagoobi, J. et Page, R. H. 2004. An experimental study of fluid mechanics and heat transfer in an impinging slot jet flow. *Int. J. Heat Mass Transfer* **47**, 1827-1845.
- Nemouchi, Z. (1988). The Computation of turbulent thin shear flows associated with flow around multi-element aerofoils. *Thèse de Ph.D, Mech. Eng. Dept., UMIST, U.K.*
- Neuendorf, R. et Wygnanski, I. 1999. On a turbulent wall jet flowing over a circular cylinder. *J. Fluid Mech.* **381**, 1-25.

- Olsson, E. E. M., Ahrné, L. M. et Tragardh, A. C. 2004. Heat transfer from a slot air jet impinging on a circular cylinder. *J. Food Engin.* **63**, 393-401.
- Popiel, C. O. et Trass, O. 1991. Visualization of a free and impinging round jet. *Expl Thermal Fluid Sci.* **4**, 253–264.
- Reulet, P., Phibel, R. et Grenard, P. 2006. Comparaison calculs/expériences sur le refroidissement par impact de jets subsoniques. *Journée SFT*, 9 mars. Paris 16.
- Sagaut, P., 2005. Large-eddy simulation for incompressible flows (3rd ed.), Springer, New York.
- Sakakibara, J., Hishida, K. et Maeda, M. 1997. Vortex structure and heat transfer in the stagnation region of an impinging plane jet (simultaneous measurements of velocity and temperature fields by digital particle image velocimetry and laser-induced fluorescence). *Int. J. Heat Mass Transf.* **40** (13), 3163-3176.
- Singh, S.K. et Paul Singh, R. 2008. Air impingement cooling of cylindrical objects using slot jets. *Book Chapter, Food Engineering Series, Food Engineering: Integrated Approaches, Springer New York*, 89-104.
- Smagorinsky, J., 1963. General circulation experiments with the primitive equations I. the basic experiment. *Monthly Weather Review* **91**, 99–164.
- Smirnov, R., Shi, S. et Celik, I. 2001. Random flow generation technique for large eddy simulations and particle-dynamics modeling. *J. Fluids Eng.* **123**, 359-371.
- Sreenivasan, K. R., Antonia, R. A., Chambers, A.J. 1984. On the variation of the turbulent Prandtl number in shear flows. *Int. Commun Heat Mass Transf* **11**, 497-501.
- Thibault, D., Fénot, M. Lalizel, G. et Dorignac, E. 2009. Experimental study of heat transfer from impinging jet with upstream and downstream crossflow. *Int. Symp. On Heat Transfer in Gas Turbine Systems, 9-14 Aout, Antalya, Turkey*.
- Trentacoste, N. et Sforza, P. 1967. Further experimental results for three-dimensional free jets. *AIAA J.* **6**(5), 885-890.
- Tsubokura, M., Kobayashi, A. T., Taniguchi, N. et Jones, W. P. 2003. A numerical study on the eddy structures of impinging jets excited at the inlet. *Int. J. Heat Fluid Flow* **24**, 500 – 511.
- Uddin, N., Olaf, S., Weigand, B. et Younis, B. A. 2009. Large-eddy simulations and heat-flux modeling in a turbulent impinging jet. *Numer. Heat Transfer, Part A* **55**, 906-930
- Versteeg, H. et Malalasekera, W. 2007. An Introduction to Computational Fluid Dynamics: The Finite Volume Method. *Second Edition. Pearson Education Limited. Edinburgh Gate. Harlow. Essex CM20 2JE. England*

- Viskanta, R. 1993. Heat transfer to impinging isothermal gas and flame jets. *Expl Thermal Fluid Sci.* **6**, 111-134.
- Voke, P.R., Gao, S., Leslie, D. 1995. Large-eddy simulation of plane impinging jets. *Int. J. Numer. Methods Eng.* **38**, 489-507
- Yokobori, S., Kasagi, N. et Hirata, M. 1977. Characteristic behaviour of turbulence in the stagnation region of a two-dimensional submerged jet impinging normally on a flat plate. *Proceedings of Symposium on Turbulent Shear Flows, Pennsylvania, USA*, 17-25
- YU, M., Chen, L., Jin, H. et Fan, J. 2004. Large eddy simulation of coherent structure of impinging jet. *J. Thermal Sci.* **14**(2), 150-155.
- Zhou, J., Adrian, R.J., Balachandar, S. Et Kendall, T.M. (1999), Mechanisms for generating coherent packets of hairpin vortices in channel flow. *J. Fluid Mech.* **387**, 353-396.
- Zuckerman, N. et Lior, N. 2007. Radial Slot Jet Impingement Flow and Heat Transfer on a Cylindrical Target. *AIAA J. Thermophysics & Heat Transfer* **21**(3), 548-561.