

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

**UNIVERSITE CONSTANTINE 1
FACULTE DES SCIENCES DE LA TECHNOLOGIE
DEPARTEMENT DE GENIE MECANIQUE**

N° Ordre : 01/ Mag /2014
Série: 01 /GM /2014

MÉMOIRE

Présenté pour obtenir le diplôme de

MAGISTER

En Génie Mécanique

**ETUDE PAR LA PROGRAMMATION D'UN JET ROND
TURBULENT IMPACTANT UNE PLAQUE PLANE
CIRCULAIRE**

Option : **Energétique**

Par :

DERDOURI AMINA

Date de Soutenance : 04/03/2014

Devant le jury:

Président	K. TALBI	Professeur	Université Constantine 1
Rapporteur	Z. NEMOUCHI	Professeur	Université Constantine 1
Examineurs	M. KADJA	Professeur	Université Constantine 1
	R. BESSAIH	Professeur	Université Constantine 1

Année 2013-2014

Remerciements

Je remercie Dieu de m'avoir donné la force et le courage pour accomplir ce travail et d'avoir guidé mes pas vers la science.

Que le Professeur Monsieur NEMOUCHI ZOUBIR trouve ma profonde reconnaissance et gratitude d'avoir proposé et accepté de diriger ce travail de Magister. Je tiens à le remercier vivement de ses conseils, de son soutien, de sa patience et ses encouragements pour mener ce travail à bien.

Mes vifs remerciements s'adressent à Monsieur TALBI Kamel, Professeur à l'université Constantine 1, d'avoir accepté la présidence du jury

Mes remerciements s'adressent également aux membres de jury pour l'honneur qu'ils m'ont fait d'accepter de participer au jury:

*Monsieur KADJA Mahfoud, Professeur à l'université Constantine 1,
Monsieur BESSAIH Rachid, Professeur à l'université Constantine 1.*

*Je remercie vivement Monsieur GACI Farid pour son aide et encouragements.
Je remercie toutes les personnes qui de près ou de loin m'ont aidé par leur présence et leurs soutiens dans ce travail.*

J'adresse, également, mes remerciements à mes enseignants du département de génie mécanique.

A tous Merci.....

Résumé

Le travail entrepris dans le cadre de ce projet de magister, est une étude numérique par la programmation en Fortran, d'un jet turbulent axisymétrique en moyenne et stationnaire en moyenne, impactant perpendiculairement une plaque plane circulaire avec transfert de chaleur. Cette configuration permet le refroidissement ou le chauffage localement et de manière efficace d'une zone bien déterminée d'une surface.

Le système d'équations régissant le phénomène en question est résolu en utilisant un programme de calcul basé sur la méthode des volumes finis. Les effets de turbulence ont été pris en compte en employant le modèle k-ε standard.

Il a été procédé à une caractérisation des différentes parties des jets impactants, notamment la zone du jet libre, la région de stagnation et la zone de jet pariétal. L'évolution des comportements dynamique et thermique a été mise en évidence à travers les champs de vitesse moyenne, de l'énergie cinétique turbulente, de la pression et de la température. Les effets du nombre de Reynolds et de la distance buse-paroi d'impact sur l'écoulement ont été explorés.

Mots-clés : jet turbulent axisymétrique impactant- la méthode des volumes finis- le modèle k-ε standard- étude numérique par la programmation en Fortran.

Abstract

The work undertaken as part of projet magister is a numerical by proگرامing in FORTRAN, a jet axisymmetric turbulent and stationary impinging perpendicallly a circular flat plat with heat transfer. This configuration allows cooling or heating locally a surface.

The systeme of equations governing the phenomeon is solved using a computer program based on the finite volume method. The effect of turbulence were taken into account using the the stendard k-ε model.

It was conducted a characterization of different parts of impinging jets including a free jet region, a stagnation region and a wall region jet. A change in dynamic and thermal behavior has been demonstrated through the fields of average velocity, turbulent kinetic energy, pressure and temperature. The effects of Reynolds number and distance nozzle-wall impact on the flow have been explored.

Key words: turbulent axisymmetric impinging jet- the finite volume method- k-ε model standard-study programming in Fortran.

ملخص

قدم هذا العمل في إطار مشروع ماجستير محاكاة عددية عن طريق البرمجة في برنامج **FORTAN** لنفث مضطرب في المتوسط متناظر، ثابت في المتوسط، يصطدم عموديا على لوحة مسطحة دائرية مع انتشار للحرارة. هذا الشكل يسمح بتبريد و تسخين محلي بطريقة فعالة لمنطقة من سطح ما.

جملة المعادلات التي تمثل الظاهرة قد حلت باستخدام برنامج حاسب مؤسس عن طريقة الحجوم المتناهية، تأثير الاضطراب أخذ بعين الاعتبار باستخدام نموذج K-ε.

و قد تم ذلك بوصف الأجزاء المختلفة لنفث مصطدم. بما في ذلك منطقة النفث الحرة، منطقة الركود الحرة ومنطقة النفث الجداري. وقد تجلى تطور السلوك الديناميكي والحرارية من خلال حقول السرعة المتوسطة، الطاقة الحركية المضطربة، الضغط ودرجة الحرارة. وقد تم التحقيق تأثير عدد رينولدز وتأثير مسافة فوهة الجدار على التدفق.

Table des matières

Chapitre 1 : Introduction générale

1.1. Introduction.....	8
1.2. Configuration d'un jet impactant.....	9
1.3. Travaux précédents.....	10
1.4. Objectif du travail	15
1.5. Organisation du mémoire.....	15

Chapitre 2 : Equations mathématiques

2.1. Introduction.....	17
2.2. Hypothèses simplificatrices	17
2.3. Equations instantanées	17
2.4. Equations moyennes	18
2.5. Modèle k- ϵ	19
2.6. Conditions aux limites.....	21
2.7. Conclusion	22

Chapitre 3 : Méthodes numériques

3.1. Introduction.....	24
3.2 Maillage	24
3.3. Discrétisation de l'équation de transport	27
3.4. Schéma loi de puissance (PLDS).....	28
3.5. Algorithme simple	29
3.6. Algorithme Thomas	31
3.7. Conclusion	32

Chapitre 4 : Calcul Préliminaire

3.1. Introduction.....	34
4.1. Simulation d'une conduite par FLUENT	34
4.1.1. Choix de la géométrie	34
4.1.2. Choix du maillage	35
4.2.3. Conditions aux limites	35
4.3. Effet du maillage	38
4.4. La validation des résultats des champs dynamique et thermique	40

Chapitre 5 : Résultats et discussion

5.1. Introduction..... 45
5.2. Etude d’un jet impactant pour Re et H/D fixés..... 45
5.3. Effet du nombre de Reynolds 57
5.4. Effet de la distance buse-paroi d’impact 61

Conclusion générale..... 67

Bibliographie..... 69

A_m	Coefficient de discrétisation	[-]
C_1, C_2, C_D, C_μ	Constantes dans le modèle k- ϵ	[-]
k	Energie cinétique turbulente	[m ² /s ²]
x, r	Coordonnées du système cylindrique	[m]
\bar{V}_x	Composante de vitesse axiale	[m/s]
\bar{V}_r	Composante de vitesse radiale	[m/s]
V_x	Composante de vitesse moyenne suivant x	[m/s]
V_r	Composante de vitesse moyenne suivant r	[m/s]
u	Fluctuation de vitesse suivant x	[m/s]
v	Fluctuation de vitesse suivant r	[m/s]
\bar{P}	Pression instantanée	[Pa]
P	Pression moyenne	[Pa]
\bar{T}	Température instantanée	[K]
T	Température moyenne	[K]
t	Fluctuation de température	[K]
G	Terme de production de l'énergie cinétique turbulente	[kg/ms ³]
IT	Intensité de turbulence	[%]
H	Largeur	[m]
R	Longueur	[m]
L	Longueur de conduite	[m]
D	Diamètre de jet	[m]
q	Flux de chaleur	[W/m ²]
VC	Volume du contrôle	[m ³]
Y	Distance à partir de la paroi	[m]

Lettres grecques:

ϵ	Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente	[m ² /s ³]
μ	Viscosité dynamique	[kg/m.s]
μ_τ	Viscosité dynamique turbulente	[kg/m.s]
μ_{eff}	Viscosité dynamique effective	[kg/m.s]
ρ	Masse volumique	[kg/m ³]
$\mu_{\tau,\phi}$	Nombres de Prandtl turbulent associés à la variable Φ	[-]
δ_{ij}	Delta de Kronecker	[-]

Φ	Variable généralisée	[-]
Γ_Φ	Coefficient de diffusion associée à la variable Φ	[kg/m.s]

Indice inferieur :

i, j	Indices de position
E	Nœud voisin de point P côté Est suivant x
e	Interface côté Est suivant x
W	Nœud voisin de point P côté Ouest suivant x
w	Interface côté Ouest suivant x
N	Nœud voisin de point P côté Nord suivant r
n	Interface côté Nord suivant r
S	Nœud voisin de point P côté Sud suivant r
s	Interface côté Sud suivant r
amb	Ambiant
max	Maximum
moy	Moyenne

Indice supérieur :

*	Indice d'estimation.
'	Indice de correction

Grandeur adimensionnelle :

Re	Nombre de Reynolds	$Re = \frac{\rho UD}{\mu}$
Nu	Nombre de Nusselt	$Nu = \frac{qD}{k(T_w - T_{ref})}$
Pe	Nombre de Peclet	$Pe = \frac{\rho UD}{\mu}$
Pr	Nombres de Prandtl	$Pr = \frac{\mu C_p}{k}$

Chapitre 1:

Introduction Générale

1.1. Introduction

Depuis plusieurs années, les chercheurs ont développé plusieurs approches qui permettent d'optimiser l'utilisation de l'énergie. Parmi ces approches, on trouve celle des jets impactants. Le choix de cette dernière est motivé par le fait d'assurer un meilleur transfert de chaleur et/ou de masse entre un fluide et une partie localisée d'une surface solide.

Les jets impactants sont utilisés dans plusieurs applications industrielles parmi lesquelles les processus de séchage, de refroidissement et de réchauffement. Par exemple, on peut citer :

- Découpe et refroidissement de nappes de verre en fusion.
- Evaporation de l'eau de la pâte à papier dans l'industrie papetière.
- Refroidissement de feuillets métalliques ou plastiques, [12].
- Refroidissement de moteurs thermiques, circuits hydrauliques, chambres de combustion, aubes de turbines et moteurs électriques de grande puissance destinés à une nouvelle génération de voitures électriques.
- Refroidissement de denrées alimentaires.
- Refroidissement de composants électroniques.



Figure.1.1. Refroidissement par jets d'eau [12].

1.2. Configuration d'un jet impactant

En général, le jet impactant sur une paroi plane peut se décomposer en trois régions essentielles :

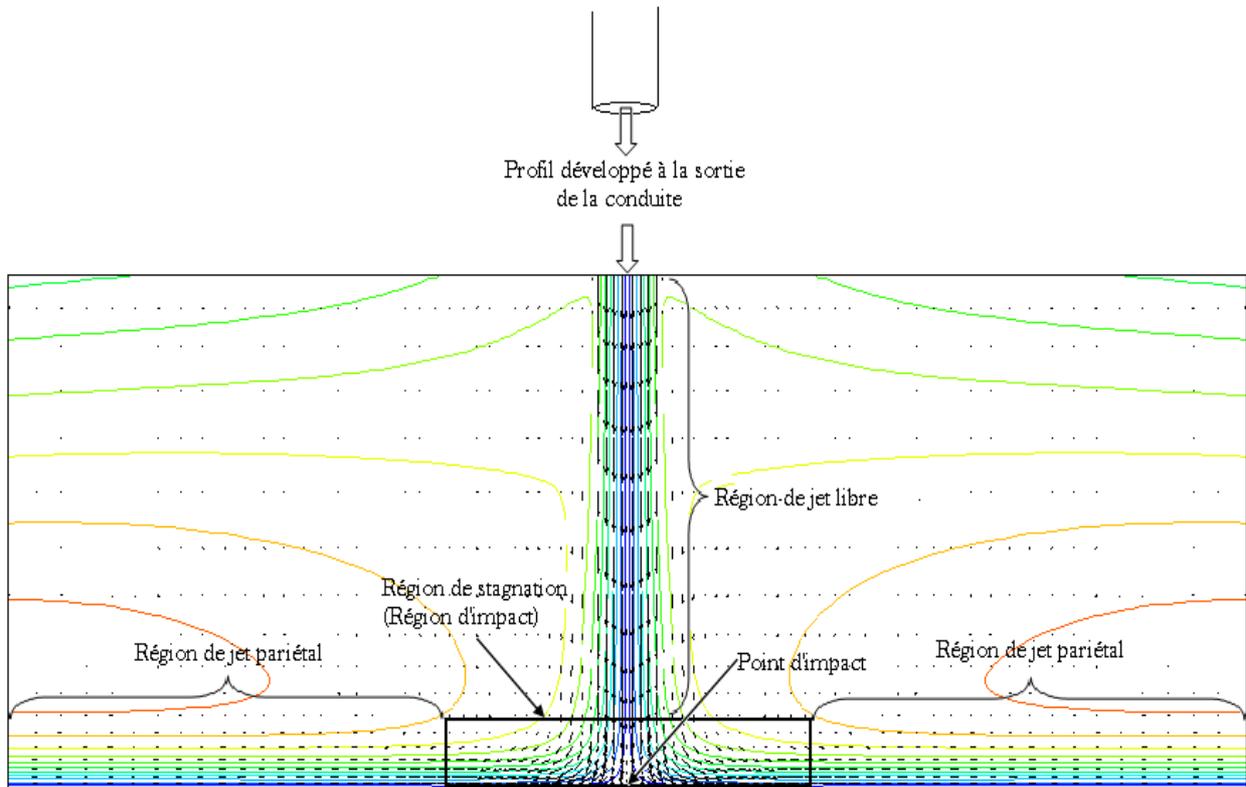


Figure.1.2. Structure d'un jet impactant sur une paroi plane.

- **Région de jet libre** : cette région est caractérisée par l'écoulement d'un jet rond turbulent, axisymétrique en moyenne. Il est peut atteindre une zone d'écoulement établi ZEF (*Zone of Established Flow*) cette dernière ne peut apparaître que lorsque la distance d'impact est suffisamment grande.
- **Région de stagnation (région d'impact)** : cette région est caractérisée principalement par une forte diminution de la composante de vitesse axiale à l'amont du point de stagnation, une élévation importante de la pression au point d'arrêt, et une forte augmentation de la composante de vitesse radiale en aval du point d'impact.
- **Région de jet pariétal** : cette région est caractérisée par le développement et l'épaississement d'un jet pariétal, c'est à dire le long de la surface d'impact et dont la vitesse radiale maximale diminue.

1.3. Travaux précédents

A cause de leur vastes domaines d'application, de nombreux chercheurs se sont intéressés à étudier les écoulements de jet impactant sur une paroi. On va exposer quelques travaux précédents :

COOPER et al. (1993) [6] ont réalisé une étude expérimentale par anémomètre à fil chaud, d'un jet axisymétrique impactant sur une plaque plane. Ils ont étudié les effets de la hauteur du jet par rapport à la plaque, le nombre de Reynolds et le diamètre de jet. La configuration utilisée est la même que celle de **BAUGHN et SHIMIZU (1989) [2]** qui ont présenté des données sur le transfert de chaleur (nombre de Nusselt). Ils ont développé un écoulement dans une conduite en cuivre avec une longueur $L=2.1$ [m] et deux diamètres $D=26$ [mm] et $D=101.6$ [mm], et deux nombres de Reynolds $Re=23000$ et $Re=70000$. L'air sortant de cette conduite impactera une plaque plane. Tous les résultats expérimentaux sur la dynamique des jets impactants axisymétriques turbulents obtenus par **COOPER et al. [6]** et ceux concernant le transfert de chaleur obtenus par **BAUGHN et SHIMIZU [2]** ont été regroupés et publiés dans la base de données **ERCOFTAC [10]** dans un but de validation de programmes de calcul et d'évaluation de modèles de turbulence.

CRAFT et al (1993) [7] ont repris l'étude expérimentale de **COOPER et al [6]** et ont réalisé une simulation numérique de l'écoulement en question tout en adaptant une nouvelle version de TEAM. Cette approche numérique est basée sur la méthode des volumes finis. Ils ont traité quatre modèles de turbulence : un modèle k-epsilon à faible nombre de Reynolds, et trois modèles de contraintes de Reynolds. Les résultats obtenus montrent que le modèle k-epsilon et le modèle RSM standard ne donnent pas de bons résultats mais les deux autres modèles donnent des résultats meilleurs puisqu'ils donnent des résultats qui concordent avec ceux expérimentaux.

CANDELIER et al. (2007) [11] ont fait une étude expérimentale par LDV (*Laser Doppler Velocimetry*) d'un jet laminaire axisymétrique impactant sur une plaque horizontale chauffée maintenue à une température fixe. Ils ont étudié les effets de la distance buse - paroi, la différence de température fluide - plaque et le nombre de Reynolds sur le lieu du décollement de la couche limite. Ils ont trouvé d'après l'analyse des résultats concernant l'influence du nombre de Reynolds et la différence de température sur le lieu du décollement de la couche limite suit une loi empirique valable pour $H/D=1$

$X/D \propto Re^{0,56} \Delta T^{-0,47}$ avec X lieu du décollement de la couche limite.

ZIDOUNI et MATAOUI (2007) [20] ont fait une simulation numérique d'un jet rond impactant dans une cavité cylindrique, avec transfert de chaleur, pour un nombre de Reynolds variant de 20000 à 100000. La simulation a été effectuée avec le modèle de turbulence k- ϵ , en utilisant la méthode de volume finis. Les résultats obtenus montrent que pour le même nombre de Reynolds, il existe un transfert thermique important dans la surface frontale et que le nombre de Nusselt sur la paroi frontale présente deux pics le premier au point d'arrêt et le suivant à la sortie de jet pariétal.

TEJ et al. (2010) [19] ont fait une simulation numérique du comportement local du transfert de chaleur d'un fluide diphasique en écoulement lors du refroidissement d'un piston par un jet d'huile. Le piston soumis à un flux variable et une valeur initiale de température de 1050°C est refroidi par un jet d'huile de température 90°C. Ils ont conclu que les résultats obtenus décrivent l'évolution de la température à la surface tout en montrant que le jet d'huile a bien rempli son rôle de refroidissement.

DAIRAY et al. (2011) [8] ont étudié par simulation numérique direct (DNS) un jet axisymétrique confiné impactant sur une paroi plane par le code « Incompact3d ». L'objectif est de traiter les conditions de sortie. Ce travail présente trois cas ; le premier un écoulement bidimensionnel stationnaire avec un faible nombre de Reynolds $Re=50$, le deuxième un écoulement bidimensionnel instationnaire avec un nombre de Reynolds $Re=5300$ et le dernier un écoulement tridimensionnel stationnaire avec un nombre de Reynolds $Re=50$. Ils ont remarqué dans le premier cas, que le choix de la condition de sortie n'influe pas sur la dynamique de l'écoulement. Le deuxième cas est qu'après une augmentation du nombre de Reynolds, les auteurs ont souligné une difficulté de mise en œuvre d'une condition de sortie qui n'influe pas sur la dynamique globale de l'écoulement.

DEL FRATE et al. (2011) [9] ont fait une simulation numérique d'un jet impactant axisymétrique turbulent avec transfert de chaleur. La simulation est faite avec deux codes ANSYS CFX et NEPTUNE-CFD. Ils ont considéré un écoulement dans une conduite suffisamment longue ($L = 2.1$ m). L'air sortant de cette conduite impacte sur une plaque plane. Ils ont utilisé un nombre de Reynolds $Re = 2.3 \times 10^4$ et une distance $H/D = 2$ pour étudier le traitement près la paroi et le raffinement du maillage tout en utilisant plusieurs

modèles de turbulence. Les résultats obtenus ont été comparés avec ceux de **COOPER et al [6]** Ils ont conclu que le modèle de turbulence k-ε n'est pas le bon choix pour étudier le comportement près de la paroi.

L'anémométrie à fil chaud n'est pas une bonne technique pour un écoulement fortement turbulent. **COOPER et al [6]** ont indiqué que les mesures ne sont pas fiables dans certaines régions d'écoulement telles que la région proche du point de stagnation et la couche de cisaillement à la sortie de la conduite. Pour cela, **TUMMERS et al (2011) [14]** ont fait des mesures expérimentales détaillées d'un jet turbulent circulaire impactant sur une plaque plane dans la région de stagnation. Ils ont considéré un écoulement dans un tube de diamètre intérieur $D = 37$ mm et une longueur $76D$. La distance entre le jet et la surface d'impact est $H = 2D$ avec un nombre de Reynolds fixe $Re = 23000$ qui correspond à une vitesse moyenne d'entrée égale à 9.6 m/s. Ils ont utilisé l'anémométrie laser par effet doppler (LDA) pour mesurer la distribution de la vitesse et la contrainte de Reynolds près de la paroi avec une distance minimale de la paroi d'environ $40 \mu\text{m}$ et la vélocimétrie par image de particules (PIV) pour mesurer le champ d'écoulement dans un petit champ de vue d'environ $4 \times 5 \text{ mm}^2$. Les mesures près de la paroi indiquent que les inversions d'écoulement instantanées se produisent pour $y/D > 1,3$ dans une couche d'épaisseur environ $0,2$ mm au-dessus de la plaque d'impact. Le système PIV a montré que ces inversions d'écoulement sont liées à la formation de petits tourbillons secondaires.

ANWARALLAH et al (2012) [1] ont fait une étude expérimentale d'un jet d'air circulaire impactant sur des composants électroniques fixés sur une surface plate chauffée par une résistance. Pour étudier les caractéristiques du transfert de chaleur, ils ont mesuré la température de la surface d'impact et la distribution du flux de chaleur pour un nombre de Reynolds variant de 6000 jusqu'à 23000 et une distance H/D ayant une valeur entre 2 et 10 . Ils ont conclu que, pour différents nombres de Reynolds, la température de surface peut être appréciablement diminuée tout en réduisant le diamètre de jet. Ils ont trouvé, d'après l'analyse des effets du nombre de Reynolds et de la distance H/D sur le nombre Nu de stagnation, une corrélation dont la formule est : $Nu_{\text{Cor}} = 0.8(Re_d)^{0.5}(Pr)^{0.36}(H/d)^{-0.06}$

Une nouvelle stratégie de ventilation par un jet impactant est utilisée dans les locaux. **CHEN et al (2012) [4]** ont étudié le comportement du champ moyen d'un jet turbulent isotherme dans une chambre. La simulation est faite par le logiciel Fluent 13.0, en utilisant deux

modèles de turbulence RNG k- ϵ et SST k- ω . Les résultats obtenus sont divisés en deux parties. Une première partie est une validation des résultats avec un travail expérimental réalisé par la même équipe. Ils ont indiqué que les deux modèles de turbulence testés sont capables de capturer les caractéristiques principales de l'écoulement de manière satisfaisante selon les résultats expérimentaux et que le modèle RNG k- ϵ est un peu plus performant concernant la prédiction de la décroissance de la vitesse maximale du jet à l'approche de la planche alors que le modèle SST k- ω s'adapte mieux dans la région proche de la zone d'impact qui est essentielle pour la propagation du jet dans la chambre. La deuxième partie est une étude paramétrique effectuée avec le modèle SST k- ω pour mettre en évidence les effets de paramètres tels que la distance buse-paroi, la forme du jet, le débit d'air, le type de jet (confiné, semi-confiné). Ils ont trouvé que le paramètre le plus sensible est la forme du jet.

NASSEM UDDIN et al (2013) [15] ont fait une simulation numérique d'un jet froid impactant orthogonalement sur une plaque plane chauffée. La simulation est faite avec le code FASTEST et le modèle LES. Ils ont utilisé deux nombres de Reynolds $Re= 23000$ et $Re= 13000$ avec une distance $H=2D$. L'objectif de cette étude est de mieux comprendre les caractéristiques de l'écoulement comme le comportement thermique. Ils ont trouvés que l'accélération de l'écoulement dans la région de développement de la couche limite est liée au deuxième pic.

PANCET et al. (2013) [17] se sont intéressés à un écoulement d'un jet d'air impactant axisymétrique turbulent dans une cavité Rotor-Stator avec transfert de chaleur. Ce système est rencontré dans les alternateurs d'éoliennes de dernière génération. Ce travail a été réalisé expérimentalement par PIV (*Particle Image Velocimetry*) et comparé avec des résultats numériques obtenus avec le modèle RSM. Ils ont utilisé différents nombres de Reynolds caractéristiques du jet et de la rotation et ont localisé trois régions :

- Zone de recirculation avec un fort transfert de chaleur au point d'impact (Zone dominée par le jet).
- Zone périphérique avec un faible transfert de chaleur rotation (Zone domine par la rotation).
- Zone mixte entre les deux cas ou les effets de rotation et les transferts sont faible.

Les travaux passés en revue sont présentés dans le tableau 1.1 ci-dessous.

Auteurs	Type de jet	Méthode utilisée	Régime d'écoulement	Surface d'échange	Fluide utilisé
COOPER et al. (1993)	Axisymétrique	Expérimentale (anémométrie à fil chaud)	Turbulent Re= 23000, 70000	Paroi plane	air
CRAFT et al. (1993)	Axisymétrique	Numérique (méthode des volumes finis)	Turbulent Re= 23000, 70000	Paroi plane	air
CANDELIE R et al. (2007)	Axisymétrique	Expérimentale (LDV)	Laminaire Re= 400, 430, 450, 560, 680	Paroi plane	air
ZIDOUNI et al. (2007)	Axisymétrique	Numérique (méthode des volumes finis)	Turbulent Re varie de 20000 à 100000	Cavité cylindrique	Fluide Newtonien incompressible
TEJ et al. (2010)	Axisymétrique	Numérique (Code Fluent)	/	Paroi plane (piston)	Fluide diphasique
DAIRAY et al. (2011)	Axisymétrique	Numérique (DNS)	Laminaire Re= 50 et Turbulent Re= 5300 .	Paroi plane	Fluide incompressible
DEL FRATE et al. (2011)	Axisymétrique	Numérique (Codes ANSYS CFX 12.1, NEPTUNE CFD 1.0.8)	Turbulent Re= 2.3×10^4 .	Paroi plane	air
TUMMERS et al. (2011)	Axisymétrique	Expérimentale (LDV+PIV)	Turbulent Re= 2.3×10^4 .	Paroi plane	air
ANWARAL LAH et al. (2012)	Axisymétrique	Expérimentale	Turbulent varie de 6000 à 23000.	Cinq composants électroniques	air
CHEN et al. (2012)	Axisymétrique + Non axisymétrique	Expérimentale Numérique (Code Fluent)	Turbulent	Sol	air
NASSEM UDDIN et al. (2013)	Axisymétrique	Numérique par LES(Code FASTEST)	Turbulent Re= 1.3×10^4 et Re= 2.3×10^4	Paroi plane	air
PANCET et al. (2013)	Axisymétrique	Expérimentale (PIV)	Turbulent Re= 17200, 25800, 43000.	Rotor	air

Tableau.1.1 : Liste des travaux passés en revue.

1.4. Objectif du travail

L'objectif du présent travail est la simulation numérique par la programmation en Fortran d'un jet axisymétrique turbulent permanent d'un fluide impactant perpendiculairement une surface plane circulaire, avec transfert de chaleur.

Les effets du nombre de Reynolds et de la distance buse-paroi d'impact sur les comportements dynamiques et thermiques ont été étudiés.

1.5. Organisation du mémoire

Le reste du mémoire est composé de quatre chapitres :

Le chapitre 2 présente les équations mathématiques qui régissent l'écoulement du fluide ainsi que les équations du modèle de turbulence k- ϵ .

Le chapitre 3 expose différents détails de la méthode numérique adoptée pour résoudre ce problème.

Le chapitre 4 est consacré au calcul préliminaire tels que la simulation numérique par **Fluent**, l'effet du maillage et la validation.

Le chapitre 5 discute les résultats obtenus en particulier la distribution de vitesse, l'énergie cinétique turbulente et la température.

Le mémoire se termine par une conclusion et des perspectives.

Chapitre 2:

Equation mathématique

2.1. Introduction

Dans ce chapitre nous allons présenter, les équations mathématiques qui étudient le comportement des particules de fluides et les différents paramètres (la pression, la vitesse et la température). Ces équations sont obtenues à partir des lois physiques fondamentales ; telles que la conservation de la masse, la conservation de la quantité de mouvement et la conservation de l'énergie. Nous allons aussi présenter le modèle de turbulence à deux équations k-ε.

2.2. Hypothèses simplificatrices

Pour simplifier l'analyse du problème étudié on suppose :

1. Écoulement axisymétrique en moyenne.
2. Écoulement permanent en moyenne.
3. Écoulement turbulent.
4. Fluide incompressible $\rho = \text{cte}$.
5. Fluide Newtonien, viscosité indépendante du taux de déformation du fluide. En fait dans le présent travail, il est supposé que $\mu = \text{cte}$
6. Chaleur spécifique et conductivité thermique constantes.

2.3. Equations instantanées [5]

Les équations instantanées qui régissent un écoulement axisymétrique sont présentées ci-dessous.

1. Equation de continuité :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial r \bar{V}_r}{\partial r} + \frac{\partial \bar{V}_x}{\partial x} = 0 \quad (2-1)$$

2. Equation de la composante axiale de quantité de mouvement :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial r \rho \bar{V}_r \bar{V}_x}{\partial r} + \frac{\partial \rho \bar{V}_x \bar{V}_x}{\partial x} = -\frac{\partial \bar{P}}{\partial x} + \mu \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \bar{V}_x}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 \bar{V}_x}{\partial x^2} \right] \quad (2-2)$$

3. Equation de la composante radiale de quantité de mouvement :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial \rho r \bar{V}_r \bar{V}_r}{\partial r} + \frac{\partial \rho \bar{V}_r \bar{V}_x}{\partial x} = -\frac{\partial \bar{P}}{\partial r} + \mu \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \bar{V}_r}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 \bar{V}_x}{\partial x^2} - \frac{\bar{V}_r}{r^2} \right] \quad (2-3)$$

4. Equation de l'énergie :

$$\rho C_p \frac{\partial \bar{T} \bar{V}_x}{\partial x} + \frac{\rho C_p}{r} \frac{\partial r \bar{T} \bar{V}_r}{\partial r} = K \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \bar{T}}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial x^2} \right] \quad (2-4)$$

2.4. Equations moyennes

Les équations (2-1), (2-2), (2-3) et (2-4) permettent de résoudre le problème en régime laminaire. Alors que l'objectif de notre travail est de traiter un jet turbulent axisymétrique en moyenne. Pour cela on va présenter l'approche statistique de Reynolds qui décompose les variables en deux valeurs : une valeur moyenne dans le temps et une valeur fluctuante $\bar{\Phi} = \Phi(t) + \phi$.

Ainsi les équations sont décrites de la manière suivante :

1. Equation de continuité moyenne :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial r V_r}{\partial r} + \frac{\partial V_x}{\partial x} = 0 \quad (2-5)$$

2. Equation de la composante axiale moyenne de quantité de mouvement:

$$\begin{aligned} \frac{1}{r} \frac{\partial \rho r V_r V_x}{\partial r} + \frac{\partial \rho V_x V_x}{\partial x} = -\frac{\partial P}{\partial x} + \mu \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial V_x}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 V_x}{\partial x^2} \right] + \mu \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial V_r}{\partial x} \right) + \frac{\partial^2 V_x}{\partial x^2} \right] - \\ \frac{1}{r} \frac{\partial r \overline{u_r u_x}}{\partial r} - \frac{\partial \overline{\rho u_x^2}}{\partial x} \end{aligned} \quad (2-6)$$

3. Equation de la composante radiale moyenne de quantité de mouvement:

$$\begin{aligned} \frac{1}{r} \frac{\partial \rho r V_r V_r}{\partial r} + \frac{\partial \rho V_x V_r}{\partial x} = -\frac{\partial P}{\partial r} + \mu \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial V_r}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 V_r}{\partial x^2} - \frac{V_r}{r^2} \right] + \mu \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial V_r}{\partial x} \right) + \right. \\ \left. \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial V_x}{\partial r} \right) \right] - \frac{1}{r} \frac{\partial r \overline{u_r^2}}{\partial r} - \frac{\partial \overline{\rho u_r u_x}}{\partial x} \end{aligned} \quad (2-7)$$

4. Equation de l'énergie moyenne :

$$\rho C_p \frac{\partial T V_x}{\partial x} + \frac{\rho C_p}{r} \frac{\partial r T V_r}{\partial r} = K \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \right] - \frac{\rho C_p}{r} \frac{\partial r \overline{u_r t}}{\partial r} - \rho C_p \frac{\partial \overline{u_x t}}{\partial x} \quad (2-8)$$

Dans chaque équation moyennée, exceptée l'équation de continuité, apparaissent des termes de représentant des flux turbulents et qui pose un problème de fermeture des équations. Pour cela on cherche à déterminer un modèle de turbulence pour assurer la fermeture des équations. Parmi les modèles assurant la fermeture des équations on trouve le modèle k-ε.

2.5. Modèle k-ε [13]

Le modèle k-ε est un modèle de turbulence très populaire et très utilisé. C'est un modèle semi empirique à deux équations de transport : une pour l'énergie cinétique de turbulence k et l'autre pour le taux de dissipation de l'énergie ε. Il est basé sur l'hypothèse de Boussinesq. Il consiste à introduire dans les équations moyennées une viscosité turbulente telle que :

$$-\rho \overline{u_i u_j} = \mu_t \left[\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right] - \frac{2}{3} \delta_{ij} \rho k \quad \text{et} \quad \overline{\rho u_i t} = \frac{\mu_t}{\sigma_T} \frac{\partial T}{\partial x_i}$$

Cette viscosité turbulente est proportionnelle à une vitesse caractéristique $k^{1/2}$ multipliée par une longueur caractéristique $k^{3/2}/\varepsilon$ et sera définie par la relation suivante :

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}$$

Où : $C_\mu = 0.09$, k et ε sont obtenus à partir des équations suivantes :

Equation de l'énergie cinétique de turbulence k :

$$\frac{\partial \rho k V_x}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial r \rho k V_r}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\mu_{\text{eff}}}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{r \mu_{\text{eff}}}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial r} \right) + G - C_D \rho \varepsilon \quad (2-9)$$

Equation du taux de dissipation de l'énergie ε :

$$\frac{\partial \rho \varepsilon V_x}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial r \rho \varepsilon V_r}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\mu_{\text{eff}}}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{r \mu_{\text{eff}}}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} \right) + C_1 \frac{\varepsilon}{k} G - C_2 \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (2-10)$$

$$\text{Où : } G = \mu_t \left[\left(\frac{\partial V_x}{\partial r} + \frac{\partial V_r}{\partial x} \right) + 2 \left(\frac{\partial V_x}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial V_r}{\partial r} \right)^2 + 2 \left(\frac{V_r}{r} \right)^2 \right]$$

Les constantes du modèle seront résumées dans le tableau suivant

C_μ	C_D	C_1	C_2	σ_k	σ_ε
0.09	1.0	1.44	1.92	1.0	1.3

Tableau.2.1 Constantes du modèle de turbulence k-ε.

Ainsi le système des équations devient :

1. Equation de continuité :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial r V_r}{\partial r} + \frac{\partial V_x}{\partial x} = 0 \quad (2-11)$$

2. Equation de la composante axiale moyenne de quantité de mouvement:

$$\begin{aligned} \frac{1}{r} \frac{\partial \rho r V_r V_x}{\partial r} + \frac{\partial \rho V_x V_x}{\partial x} = - \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\mu_{\text{eff}} r \frac{\partial V_x}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_{\text{eff}} \frac{\partial V_x}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_{\text{eff}} \frac{\partial V_x}{\partial x} \right) + \\ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\mu_{\text{eff}} r \frac{\partial V_r}{\partial x} \right) \end{aligned} \quad (2-12)$$

3. Equation de la composante radiale moyenne de quantité de mouvement:

$$\begin{aligned} \frac{1}{r} \frac{\partial \rho r V_r V_r}{\partial r} + \frac{\partial \rho V_x V_r}{\partial x} = - \frac{\partial P}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\mu_{\text{eff}} r \frac{\partial V_r}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_{\text{eff}} \frac{\partial V_r}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\mu_{\text{eff}} r \frac{\partial V_r}{\partial r} \right) + \\ \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_{\text{eff}} \frac{\partial V_x}{\partial r} \right) - 2 \mu_{\text{eff}} \frac{V_r}{r^2} \end{aligned} \quad (2-13)$$

4. Equation de l'énergie:

$$\frac{\partial \rho T V_x}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho r T V_r}{\partial r} = \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_t}{\sigma_T} \right) \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_t}{\sigma_T} \right) \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right) \right] \quad (2-14)$$

$$\text{Où : } \sigma_T = 1 \text{ et } \mu_{\text{eff}} = \mu + \mu_t$$

2.6. Conditions aux limites

La figure 2-1 illustre les frontières du domaine étudié :

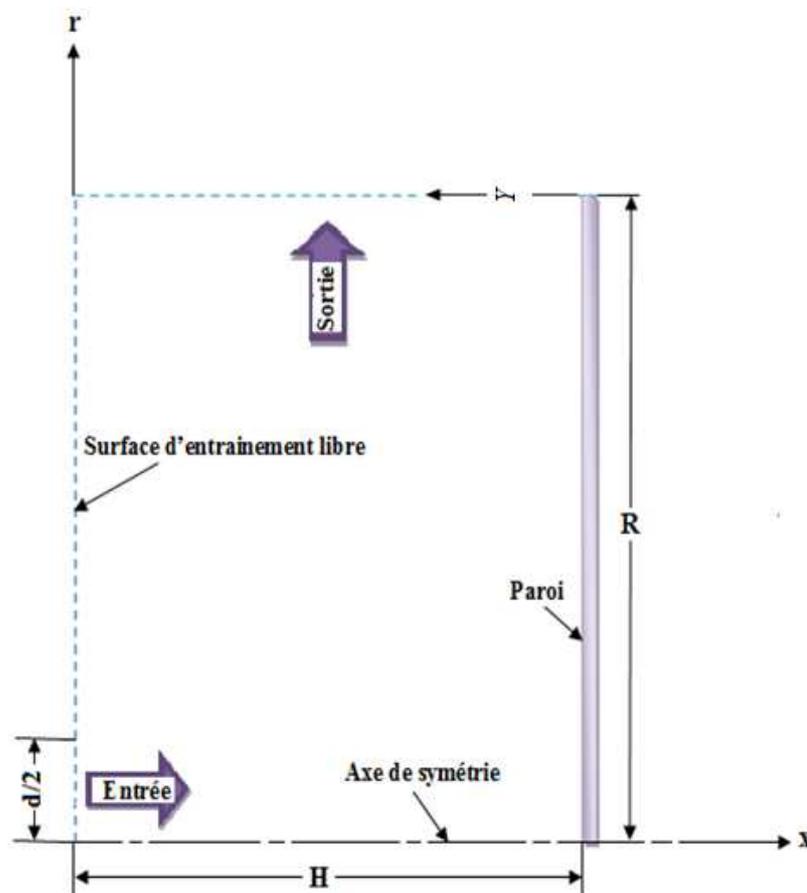


Figure.2.1. Les frontières du domaine d'étude

Entrée ($x=0$, $0 < r < d/2$) :

- $V_r = 0$ (la composante radiale de vitesse est nulle)
- Profils établis pour la composante axiale de vitesse V_x , k et ϵ , tirés d'une simulation à l'aide de Fluent, de l'écoulement dans une conduite.
- $T = T_{in} = 293 \text{ K}$

Surface d'entraînement libre ($x=0$, $d/2 < r < R$) :

- $k = 10^{-6} U_{in}^2$, (énergie cinétique turbulente pratiquement nulle)
- $\epsilon = C_\mu k^2 / \mu / 10$, (taux de dissipation pratiquement nul mais tel que la viscosité turbulente est un dixième de la viscosité laminaire)
- $T = T_{amb} = 293 \text{ K}$
-

Axe de symétrie (0 < x < H, r = 0) :

- La composante de vitesse radiale est nulle $V_r = 0$
- Les gradients des autres variables dépendantes sont nuls $\frac{\partial V_x}{\partial r} = \frac{\partial k}{\partial r} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} = \frac{\partial T}{\partial r} = 0$

Paroi (x = H, 0 < r < R) :

- $V_r = V_x = 0$ (condition de non glissement). A noter que le flux de quantité de mouvement à travers la paroi est obtenu à partir de la contrainte à la paroi calculée comme suit:

$$\text{Si } y^+ < 11.63, \quad \tau_p = -\mu \partial V / \partial x \text{ (dans la sous-couche laminaire)}$$

$$\text{Si } y^+ \geq 11.63, \quad \tau_p = \rho \kappa U_\tau U_p / \ln(E \rho y_p U_\tau / \mu) \text{ (dans la zone logarithmique)}$$

$$\text{Où } U_\tau = (\tau_p / \rho)^{1/2} \text{ est la vitesse de frottement}$$

- $\frac{\partial k}{\partial x} = 0$ (flux diffusif de k à travers la paroi nul)
- $\varepsilon_p = C_\mu^{3/4} k_p^{3/2} / (\kappa y_p)$ (calculé explicitement au centre de la cellule adjacente à la paroi)
- $q = 200 \text{ W/m}^2$ (flux de chaleur constant à travers la paroi)

Sortie (0 < x < H, r = R) :

- Tous les flux diffusifs, et donc les gradients, dans la direction radiale sont nuls

$$\frac{\partial V_r}{\partial r} = \frac{\partial V_x}{\partial r} = \frac{\partial k}{\partial r} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} = \frac{\partial T}{\partial r} = 0$$

2.7. Conclusion

Nous avons obtenu le système d'équations qui décrit le phénomène physique. Ces équations sont des équations aux dérivées partielles. Pour résoudre ce système il faut utiliser des méthodes numériques. La méthode des volumes finis, employée dans ce travail, sera considérée dans le chapitre suivant.

Chapitre 3:

Méthodes numériques

3.1. Introduction

Les équations aux dérivées partielles qui régissent le phénomène étudié ne peuvent pas être résolues analytiquement. Pour cela on va les résoudre numériquement par la méthode des volumes finis. Ce choix est motivé par le fait que la méthode des volumes finis est conservative. Elle est composée essentiellement des étapes suivantes:

- La division du domaine en petits volumes de contrôle.
- L'intégration des équations différentielles sur chacun de ces petits volumes.
- La discrétisation des termes intégréo-différentiels par le schéma numérique pour obtenir un système d'équations algébriques
- La résolution du système algébrique par des méthodes itératives.

3.2. Maillage

Le maillage généré est adapté au domaine d'étude physique. Il permet de donner les informations concernant l'écoulement en des points discrets (nœuds). Il est divisé en de petits volumes de contrôle bidimensionnels axisymétriques (Fig.3.1) de dimensions dx dans la direction axiale, dr dans la direction radiale et r ($r.d\theta$ avec $\theta = 1rd$) dans la direction tangentielle. Le volume est donc $r.dx.dr$.

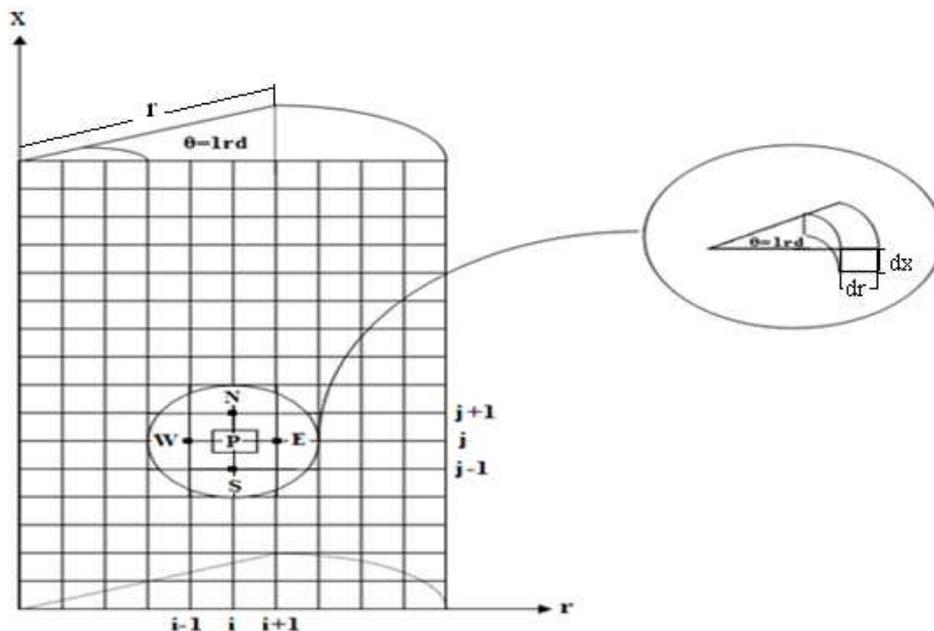


Figure.3.1 Maillage axisymétrique

Chacun de ces volumes de contrôle 2D a une section rectangulaire, limitée par quatre faces Est, Ouest, Nord et Sud notées e, w, n et s, de dimensions Δr dans la direction radiale et Δx dans la direction axiale, (Fig.3.2). Au centre de chaque volume sera défini un point P appelé nœud. Chaque nœud P(i,j) est associé à des nœuds voisins E(i+1,j), W(i-1,j), N(i,j+1) et S(i,j-1) dont les distances sont δr_e , δr_w , δx_n et δx_s .

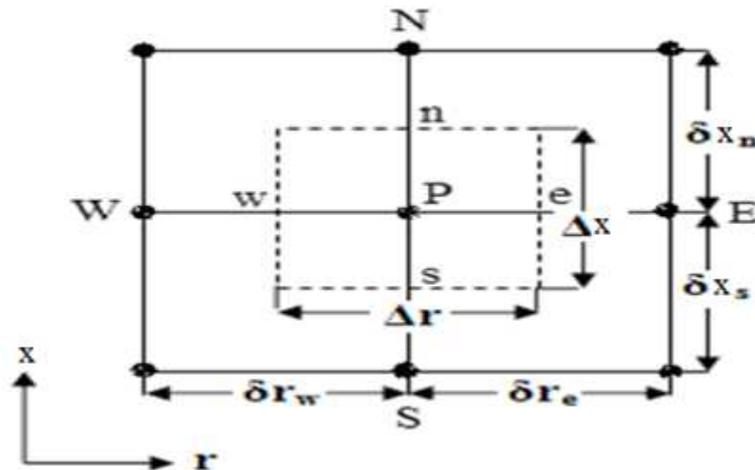


Figure.3. 2 Volume de contrôle.

Les quantités scalaires qui sont la pression P, la température T, l'énergie cinétique de turbulence k et le taux de dissipation ϵ sont stockées au nœud principal P. La composante de vitesse V_x est stockée au nœud e et donc son volume de contrôle est décalé à droite (Fig.3.3). La composante de vitesse V_r est stockée au nœud n. Son volume de contrôle est décalé vers le haut, (Fig.3.4)

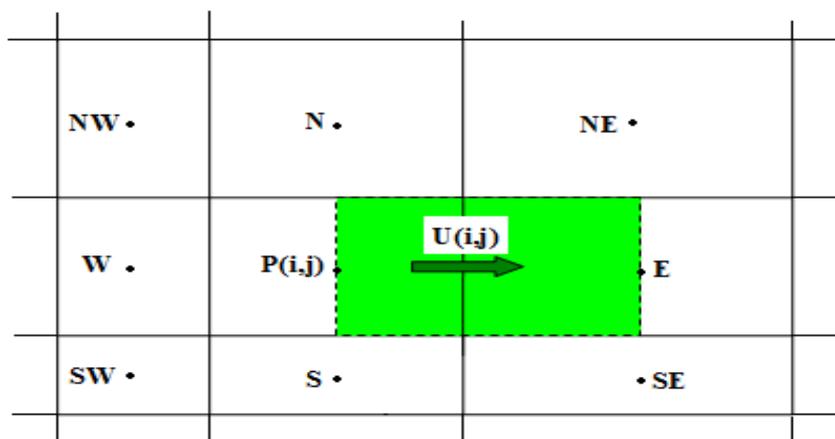


Figure.3. 3 Volume de contrôle décalé à droite pour la composante de vitesse V_x .

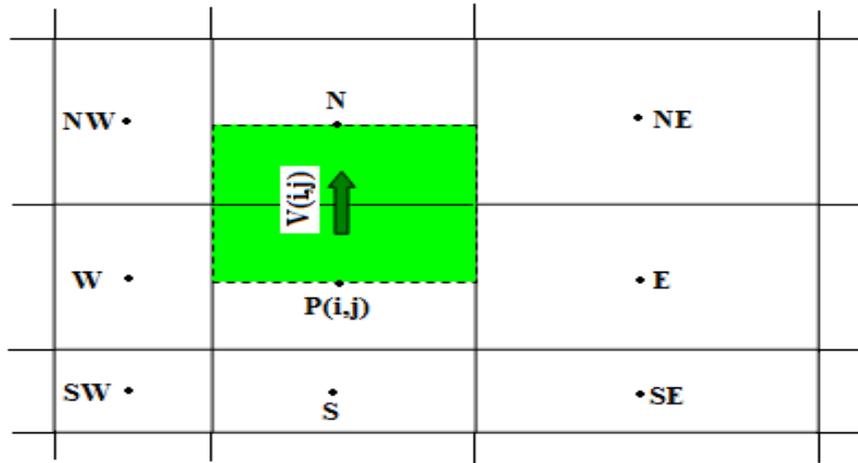


Figure.3. 4 Volume de contrôle décalé vers le haut pour la composante de vitesse V_r .

Le maillage généré est non uniforme, (Fig.3.5).

Dans la direction radiale, il est :

- relativement raffiné dans la région de cisaillement maximal située sur le prolongement de la paroi de la buse d'où sort le jet (distance minimale entre deux nœuds= $1,28 \cdot 10^{-03}$)
- un peu moins raffiné près de l'axe (distance entre deux nœuds= $1.62 \cdot 10^{-03}$)
- bien moins raffiné loin de l'axe (distance entre deux nœuds = $5,09 \cdot 10^{-03}$)

Dans la direction axiale, il est :

- assez raffiné juste en aval de la buse (distance entre deux nœuds = $2.10 \cdot 10^{-03}$),
- moins raffiné à mi-chemin entre la buse et la paroi d'impact (distance entre deux nœuds = $3,32 \cdot 10^{-03}$)
- bien raffiné près de la paroi d'impact (distance entre deux nœuds = $3,28 \cdot 10^{-04}$)

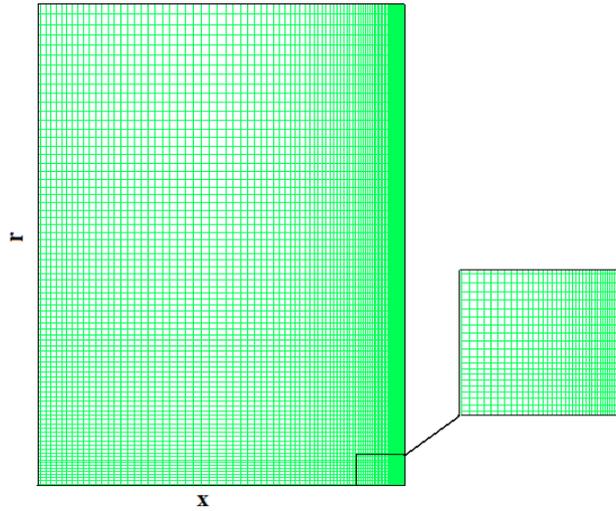


Figure.3. 5 Maillage utilisé.

3.3. Discrétisation de l'équation de transport

L'équation générale de transport d'une variable Φ dans un fluide en écoulement axisymétrique peut se mettre sous la forme :

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial x}(\rho U \Phi) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho V \Phi)}_{\text{terme convectif}} = \underbrace{\frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma_{\Phi} \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \Gamma_{\Phi} \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right)}_{\text{terme diffusif}} + \underbrace{S_{\Phi}}_{\text{terme source}} \quad (3-1)$$

En ce qui concerne notre problème, la variable dépendante Φ , le coefficient de diffusion Γ_{Φ} et le terme source S_{Φ} sont définis dans le tableau 3.1.

Equation	Φ	Γ_{Φ}	S_{Φ}
Continuité	1	0	0
Quantité de mouvement radiale	V_r	μ_{eff}	$-\frac{\partial P}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\mu_{eff} r \frac{\partial V_r}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_{eff} \frac{\partial V_x}{\partial r} \right) - 2\mu_{eff} \frac{V_r}{r^2}$
Quantité de mouvement axiale	V_x	μ_{eff}	$-\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_{eff} \frac{\partial V_x}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\mu_{eff} r \frac{\partial V_r}{\partial x} \right)$
Energie	T	$\frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_t}{\sigma_T}$	0
Energie cinétique turbulente	k	$\frac{\mu_{eff}}{\sigma_k}$	$G - C_D \rho \varepsilon$
Taux de dissipation ε	ε	$\frac{\mu_{eff}}{\sigma_{\varepsilon}}$	$C_1 \frac{\varepsilon}{k} G - C_2 \rho \frac{\varepsilon^2}{k}$

Tableau.3.1. Expressions de Φ , Γ_{Φ} et S_{Φ} dans les équations de transport.

L'intégration de chacun des termes de l'équation (3-1) sur un volume fini $r \Delta x \Delta r$ donne ce qui suit.

$$\int_s^n \int_w^e \frac{\partial}{\partial x} \rho U \Phi r \partial x \partial r + \int_s^n \int_w^e \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \rho V \Phi r \partial r \partial x = \int_s^n \int_w^e \frac{\partial}{\partial x} \Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial x} r \partial x \partial r + \int_w^e \int_s^n \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial r} r \partial r \partial x + \int_s^n \int_w^e S_\Phi r \partial x \partial r \quad (3-2)$$

L'équation générale de transport devient :

$$[(\rho U \Phi)_e - (\rho U \Phi)_w] r_p \Delta r + [(\rho r V \Phi)_n - (\rho r V \Phi)_s] \Delta x = \left[\left(\Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)_e - \left(\Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)_w \right] r_p \Delta r + \left[\left(r \Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right)_n - \left(r \Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right)_s \right] \Delta x + \overline{S_\Phi} r_p \Delta x \Delta r \quad (3-3)$$

Après l'intégration, le schéma numérique de discrétisation Loi de Puissance est utilisé dans ce travail pour obtenir un système d'équations algébriques :

$$A_p \Phi_p = A_E \Phi_E + A_W \Phi_W + A_N \Phi_N + A_S \Phi_S + \overline{S_\Phi} r_p \Delta x \Delta r \quad (3-4)$$

Les systèmes d'équations algébriques ainsi obtenus sont résolus pour donner des valeurs approchées des variables dépendantes en des points discrets qui sont en fait les nœuds.

3.4. Schéma loi de puissance (PLDS)

Pour un problème de convection-diffusion unidimensionnel, il existe une solution analytique exacte. Un schéma basé sur la solution exacte, dit schéma exponentiel, donne les mêmes résultats que la solution exacte pour les problèmes 1D, mais le calcul de la fonction exponentielle demande un temps d'exécution relativement important. Ainsi, ce schéma n'est pas très employé. Cependant, il existe un autre schéma qui donne une bonne approximation de la solution exacte dit Loi de Puissance ou PLDS (*Power Law Differencing Scheme*) qui a été développé par PATANKAR (1980) et qui s'écrit, [16] :

- $a_E = -Pe_e D_e$ si $Pe_e < -10$
 - $a_E = (1 + 0.1Pe_e)^5 - Pe_e D_e$ si $-10 \leq Pe_e < 0$
 - $a_E = (1 + 0.1Pe_e)^5 D_e$ si $0 \leq Pe_e < 10$
 - $\frac{a_E}{D_e} = 0$ si $Pe_e < 10$
- (3-5)

En remplaçant les valeurs de l'équation (3-5) dans l'équation (3-3) on obtient les coefficients qui sont résumés dans le tableau suivant:

a_E	$D_e \ 0, (1 + 0.1 Pe_e)^5\ + \ 0, -F_e\ $
a_W	$D_w \ 0, (1 + 0.1 Pe_w)^5\ + \ 0, -F_w\ $
a_N	$D_n \ 0, (1 + 0.1 Pe_n)^5\ + \ 0, -F_n\ $
a_S	$D_s \ 0, (1 + 0.1 Pe_s)^5\ + \ 0, -F_s\ $
a_P	$a_e + a_w + a_n + a_s$

Tableau.3.2. Coefficients schéma PLDS.

3.5. Algorithme SIMPLE [13]

Pour calculer un champ d'écoulement il faut que le nombre des inconnues soit égal au nombre d'équations. Dans notre problème, il existe six équations avec six variables : la vitesse axiale, la vitesse radiale, la pression, l'énergie cinétique de turbulence, le taux de dissipation et la température. Pour la pression, elle est calculée d'une équation tirée de l'équation de continuité combinée avec les équations de quantité de mouvement. En fait, le problème de couplage entre les champs de vitesse et de pression est traité par une méthode itérative dite algorithme SIMPLE (*Semi Implicit Method of Pressure Linked Equations*) qui a été développée 1972 par PATANKAR et SPALDING.

Le principe de celle-ci est le suivant :

- la discrétisation des équations de quantités de mouvement sur les deux grilles décalées donne :

$$\begin{aligned} a_e U_e &= \sum a_{nb} U_{nb} + (P_P - P_E) A_e + b_U \\ a_n V_n &= \sum a_{nb} V_{nb} + (P_P - P_N) A_n + b_V \end{aligned} \quad (3-6)$$

- un champ de pression P^* est deviné
- la résolution des équations de quantités de mouvement donne un champ de vitesses approchées :

$$\begin{aligned} a_e U_e^* &= \sum a_{nb} U_{nb}^* + (P_P^* - P_E^*) A_e + b_U \\ a_n V_n^* &= \sum a_{nb} V_{nb}^* + (P_P^* - P_N^*) A_n + b_V \end{aligned} \quad (3-7)$$

- des corrections de pression P' et de composantes de vitesse U', V' sont introduites telles que :

$$\begin{aligned} P &= P^* + P' \\ U &= U^* + U' \\ V &= V^* + V' \end{aligned} \quad (3-8)$$

- la soustraction des deux systèmes (3-6) et (3-7) membre à membre donne une relation entre les corrections de pression et de vitesse :

$$\begin{aligned} a_e U'_e &= \sum a_{nb} U'_{nb} + (P'_p - P'_E) A_e \\ a_n V'_n &= \sum a_{nb} V'_{nb} + (P'_p - P'_N) A_n \end{aligned} \quad (3-9)$$

- l'omission des termes $\sum a_{nb} U'_{nb}$ et $\sum a_{nb} V'_{nb}$ permet de simplifier ces relations :

$$\begin{aligned} U'_e &= d_e (P'_p - P'_E) \\ V'_n &= d_n (P'_p - P'_N) \end{aligned} \quad (3-10)$$

avec : $d_e = \frac{A_e}{a_e}$, $d_n = \frac{A_n}{a_n}$

- en remplaçant l'équation (3-10) dans l'équation (3-8), le système devient :

$$\begin{aligned} U_e &= U_e^* + d_e (P'_p - P'_E) \\ V_n &= V_n^* + d_n (P'_p - P'_N) \end{aligned} \quad (3-11)$$

- Les équations (3-11) seront remplacées dans l'équation de continuité intégrée on obtient l'équation algébrique de correction de pression :

$$A_p P'_p = A_E P'_E + A_W P'_W + A_N P'_N + A_S P'_S + b$$

Avec:

A_p	$\rho d_e r_p \Delta r + \rho d_w r_p \Delta r + \rho d_n r_n \Delta x + \rho d_s r_s \Delta x$
A_E	$\rho d_e r_p \Delta r$
A_W	$\rho d_w r_p \Delta r$
A_N	$\rho d_n r_n \Delta x$
A_S	$\rho d_s r_s \Delta x$
b	$\rho U_e^* r_p \Delta r - \rho U_w^* r_p \Delta r + \rho U_n^* r_n \Delta x - \rho U_s^* r_s \Delta x$

Tableau.3.3. Coefficient de l'équation générale de correction de la pression.

- la correction de la pression et du champ de vitesse.
- la résolution des autres équations (T, k et ε).
- Mise à jour du champ de pression et répétition du calcul jusqu'à la convergence.

3.6. Algorithme de THOMAS [3]

Après la discrétisation on obtient un système d'équations algébriques de la forme générale :

$$A_p \Phi_p = A_E \Phi_E + A_W \Phi_W + A_N \Phi_N + A_S \Phi_S + S_\Phi r_p \Delta x \Delta r \quad (3-12)$$

Ce système d'équations algébriques est résolu par l'algorithme de Thomas ou *TDMA (Tri Diagonal Matrix Algorithm)*, qui consiste à faire le balayage d'un système unidimensionnel ligne par ligne.

Pour transformer le système en un système unidimensionnel on choisit une direction de balayage par exemple N-S et on suppose que les termes d'autre direction E-W sont constante et sera ajouté au terme source. Et l'équation peut être écrite de la manière suivante :

$$A_p \Phi_p = A_N \Phi_N + A_S \Phi_S + S_0 \quad \text{avec : } S_0 = A_E \Phi_E + A_W \Phi_W + S_\Phi r_p \Delta x \Delta r \quad (3-13)$$

Pour généraliser on peut écrire l'équation (3-13) en notation indicielle:

$$d_j \Phi_j = a_j \Phi_{j+1} + b_j \Phi_{j-1} + c_j \quad (3-14)$$

Cette dernière est une matrice tri-diagonale avec d_j , a_j , b_j sont les coefficients de la matrice, Φ_j les inconnues, et les c_j sont le second membre.

Le principe de l'algorithme TDMA consiste à transformer la matrice tri-diagonale en une matrice bi-diagonale, ainsi on obtient l'équation suivante :

$$\Phi_{j-1} = \gamma_{j-1} \Phi_j + \beta_{j-1} \quad (3-15)$$

$$\text{avec : } \begin{cases} \gamma_1 = \frac{a_1}{d_1} \text{ et } \gamma_j = \frac{a_j}{d_j - b_j \gamma_{j-1}} \\ \beta_1 = \frac{c_1}{d_1} \text{ et } \beta_j = \frac{c_j - b_j \beta_{j-1}}{d_j - b_j \gamma_{j-1}} \end{cases} \quad (3-16)$$

Pour résoudre le système (3-15) on fait une marche arrière :

$$\begin{aligned} \Phi_n &= \beta_n \\ \Phi_j &= \beta_j - \gamma_j \Phi_{j+1} \quad \text{avec : } j = n-1, n-2, \dots, 2, 1. \end{aligned} \quad (3-17)$$

3.7. Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté brièvement la méthode des volumes finis et le schéma de discrétisation utilisé dans notre étude : schéma de la loi de puissance (PLDS).

Nous avons aussi présenté les algorithmes SIMPLE pour le traitement du couplage vitesse-pression et TDMA pour la résolution ligne par ligne des systèmes algébriques. Dans le chapitre suivant nous allons présenter le calcul préliminaire.

Chapitre 4:

Calcul préliminaire

4.1. Introduction

Dans ce chapitre, des résultats de calculs numériques préliminaires sont présentés. Ils peuvent être divisés en trois parties. Une première partie concerne une simulation de l'écoulement turbulent dans une conduite par le code Fluent. Cette simulation a permis d'obtenir des profils développés de la vitesse, de l'énergie cinétique turbulente et du taux de dissipation. Ces profils ont été imposés comme conditions d'entrée dans le domaine d'étude, c'est-à-dire juste à la sortie de la buse. Une deuxième partie concerne l'analyse de la sensibilité de la solution au maillage. Des résultats obtenus avec différents nombres de nœuds ont été confrontés. Enfin ce chapitre se termine par une validation en comparant la solution numérique avec des données expérimentales. Cela a permis d'accroître la confiance envers le programme adapté.

4.2. Simulation de l'écoulement dans une conduite droite par FLUENT

L'objectif de cette partie est de fournir les conditions appropriées à imposer juste à la sortie de la buse dans l'étude du jet impactant. Pour cela, l'écoulement turbulent stationnaire axisymétrique dans une conduite droite à section circulaire constante est simulé en utilisant le code commercial Fluent.

4.2.1. Choix de la géométrie

La conduite a un diamètre $D = 26$ [mm] égal au diamètre de la buse du jet impactant de la présente étude. Pour s'assurer que l'écoulement atteint un régime complètement développé à l'intérieur de la conduite, sa longueur est $L = 1200$ [mm]. Elle est bien supérieure à la valeur $L = 734,41$ [mm] déduite, pour un nombre de Reynolds $Re = 70000$ de la formule empirique de la longueur de développement suivante, [18] :

$$L/D = 4,4 Re^{1/6} \quad (4-1)$$

Il est à noter que Cooper et al. Dans leur étude expérimentale ont utilisé un tube en cuivre de longueur $L = 2.1$ [m] pour garantir un régime développé à la sortie de la buse.

4.2.2. Choix du maillage

Deux types de maillage ont été essayés : un maillage uniforme et un maillage non uniforme relativement raffiné au voisinage de la paroi. Le deuxième a été choisi car avec le premier maillage la solution n'atteint pas la convergence : le résidu de l'équation de continuité reste supérieur à 10^{-2} .

La définition de la géométrie et la génération du maillage ont été réalisées au moyen de Gambit 2.3.16.

4.2.3. Les conditions aux limites

La figure 4-1 illustre les frontières du domaine d'étude:



Figure.4.1. Frontières de la conduite.

A l'entrée nous avons considéré une vitesse et une intensité de turbulence constantes.

Les valeurs sont exprimées en fonction du nombre de Reynolds qui est donné par :

$$Re = \frac{U_{moy} * D * \rho}{\mu} \quad (4-2)$$

La vitesse moyenne est calculée de $U_{moy} = \frac{\mu * Re}{D * \rho}$ (4-3)

L'intensité de turbulence est calculée de, [18] : $IT = 0.16 * Re^{-1/8}$ (4-4)

Les valeurs sont regroupées dans le tableau 4.1.

Re	U_{moy} [m/s]	Intensité de turbulence	Diamètre [m]
70000	37.56	4.55%	0.026

Tableau.4.1. Conditions à l'entrée

Les conditions au niveau des autres frontières sont résumées dans le tableau (4.2) :

Axe de symétrie	Paroi	Sortie
<ul style="list-style-type: none"> • La composante de vitesse radiale est nulle $V_r = 0$ • Les gradients des autres variables dépendantes sont nuls $\frac{\partial V_x}{\partial r} = \frac{\partial k}{\partial r} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} = 0$ 	<ul style="list-style-type: none"> • Condition de non glissement (La loi de paroi STANDARD) 	<ul style="list-style-type: none"> • Tous les gradients, dans la direction axiale sont nuls $\frac{\partial V_x}{\partial x} = \frac{\partial k}{\partial x} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} = \frac{\partial V_r}{\partial x} = 0$

Tableau.4.2. Conditions aux limites

La simulation de l'écoulement a été faite par Fluent 6.3.26. Pour cela nous avons :

- choisi le modèle de turbulence k et Epsilon,
- traité le couplage pression-vitesse par l'algorithme SIMPLE,
- utilisé le schéma numérique UPWIND second ordre pour la vitesse, l'énergie cinétique turbulente et le taux de dissipation,

Nous avons comparé des profils de la vitesse axiale, l'énergie cinétique turbulente et la dissipation en différentes positions axiales de la conduite, Figure (4.2) :

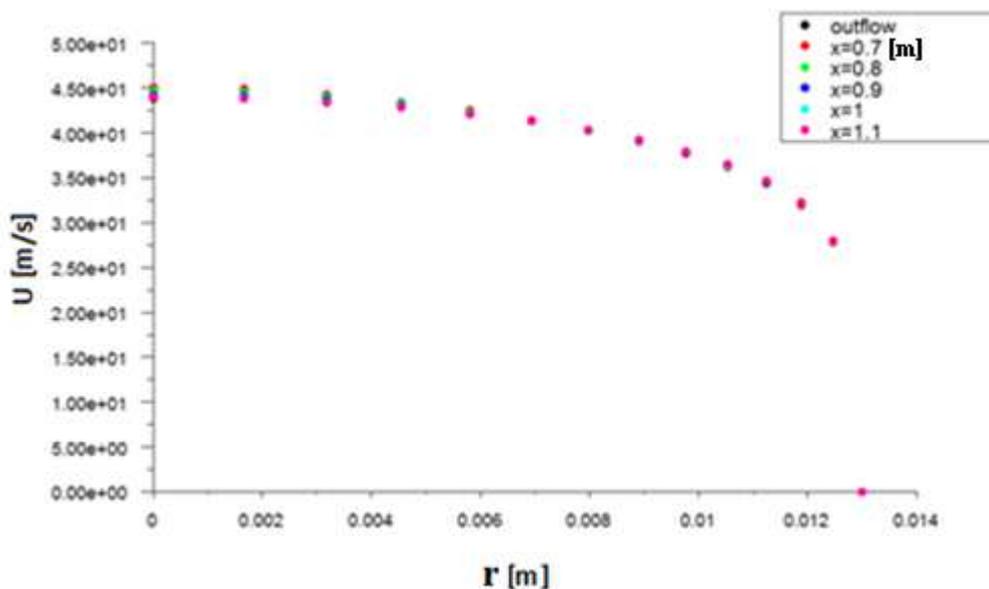


Figure.4.2. Profils de vitesse en différentes positions de conduite.

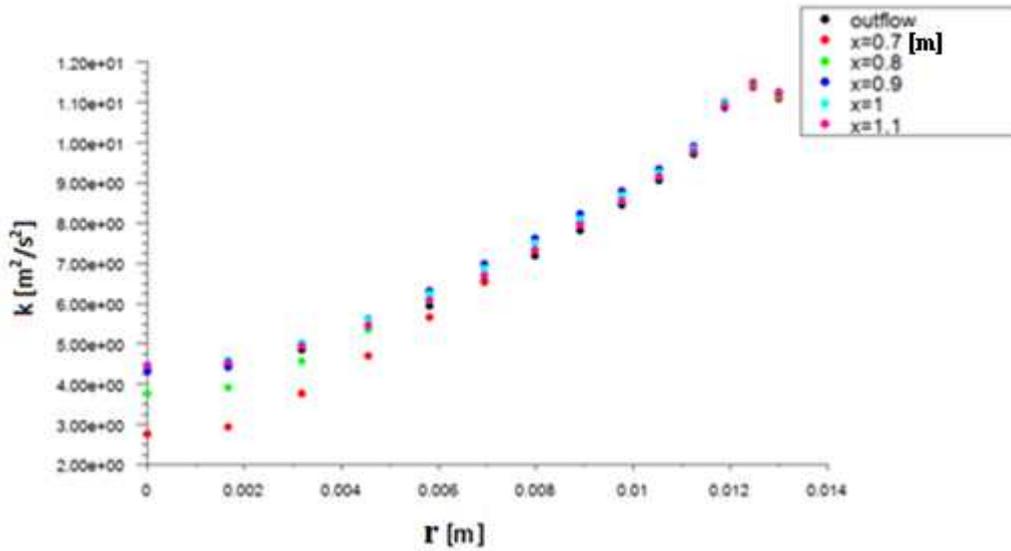


Figure.4.3. Profils de l'énergie cinétique turbulente en différentes positions de conduite.

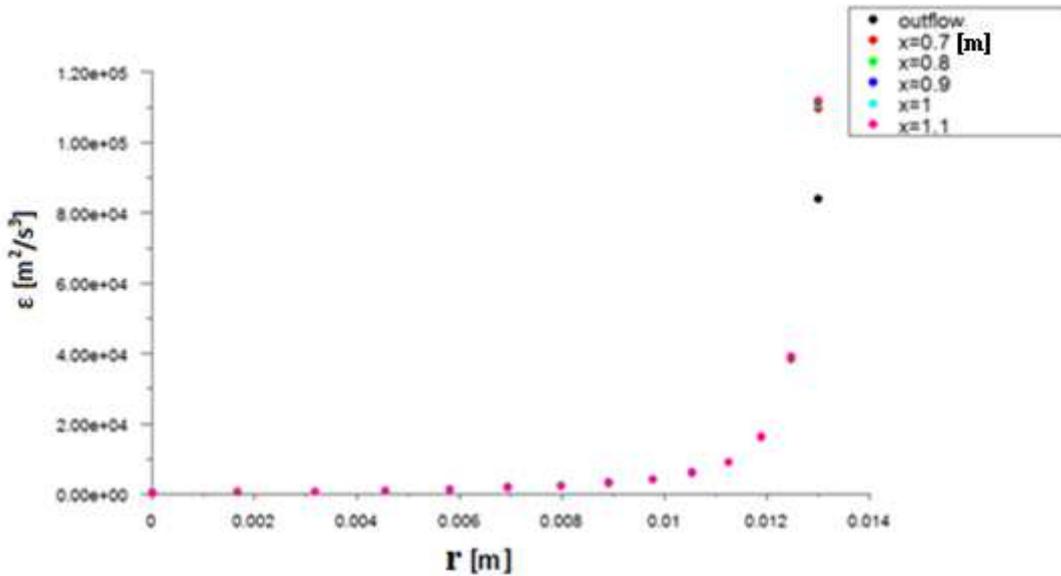


Figure.4.4. Profils de la dissipation en différentes positions de conduite.

Les profils de vitesse, d'énergie cinétique turbulente et de dissipation au niveau de la position $X=1.1$ [m] ont été imposés comme profils à la sortie de la buse dans la configuration du jet impactant.

Dans un écoulement turbulent stationnaire dans une conduite droite à section circulaire, le profil de vitesse peut être représenté par la formule empirique en loi de puissance suivante :

$$\frac{U}{U_{max}} = \left(1 - \frac{r}{R}\right)^{\frac{1}{7}} \text{ avec } U_{max} = 1,22 * U_{moy} \quad (4-5)$$

Le profil de vitesse obtenu par cette formule est comparé avec le profil numérique obtenu par Fluent dans la Figure (4.5):

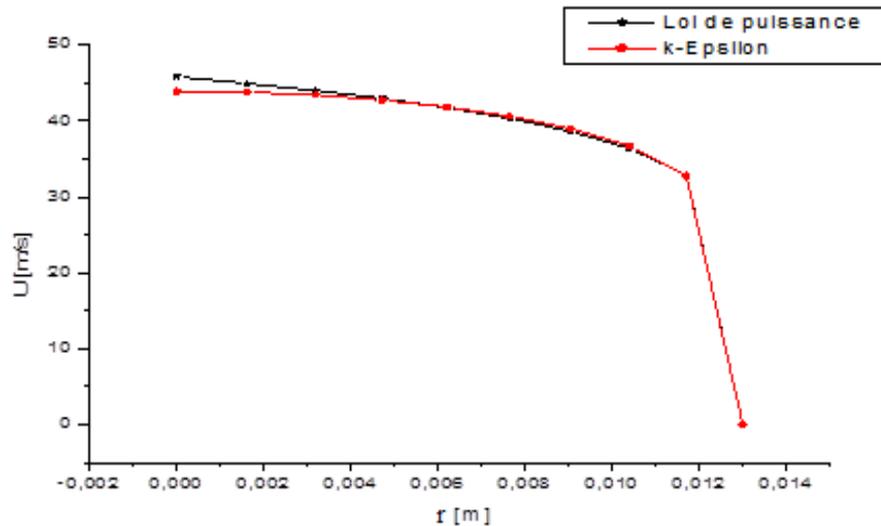


Figure.4.5. Profils de vitesse numérique et empirique.

4.3. Effet du maillage

Concernant les calculs du jet impactant, pour minimiser le temps d'exécution, le maillage a été optimisé. Pour cela une analyse de la sensibilité de la solution au maillage a été faite. Des solutions ont été obtenues en utilisant différents maillages, (50 x 45), (90 x 80) et (140 x 120). Des profils radiaux de la vitesse axiale, Figure 4.6, et de l'énergie cinétique turbulente, Figure 4.7, en une position axiale (à x = 0.1 m) et des profils axiaux en une position radiale (à r = 0.1 m), Figures 4.8 et 4.9 sont illustrés, permettant ainsi la comparaison des solutions.

D'après ces Figures, on remarque que les profils de vitesse et de l'énergie cinétique turbulente pour les deux grilles (90 x 80) et (140 x 120) sont presque identiques. Par conséquent, nous avons choisi le maillage (90 x 80). Tous les résultats présentés ci-après ont été obtenus avec ce maillage.

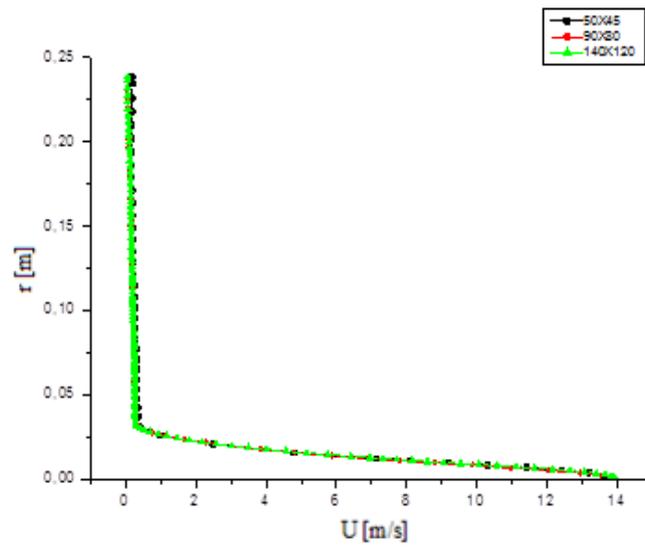


Figure.4.6. Profil radial de vitesse axiale à $x = 0.1\text{m}$, obtenu avec différents maillages

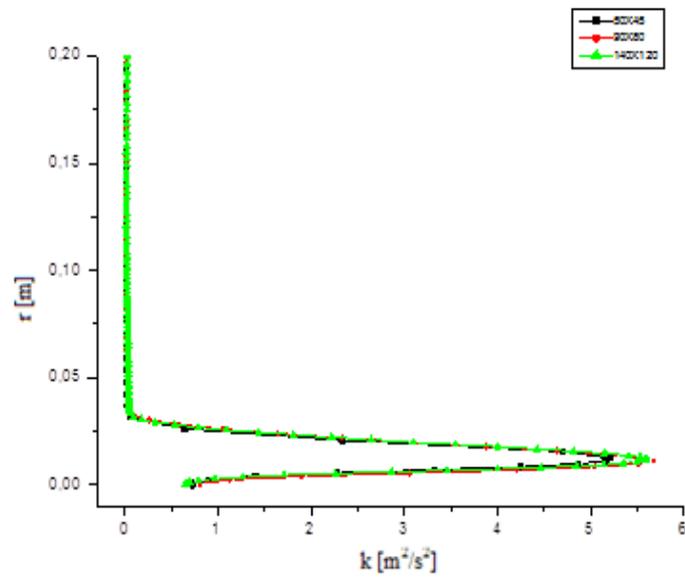


Figure.4.7. Profil radial de k à $x=0.1\text{m}$, obtenu avec différents maillages.

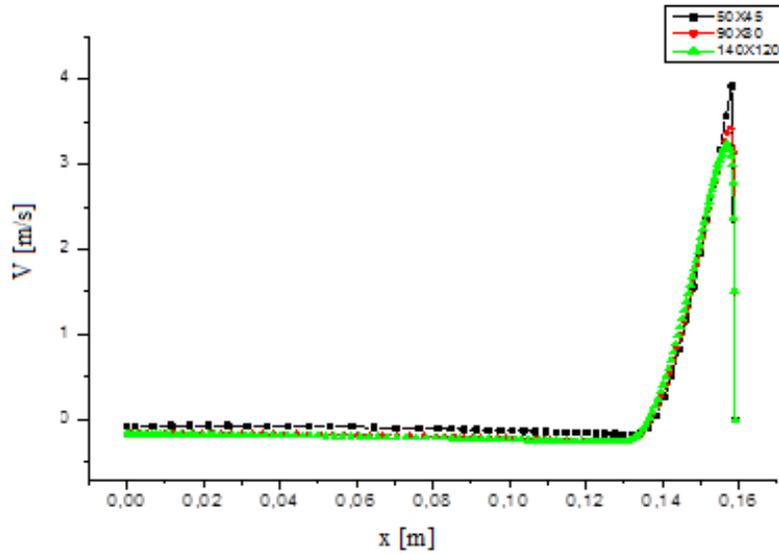


Figure.4.8. Profil axial de vitesse radiale à $r = 0.1\text{m}$, obtenu avec différents maillages.

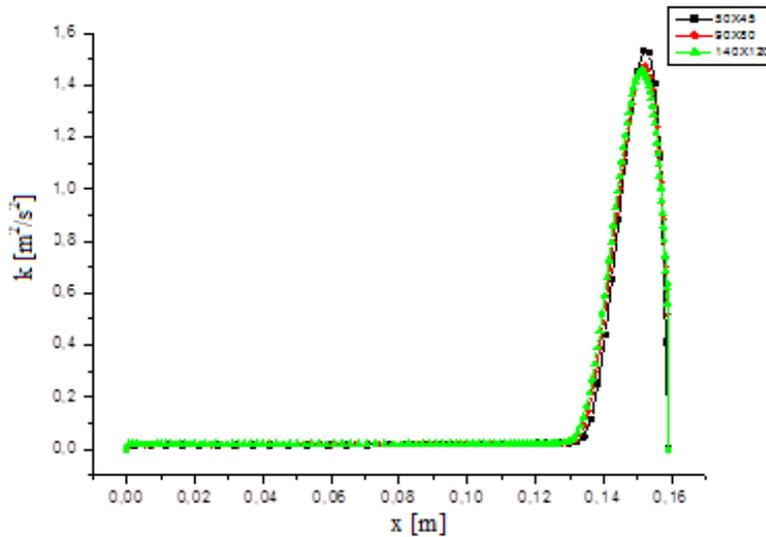


Figure.4.9. Profil axial de k à $r = 0.1\text{m}$, obtenu avec différents maillages.

4.4. La validation des résultats des champs dynamique et thermique

La validation du programme de calcul joue un rôle très important pour s'assurer des résultats obtenus. Pour cela, nous avons comparé les résultats de la présente étude avec des résultats expérimentaux et numériques disponibles dans la littérature. Les résultats concernant le champ dynamique ont été validés avec ceux expérimentaux de **COOPER** [6] et ceux de l'étude numérique de **CRAFT** [7]. La validation concernant le transfert de chaleur a été faite avec le travail expérimental de **BAUGHN et SHIMIZU** [3]. Les données ont été tirées de la base de données '**ERCOFTAC data-base**' [10] pour un jet turbulent axisymétrique avec un nombre de Reynolds $Re = 70000$ et une distance $H/D = 6$. Les Figure (4.10), Figure (4.11) et

Figure (4.12) compare des profils axiaux de la composante vitesse radiale, en fonction de la distance à partir de la paroi d'impact, aux trois positions radiales normalisées par le diamètre de la buse $r/D = 0.5, 1.5$ et 3 respectivement.

- Il y a un désaccord important entre l'étude expérimentale de **COOPER et al [6]** et l'étude numérique de **k et Epsilon**. une augmentation très rapide est constatée de la vitesse radiale le long de la paroi d'impact révélée par l'étude expérimentale et qui n'est pas captée dans la présente étude.
- La différence qui existe entre les résultats de notre étude et ceux numériques de **CRAFT et al [7]** est que **CRAFT et al [7]** ont utilisé une version du modèle de turbulence **k et Epsilon** à faible nombre de Reynolds et dans notre étude nous avons employé le modèle standard **k et Epsilon** à grand nombre de Reynolds.

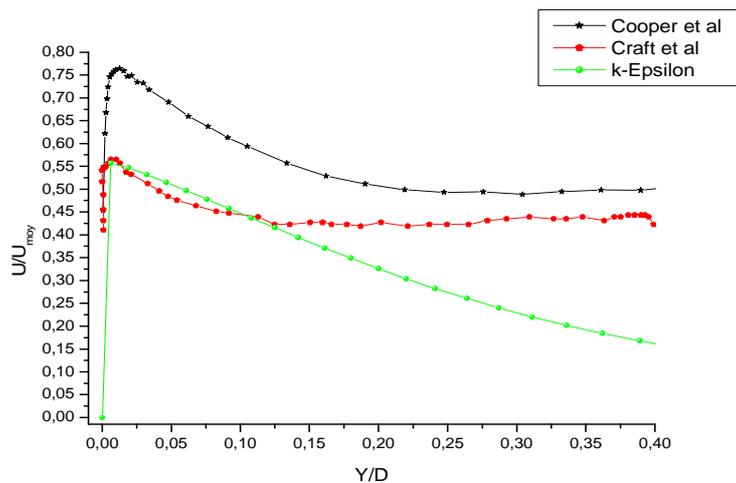


Figure.4.10. Profil axial de vitesse radiale à la position $r/D = 0.5$

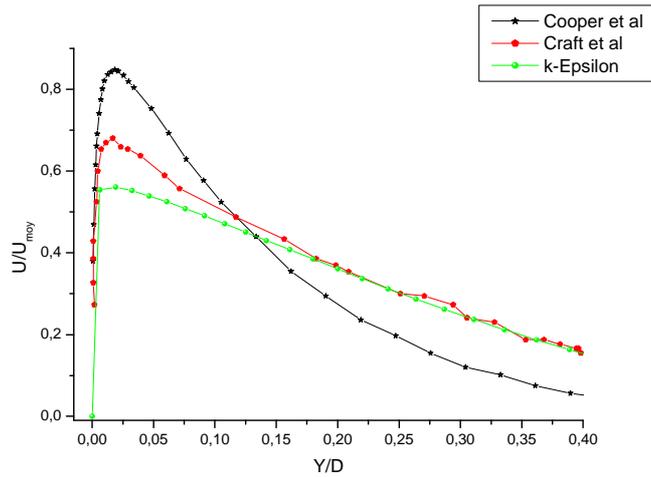


Figure.4.11. Profil axial de vitesse radiale à la position $r/D = 1.5$

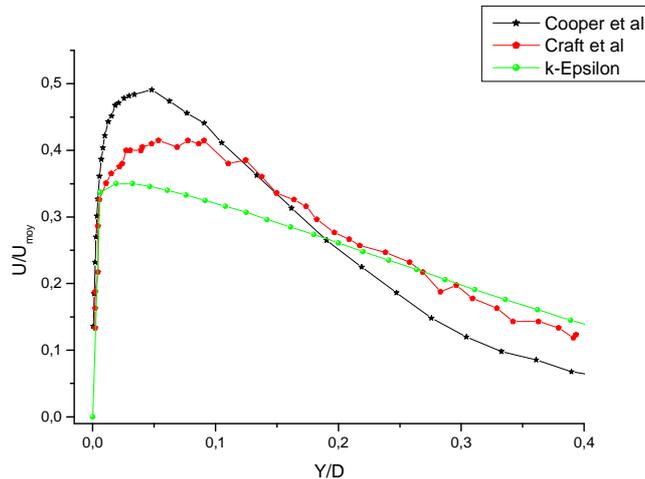


Figure.4.12. Profil axial de vitesse radiale à la position $r/D = 3$

- La figure (4.13) illustre la variation du nombre de Nusselt local en fonction du rayon le long de la paroi d'impact, normalisé par le diamètre de la buse. Les résultats numériques du présent travail sont comparés avec ceux expérimentaux de **BAUGHN** et **SHIMIZU** [2]. et ceux numériques de **CRAFT** [7]. L'allure décroissante de la courbe est bien captée par les résultats du présent travail. Un désaccord est remarqué dans la région de stagnation. Ce défaut de surestimation du nombre de Nusselt dans la zone entourant le point d'impact, par le modèle k- ϵ , a déjà été rapporté dans la littérature, voir **CRAFT** [7].

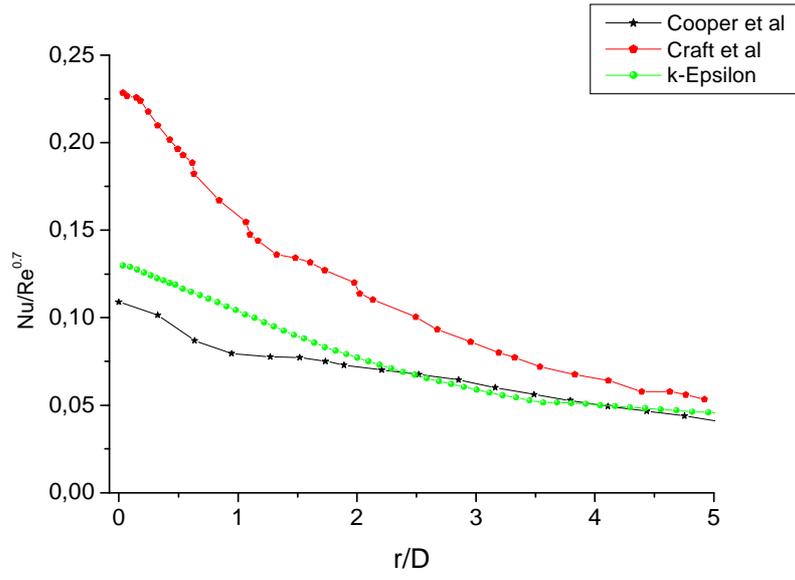


Figure.4.13. Variation du nombre de Nusselt local sur la surface d'impact.

Chapitre 5:

Résultats et discussion

5.1. Introduction

Les résultats obtenus peuvent être divisés en trois parties :

- La première est la caractérisation détaillée d'un jet turbulent rond impactant une plaque circulaire pour un nombre de Reynolds et une distance buse-paroi fixés.
- La deuxième est une étude paramétrique mettant en évidence l'effet du nombre de Reynolds sur les comportements dynamique et thermique de l'écoulement.
- La troisième concerne l'effet de la distance buse-paroi d'impact sur l'écoulement et le transfert de chaleur caractérisant le jet impactant.

5.2. Etude d'un jet impactant pour Re et H/D fixés

Dans cette partie seront discutés les champs statistiques de vitesse, d'énergie cinétique turbulente, de température et de pression, la solution étant obtenue pour un nombre de Reynolds $Re = 70000$ et une distance buse-paroi $H/D = 6$.

La figure 5.1a montre la variation de la vitesse axiale le long de l'axe de jet à partir de la sortie de la buse jusqu'au point de stagnation sur la paroi d'impact. On remarque d'abord une très faible diminution dans la zone du jet libre. A l'approche de la paroi la décroissance de cette vitesse est beaucoup plus rapide, jusqu'à une valeur nulle au point d'arrêt.

Les figures 5.1b-f illustrent l'évolution des profils radiaux de la vitesse axiale aux positions $x/D = 0.5, 3, 4.0, 5.0$ et 5.5 . Comme le profil de vitesse imposé à l'entrée du domaine est développé, la zone du cône potentiel au centre du jet n'est pas observée. C'est-à-dire qu'il n'y a pas une partie centrale où la vitesse est uniforme. La valeur est maximale au centre puis décroît au fur et à mesure que l'on s'éloigne radialement de l'axe. Au-delà de la couche de fort cisaillement, la vitesse tend vers zéro dans la région d'air stagnant entourant le jet. On remarque aussi un épaissement du jet en allant de la position $x/D = 0.5$ à la position $x/D = 5$. A $x/D = 5.5$, les valeurs de la vitesse axiale sont très réduites puisque cette position est située dans la région de stagnation entourant le point d'impact.

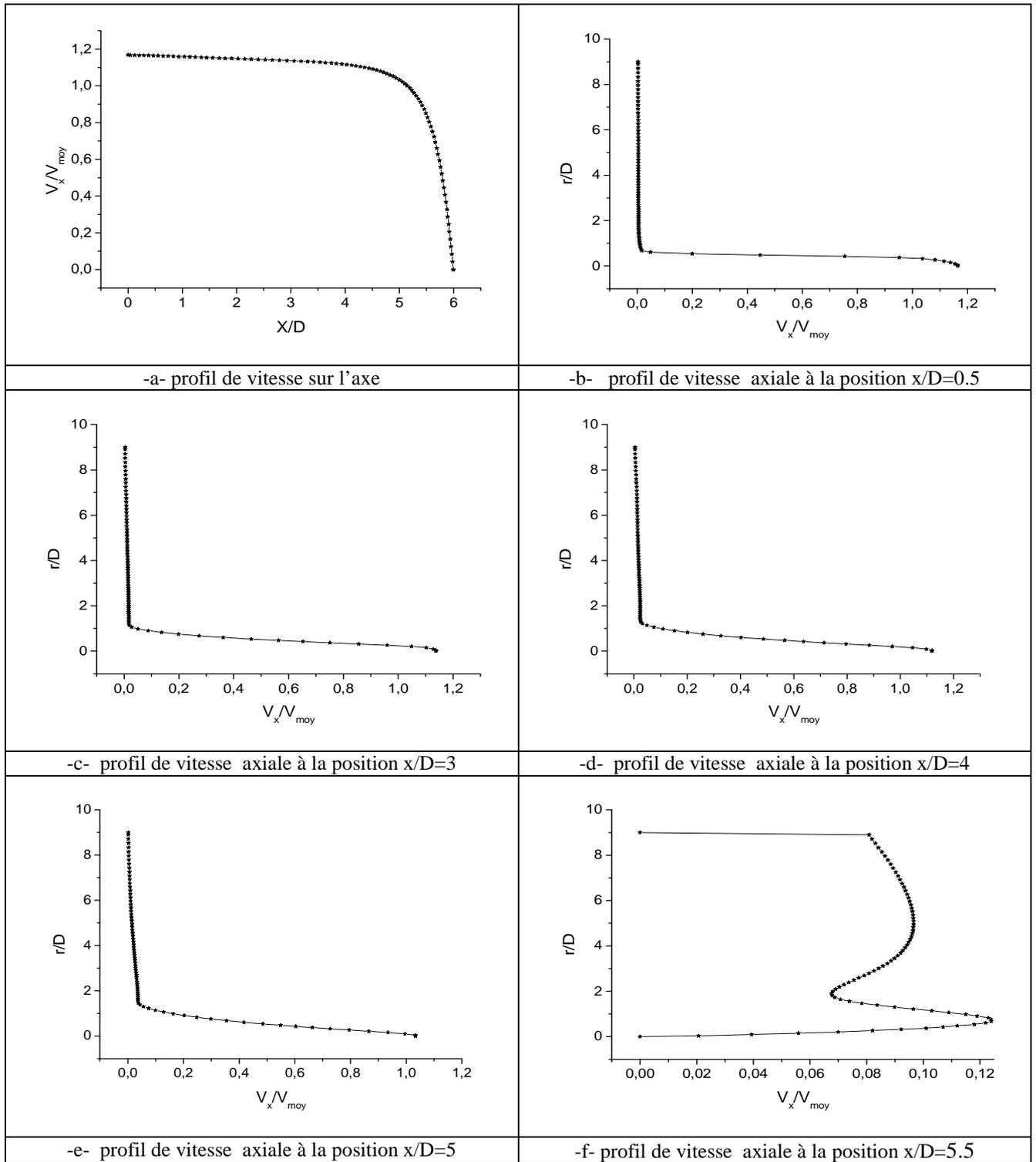
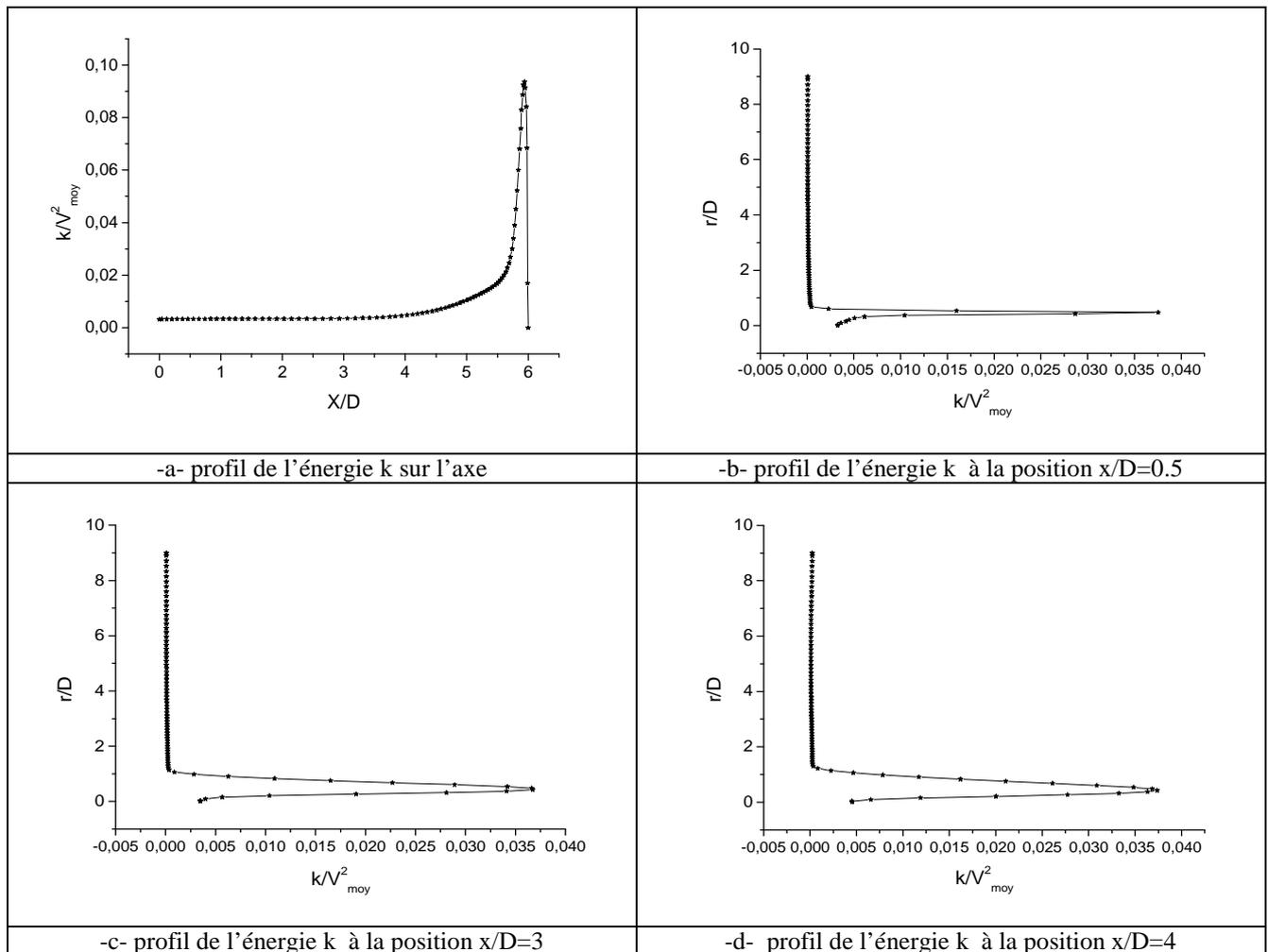


Figure.5.1. Profils de la composante axiale de vitesse.

La variation le long de l'axe de l'énergie cinétique turbulente est montrée sur la figure 5.2a. A la sortie de la buse, la valeur est telle qu'elle a été imposée comme condition à l'entrée du domaine. Elle reste pratiquement constante dans la première partie de jet. À partir de la position $x/D= 4$, l'augmentation de k est clairement visible. Elle atteint une valeur maximale

prés de la paroi à environ $x/D=5,8$. Ce pic est probablement dû aux taux de déformation élevés dans cette zone caractérisée par une forte décélération du fluide dans la direction axiale, suivie d'une forte accélération dans la direction radiale.

Les figures 5.2 b-f présentent l'évolution des profils radiaux de l'énergie cinétique turbulente aux positions $x/D = 0,5, 3,0, 4,0, 5,0$ et $5,5$. Il est clair que les valeurs maximales sont situées dans les couches de jet où le cisaillement et donc le gradient de la vitesse axiale par rapport à la direction radiale sont très élevés. Sur l'axe de jet, un minimum d'énergie turbulente est remarqué, mais qui n'est pas nul. En fait, cette turbulence sur l'axe n'est pas produite, mais ramenée par convection et par diffusion d'ailleurs. On observe un épaissement de la couche de forte intensité de turbulence en allant vers l'aval, ce qui est consistant avec l'épaississement du jet lui-même, mentionné plus haut.



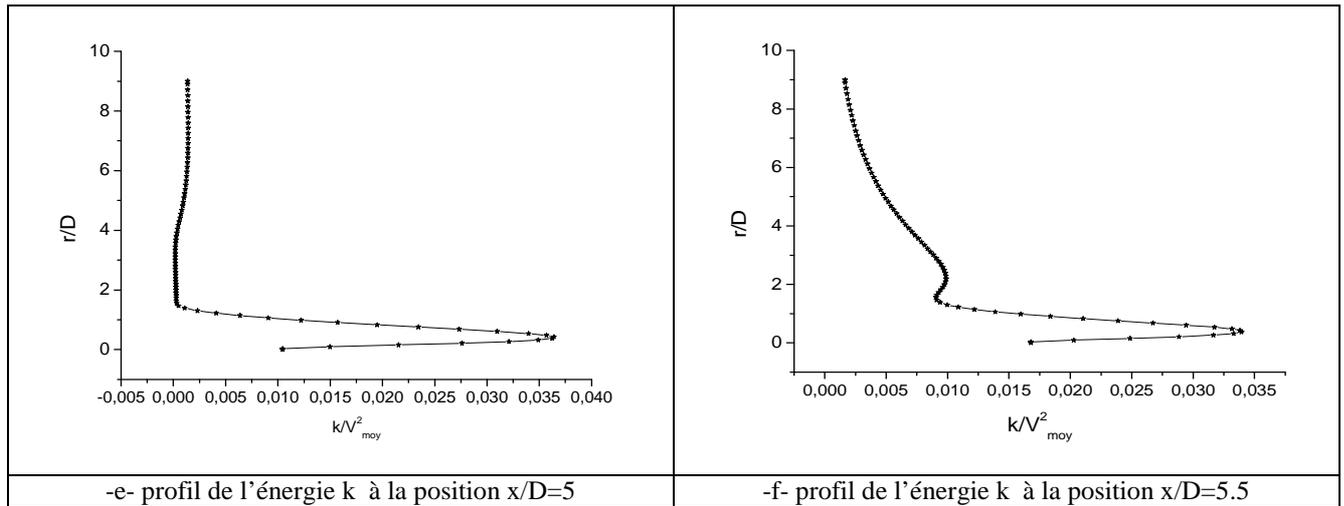
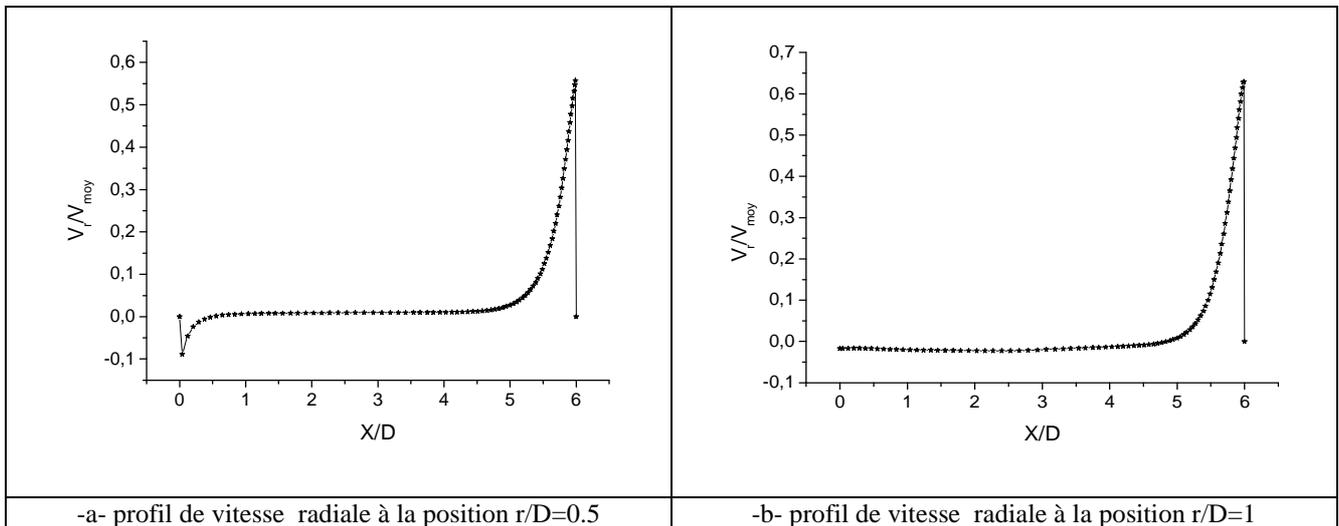
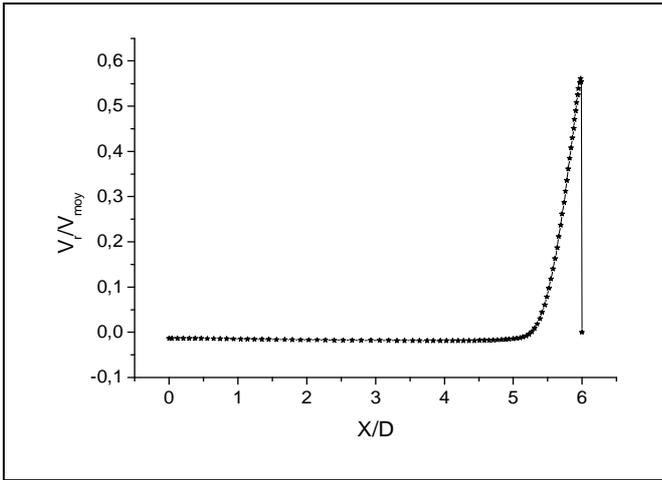


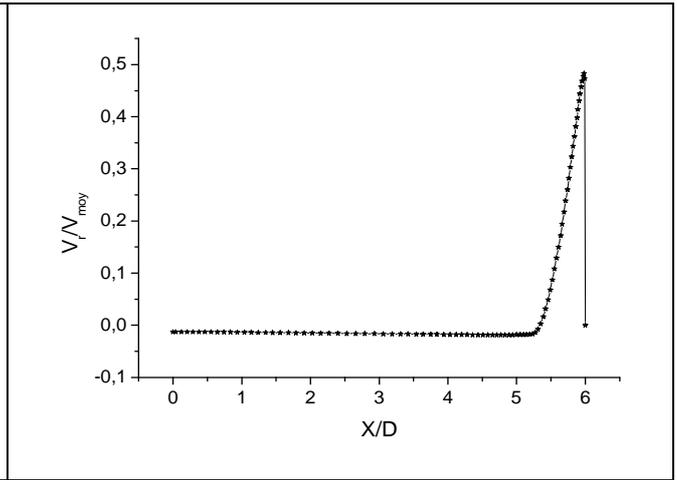
Figure.5.2. Profils de l'énergie cinétique turbulente.

Les figures 5.3 montrent les profils axiaux de la composante radiale de vitesse aux positions radiales $r/D = 0.5, 1.0, 1.5, 2.0, 3.0, 4.0, 5.0, 6.0, 7.0$ et 8.0 . Il est intéressant de noter l'évolution du jet le long de la paroi d'impact. La vitesse maximale dans le jet pariétal est atteinte à environ $r/D = 1$. Ensuite un épaissement du jet pariétal est observé avec une décroissance de la vitesse en s'éloignant de la région d'impact. Loin de la surface solide les vitesses sont faibles, le fluide étant presque stagnant. Les valeurs négatives au-delà de $r/D = 0.5$ s'expliquent par l'entraînement du fluide environnant par le jet, par effet de viscosité.

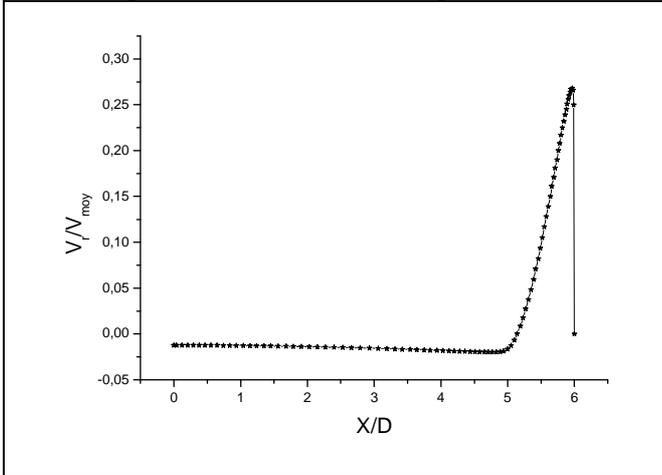




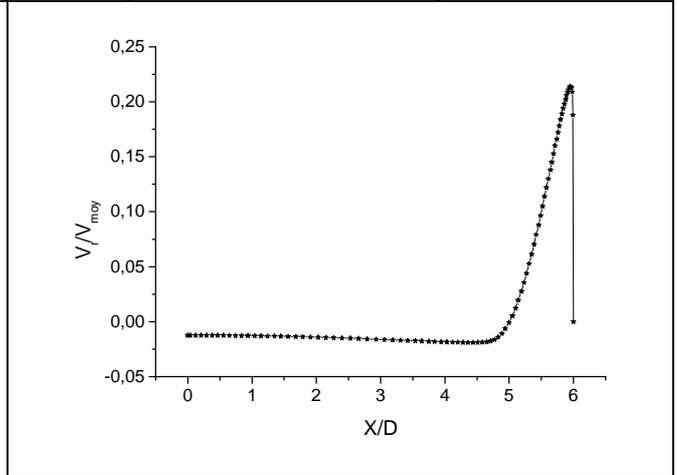
-c- Le profil de vitesse radiale à la position $r/D=1.5$



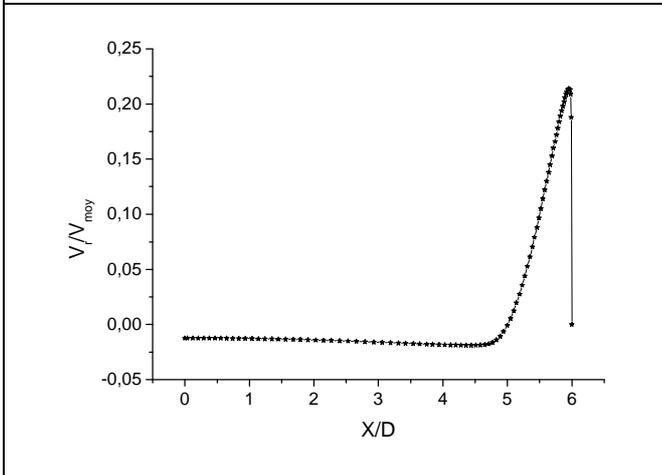
-d- profil de vitesse radiale à la position $r/D=2$



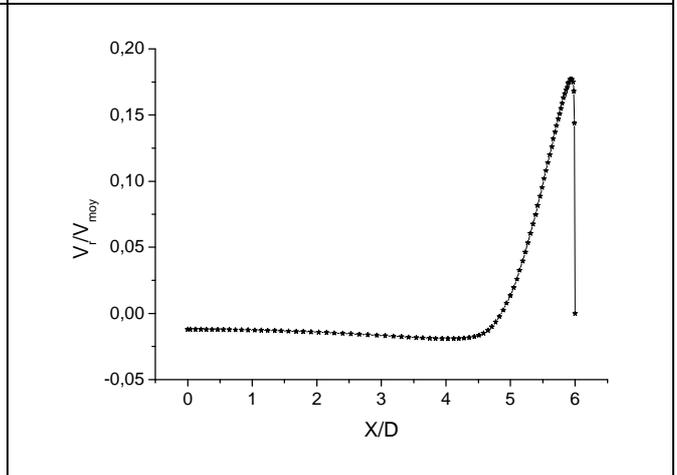
-e- profil de vitesse radiale à la position $r/D=3$



-f- profil de vitesse radiale à la position $r/D=4$



-g- profil de vitesse radiale à la position $r/D=5$



-h- profil de vitesse radiale à la position $r/D=6$

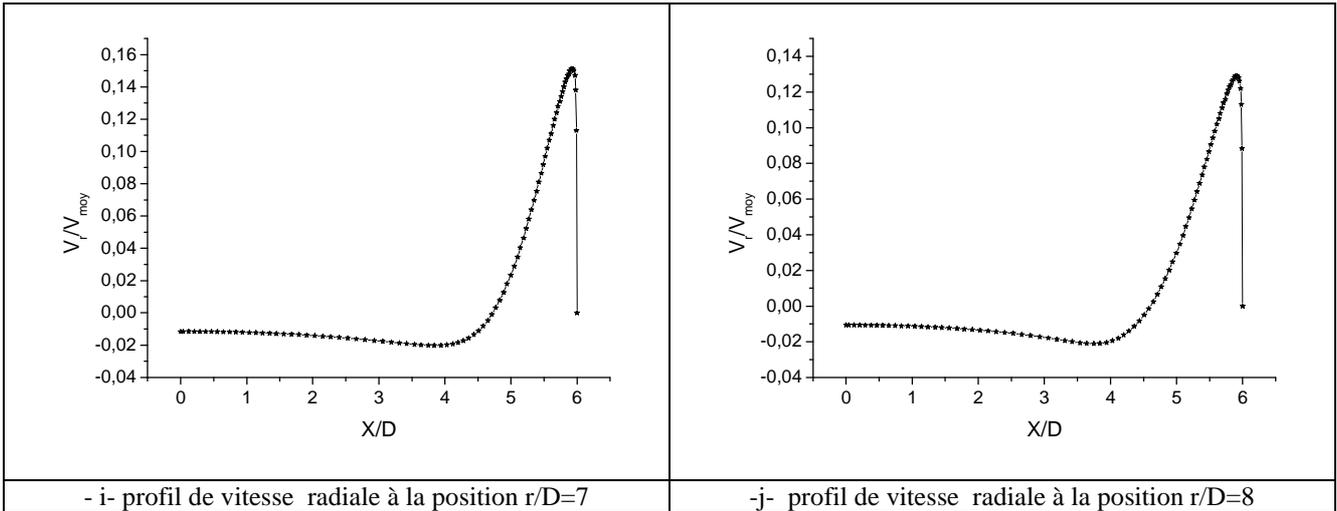
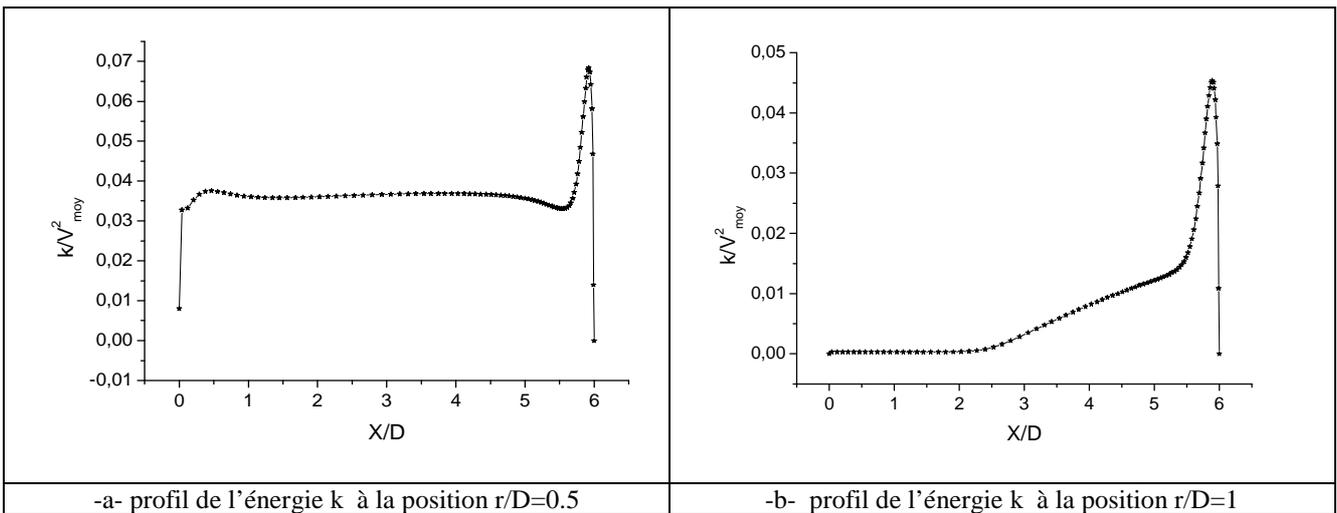
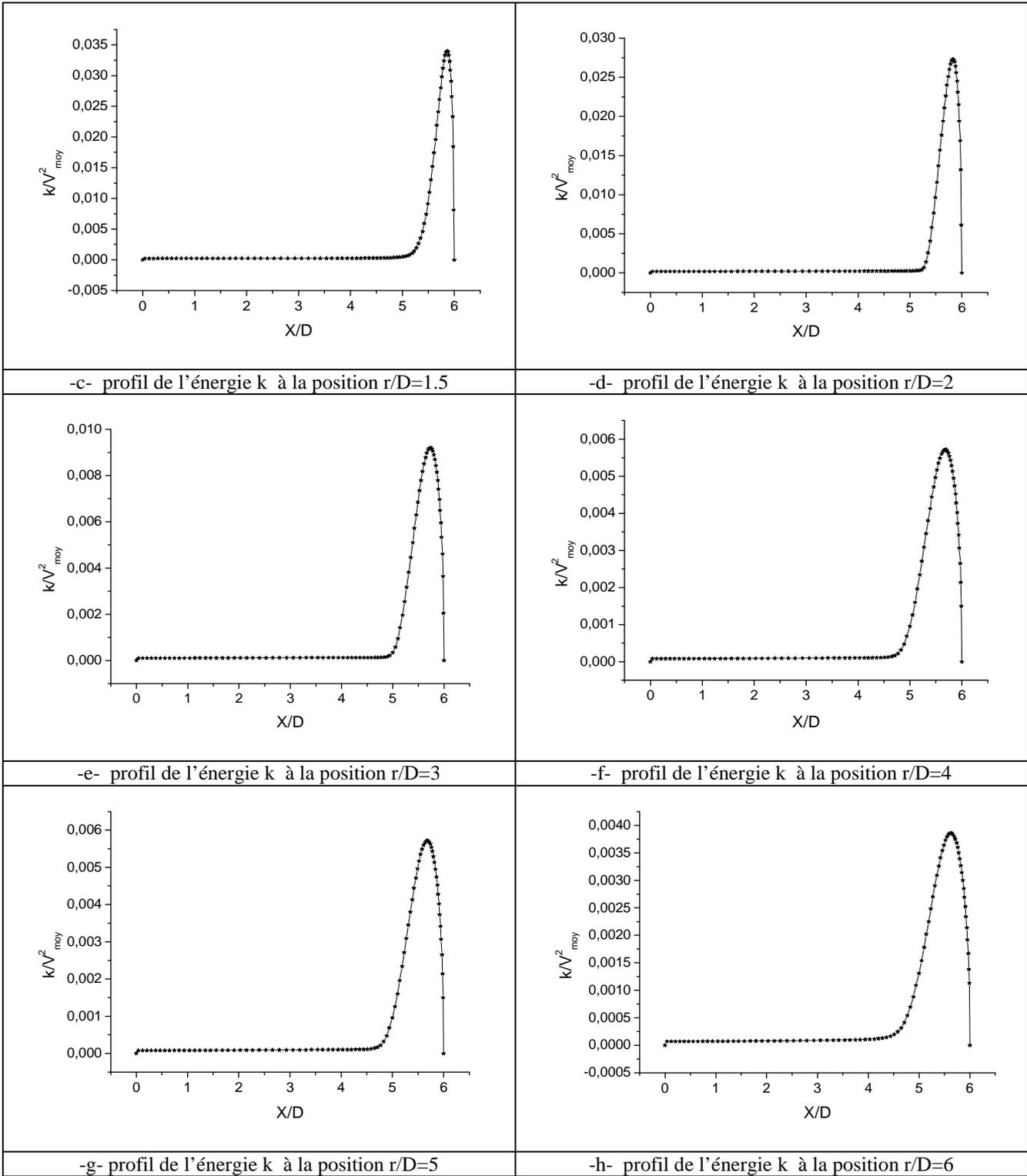


Figure.5.3. Profils de la composante radiale de vitesse.

Des profils axiaux de l'énergie cinétique turbulente aux positions radiales $r/D = 0.5, 1.0, 1.5, 2.0, 3.0, 4.0, 5.0, 6.0, 7.0$ et 8.0 sont représentés sur les figures 5.4. La turbulence la plus intense est localisée le long de la surface d'impact, région caractérisée par des cisaillements relativement importants. A noter aussi que l'énergie turbulente est assez élevée à $r/D = 0.5$ même loin de la paroi d'impact. Ceci est dû à la production de turbulence dans la zone de mélange entre le jet libre et l'air environnant. Au fur et à mesure que le jet pariétal se développe vers l'aval, la turbulence diminue en intensité, son énergie étant graduellement dissipée sous forme de chaleur.





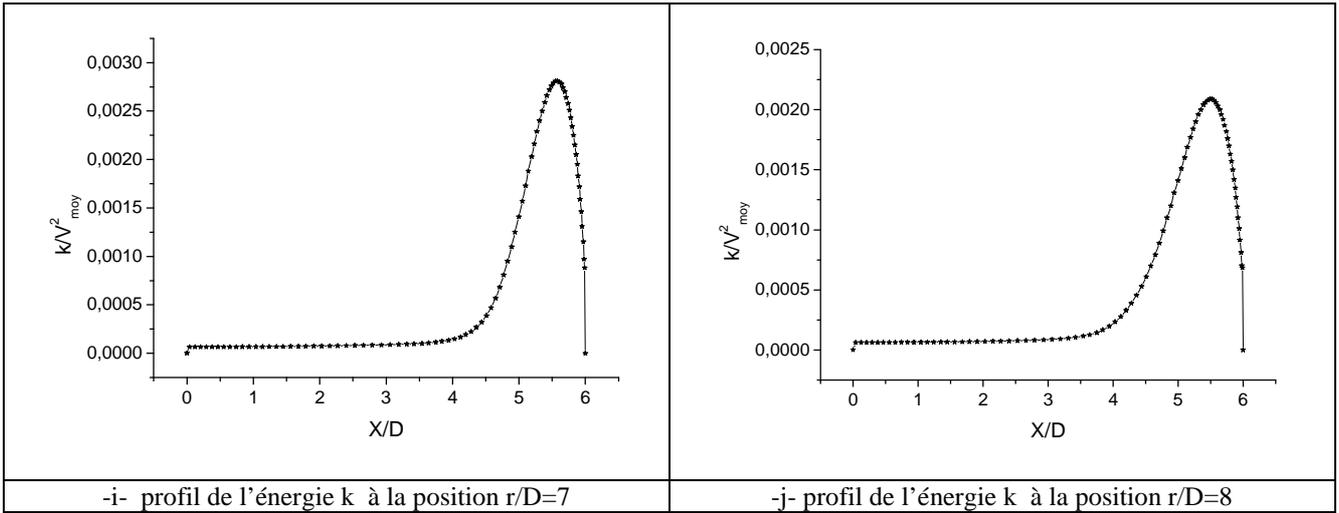


Figure.5.4. Profils axiaux de l'énergie cinétique turbulente.

Les lignes de courant caractérisant cet écoulement sont illustrées sur la figure 5.5. A noter que là où les lignes de courant sont rapprochées les vitesses sont élevées et l'inverse est aussi vrai, car entre deux lignes de courant, le débit volumique reste évidemment constant. Il est intéressant de remarquer aussi que, du fait de l'entraînement de l'air environnement par le jet, par l'effet de viscosité, les lignes de courant dévoilent qu'il y a aspiration du fluide à travers les frontières libres, imposée par le principe de la conservation de masse.

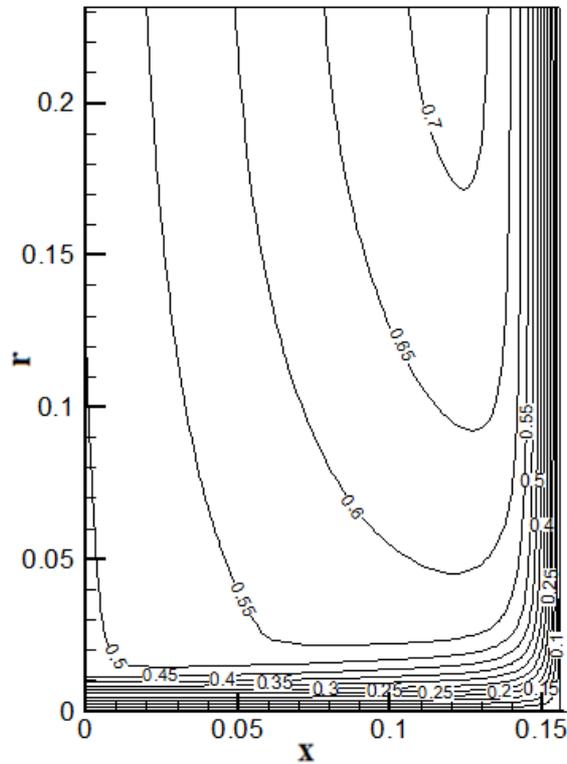


Figure.5.5. Les lignes de courant.

La figure 5.6 montre le champ des pressions dans le domaine. La valeur de pression est pratiquement uniforme partout excepté près de point d'impact. Dans cette région, il y a décélération du fluide, ce qu'implique une transformation de l'énergie cinétique du fluide loin de la paroi en énergie de pression dans la région de stagnation. La pression est maximale au point d'arrêt.

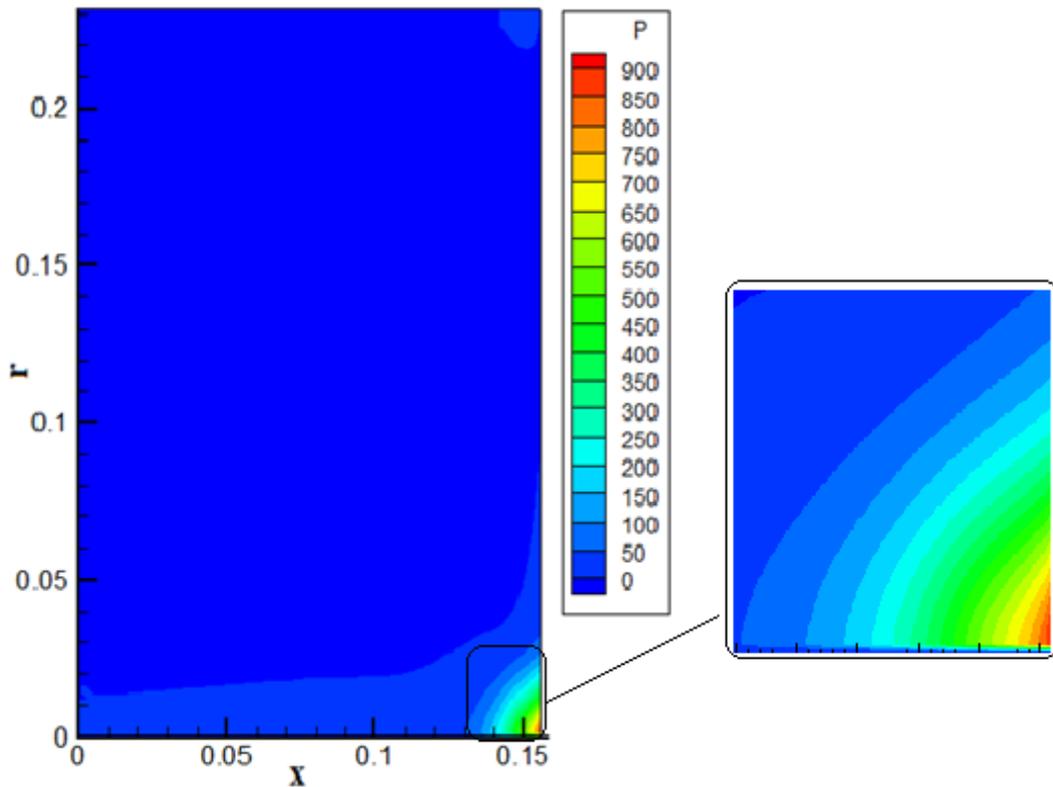


Figure.5.6. Champ de pression.

Les figures 5.7 illustrent l'évolution des profils radiaux de température aux positions axiales $x/D = 3.0, 4.0, 5.0$ et 5.5 . La température reste pratiquement uniforme et égale à la valeur imposée à la sortie de la buse. A l'approche de la paroi d'impact, à $x/D = 5.0$ et 5.0 , on observe une légère augmentation de la température dans la direction radiale. Cette élévation s'explique par la chaleur transférée à travers la paroi d'impact et absorbée par les couches de fluide proches de la surface.

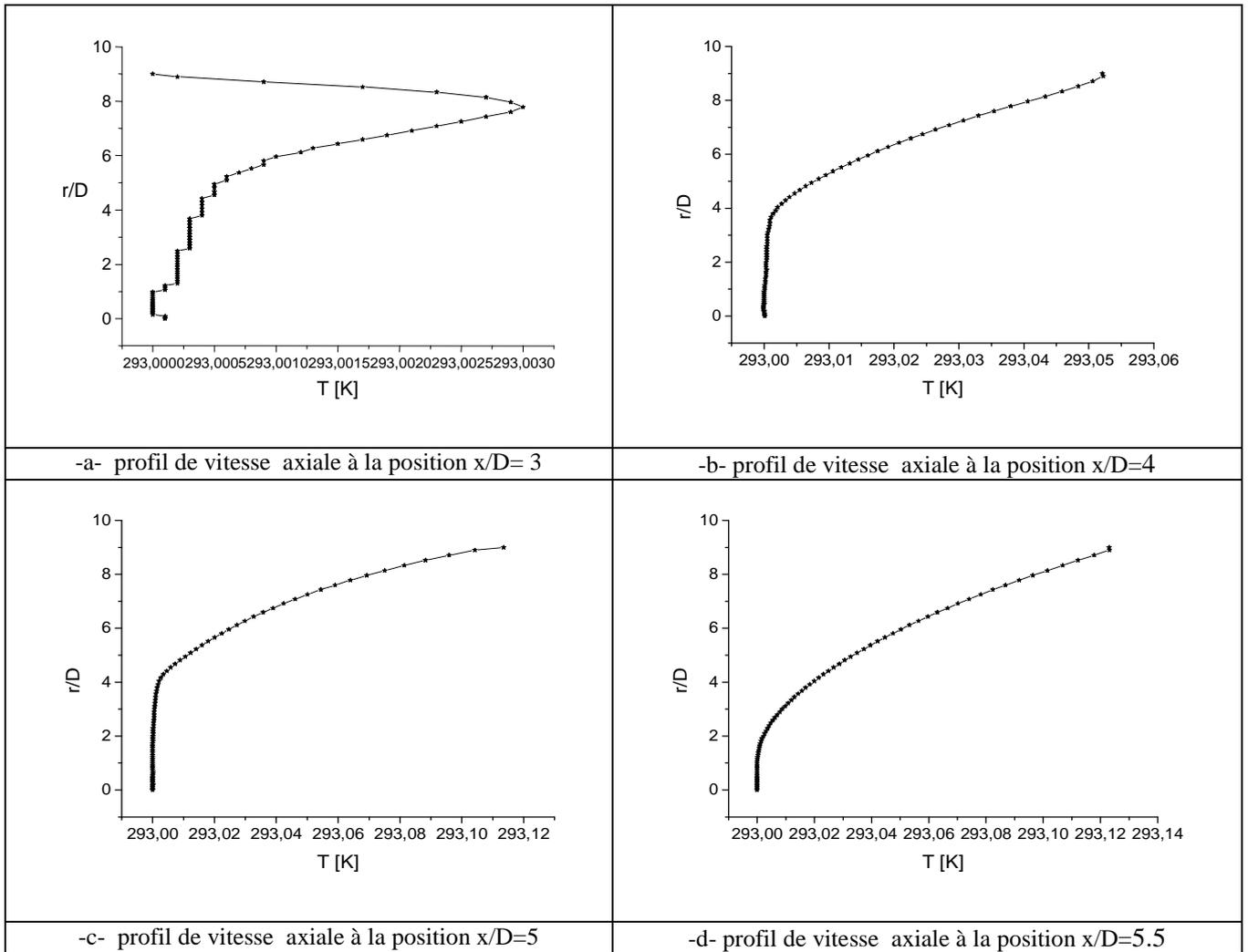
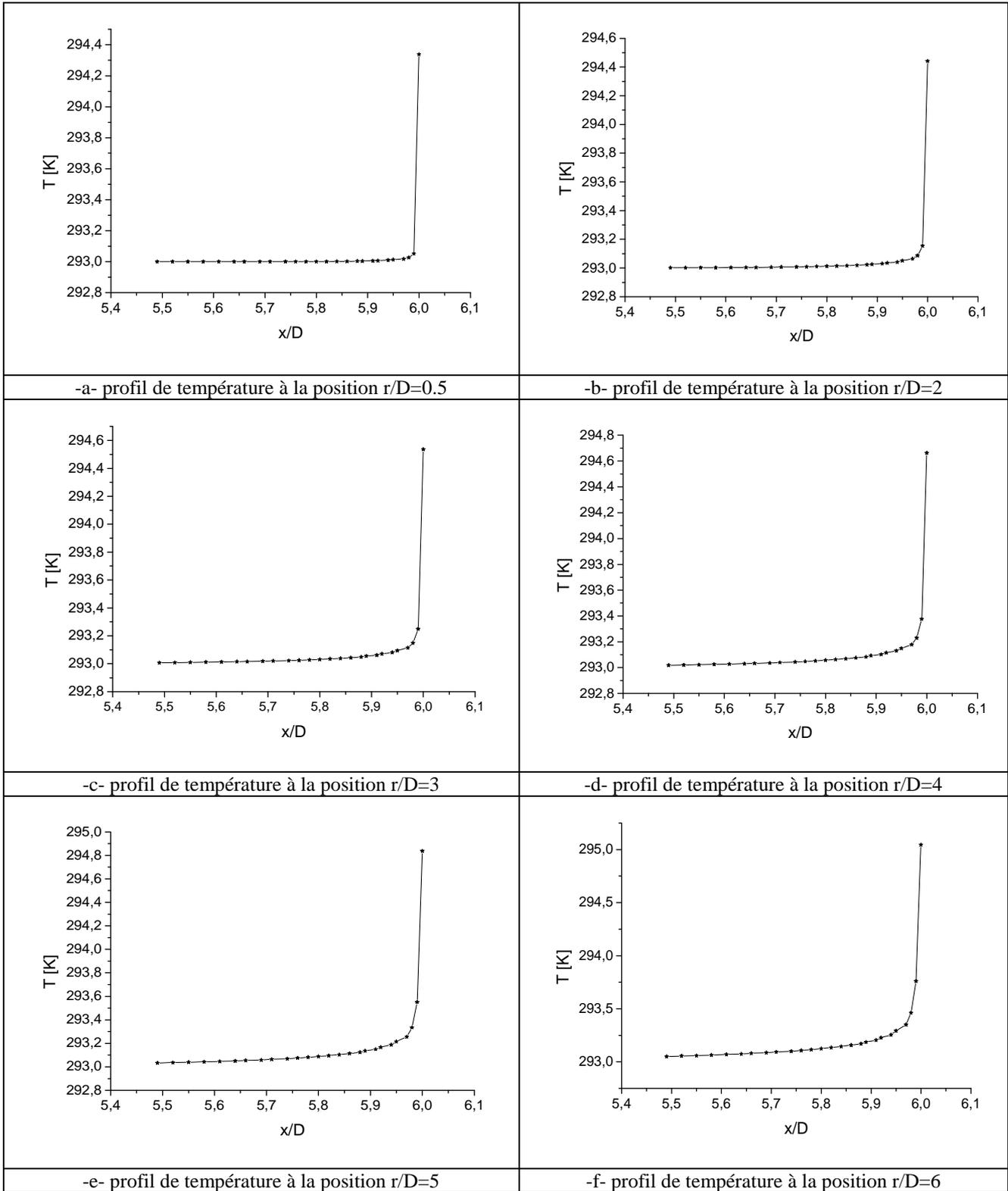


Figure.5.7. Profils radiaux de température.

La figure 5.8 montre des profils axiaux de température aux positions radiales $r/D= 0.5, 2.0, 3.0, 4.0, 5.0, 6.0, 7.0$ et 8.0 . L'épaississement de la couche limite thermique est clairement visible le long de la paroi d'impact.

Comme c'est un flux constant de chaleur qui imposé à la paroi on voit que la valeur de la température augmente graduellement sur la paroi au fur et à mesure que l'on avance dans la direction radiale positive.



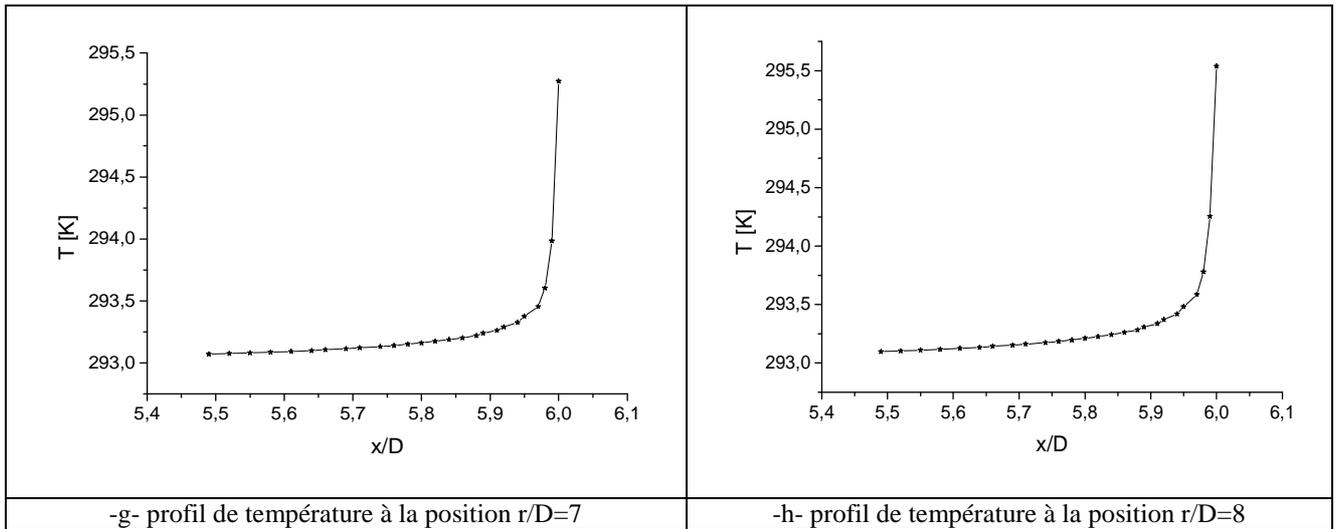


Figure.5.8. Profils axiaux de température.

La figure 5.9 confirme, pour les contours isothermes, l'évolution et en particulier l'épaississement de la couche limite thermique le long de la paroi. Il est rappelé que la température imposée à l'entrée du jet a la même valeur que celle de l'air environnant.

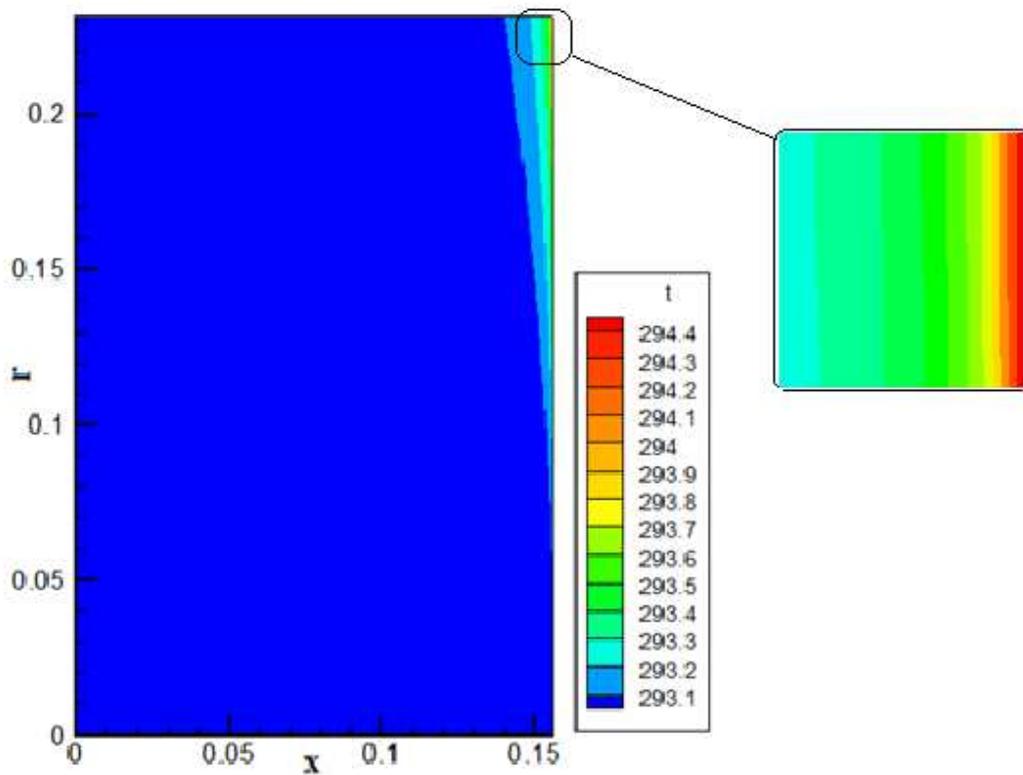


Figure.5.9. Champ de température.

La figure 5.10 montre la variation du nombre de Nusselt local sur la paroi d'impact, en fonction de la distance radiale normalisée r/D . Le nombre de Nusselt est maximal au point d'impact puis diminue de façon monotone en s'éloignant de l'axe. Comme ce paramètre sans dimension est inversement proportionnel à la différence entre la température à la paroi et la température de référence, sa décroissance avec le rayon s'explique par le fait que la température à la paroi augmente continuellement avec r/D et donc s'éloigne de la valeur de référence caractérisant le jet à la sortie de la buse.

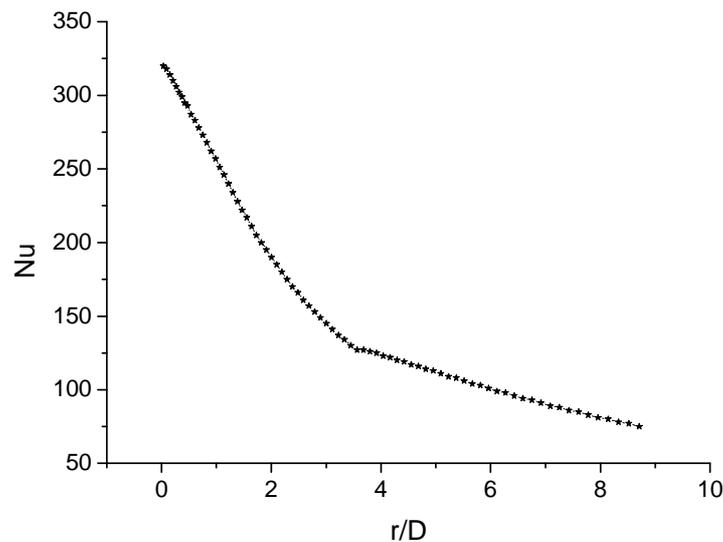


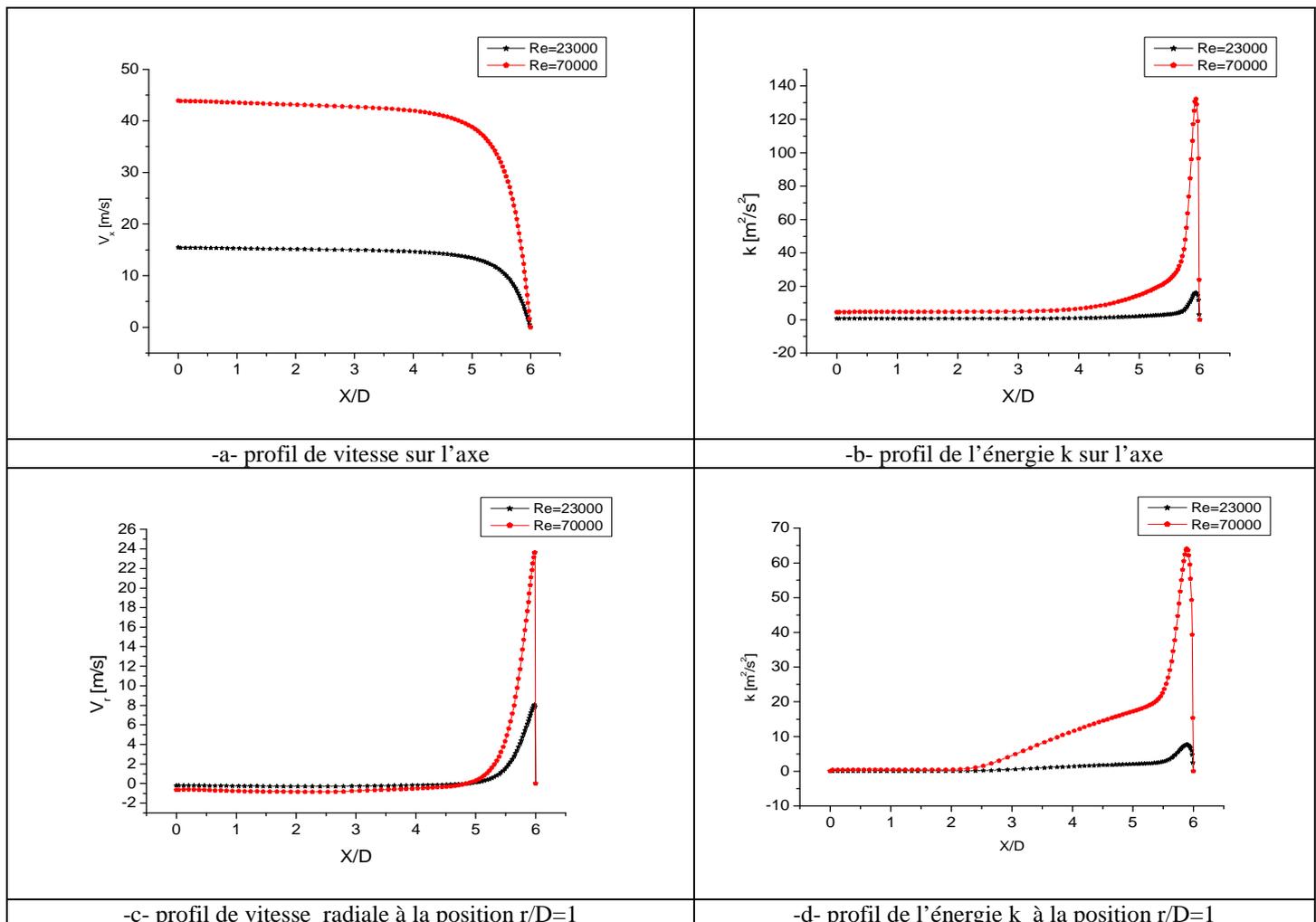
Figure.5.10.Variation de Nu en fonction de r/D .

5.3. Effet du nombre de Reynolds

Les résultats présentés dans cette partie ont été obtenus en utilisant deux valeurs du nombre de Reynolds $Re = 23000$ et 70000 et une distance buse-paroi fixe $H/D = 6$. Les figure 5.11a et b comparent les évolutions de la vitesse et de l'énergie cinétique turbulente respectivement, le long de l'axe du jet obtenues avec les deux nombres de Reynolds considérés. Bien que les grandeurs des paramètres en question soient évidemment très différentes, les allures des courbes restent similaires. Les graphes révèlent qu'à l'approche de la zone de stagnation, le jet est influencé par la présence de la surface d'impact plutôt, dans le cas du nombre de Reynolds élevé. En effet, pour $Re = 70000$, on voit que la turbulence commence à s'intensifier à $2.5D$ avant le point d'impact alors que pour $Re = 23000$, elle commence à augmenter à $0.5D$ avant le point d'arrêt. .

Les figures 5.11c, e, g et i comparent les profils de la composante de vitesse radiale aux positions radiales respectives $r/D = 1, 4, 6$ et 8 obtenus avec les deux valeurs considérées du nombre de Reynolds. L'augmentation de nombre de Reynolds, basé sur la vitesse moyenne à la sortie de la buse, a conduit à une augmentation de la grandeur de la vitesse dans le jet pariétal. Cette inertie relativement forte a causé une aspiration appréciable du fluide environnant expliquant les valeurs négatives de la vitesse radiale loin de la surface d'impact dans le cas du nombre de Reynolds élevé.

Les profils axiaux de l'énergie cinétique turbulente sont exposés dans les figures 5.11d, f, h et j aux mêmes positions radiales que précédemment. L'effet évident de l'augmentation du nombre de Reynolds est une intensification de la turbulence. Cela est dû à un taux de production d'énergie turbulente beaucoup plus important puisque le taux de déformation dans le jet pariétal est plus élevé.



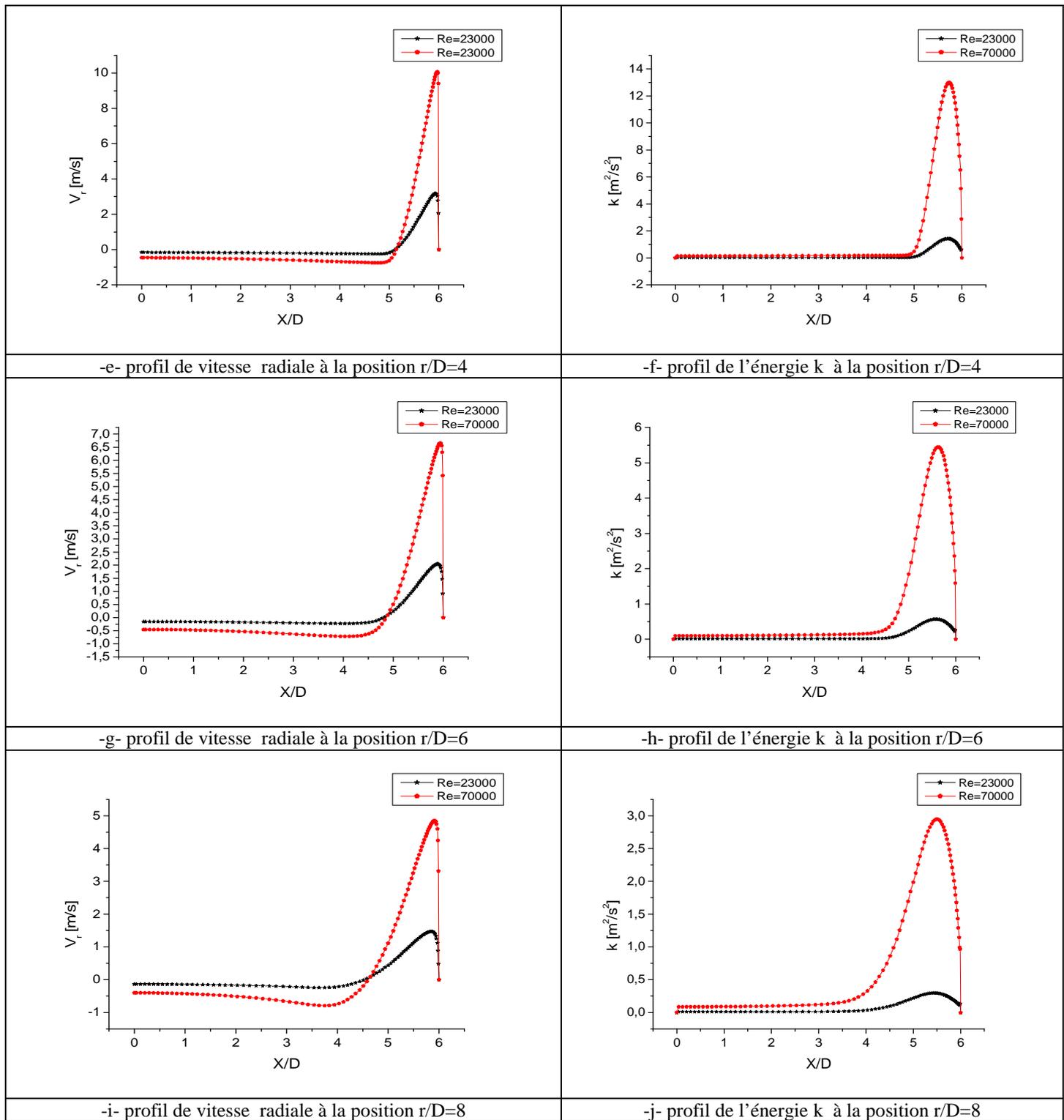


Figure.5.11. Variation de la vitesse radiale et de l'énergie cinétique turbulente – effet du nombre de Reynolds.

Les figures 5.12 a, b, c et d représentent la variation de la température en fonction de la distance axiale x/D aux positions radiales $r/D = 1, 4, 6$ et 8 pour deux valeurs du nombre de

Reynolds encore une fois. Comme discuté précédemment, dans tous les cas, la température augmente sur la surface solide en s'éloignant de la zone d'impact. Les courbes indiquent que, pour un flux de chaleur constant imposé à la paroi, quand on augmente le nombre de Reynolds, la température à la paroi diminue, ce qui signifie que la surface d'impact est mieux refroidie. On remarque aussi que, pour un nombre de Reynolds de plus en plus faible, la chaleur est transférée par conduction de la paroi vers des couches de plus en plus éloignées indiquant une couche limite thermique relativement épaisse. Inversement, un nombre de Reynolds élevé, signifie un transfert de chaleur par convection plus dominant et donc une couche limite thermique plus mince.

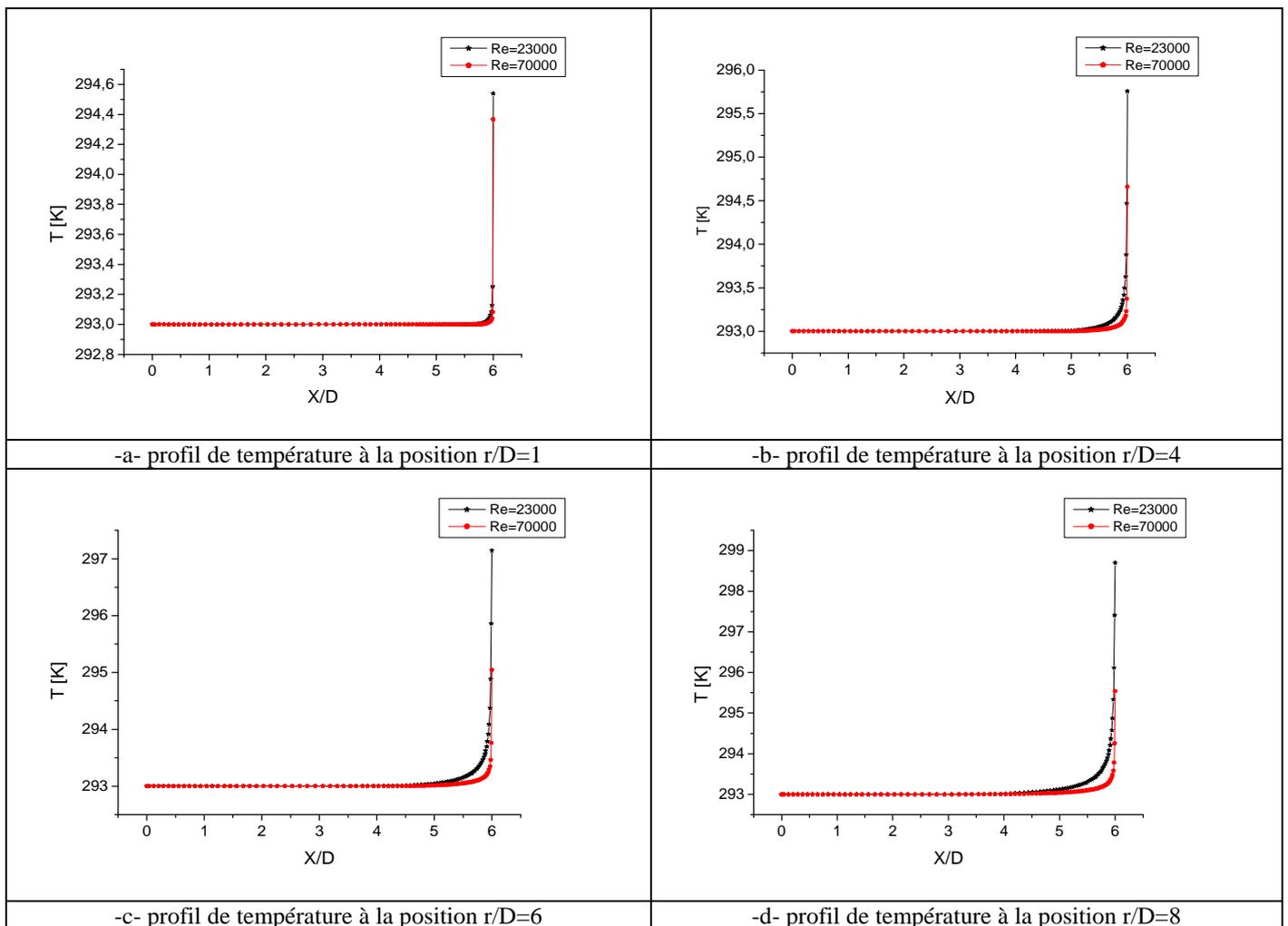


Figure.5.12. Variation de température – effet du nombre de Reynolds

La figure 5.13 illustre l'effet du nombre de Reynolds sur le comportement du nombre de Nusselt le long de la paroi d'impact. Un nombre de Reynolds plus élevé entraîne un nombre de Nusselt plus grand, ce qui est prévisible parce que la surface est mieux refroidie. Cela

s'explique par le fait que plus on augmente la vitesse d'impact du jet, la température de la paroi se rapproche de celle du jet libre (valeur de référence).

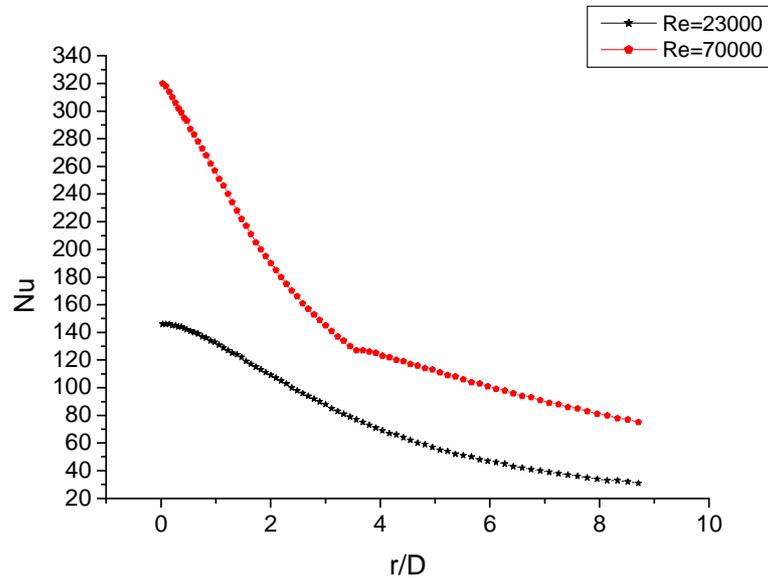
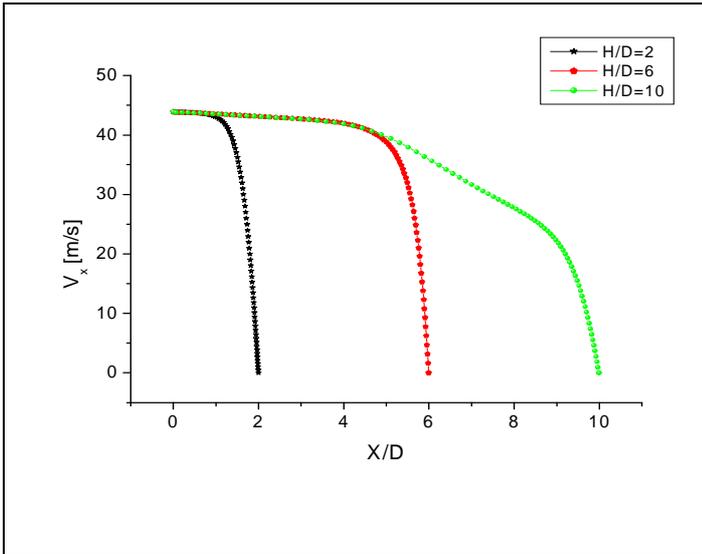


Figure.5.13.Variation de Nu en fonction de r/D – effet du nombre de Reynolds

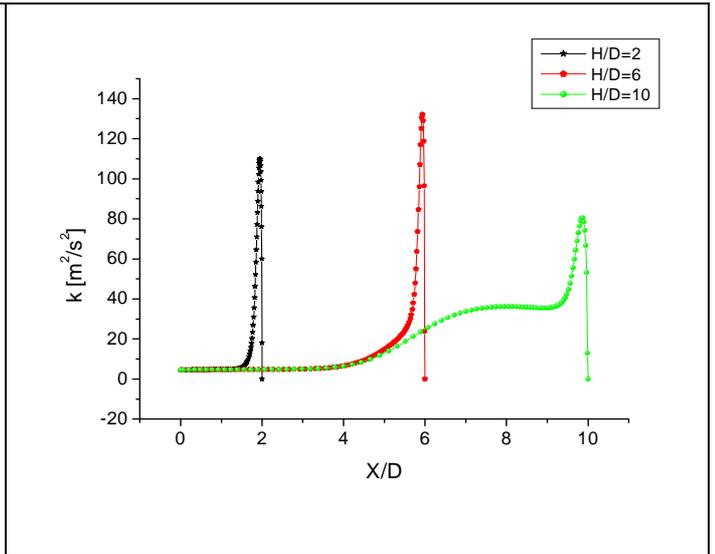
5.4. Effet de la distance buse-paroi d'impact

Dans cette troisième et dernière partie, les résultats présentés ont été obtenus en utilisant une valeur fixe du nombre de Reynolds, $Re = 70000$ et en considérant trois distances buse-paroi $H/D = 2, 6$ et 10 . Les figures 5.13a et b illustrent les variations de la vitesse et de l'énergie cinétique turbulente respectivement, le long de l'axe du jet. Les courbes obtenues pour les trois distances buse-paroi étudiées sont superposées pour une comparaison des comportements. Concernant la vitesse, plus la paroi d'impact est éloignée de la buse, plus la vitesse approchant la zone de stagnation est affaiblie. C'est ce qui explique la faible intensité de turbulence dans cette région aux alentours du point d'arrêt, où règnent de faibles gradients de vitesse.

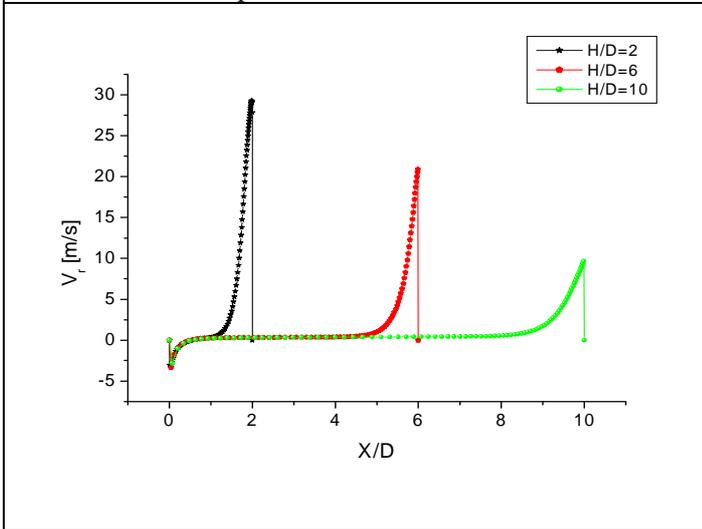
Les figures 5.14c, e, g, i et k comparent les profils de la composante de vitesse radiale aux positions radiales respectives $r/D = 0.5, 1, 4, 6$ et 8 obtenus pour les trois distances buse-paroi considérées. La différence entre les comportements est surtout visible à position $r/D = 0.5$ et 1 où la grandeur de la vitesse dans le jet pariétal longeant la surface solide diminue quand la distance H/D augmente. De même, l'énergie cinétique turbulente est moins intense pour la distance H/D élevée surtout dans la zone d'arrêt, à $r/D = 0.5$ et 1 , voir figures 5.14d, f, h, j et l.



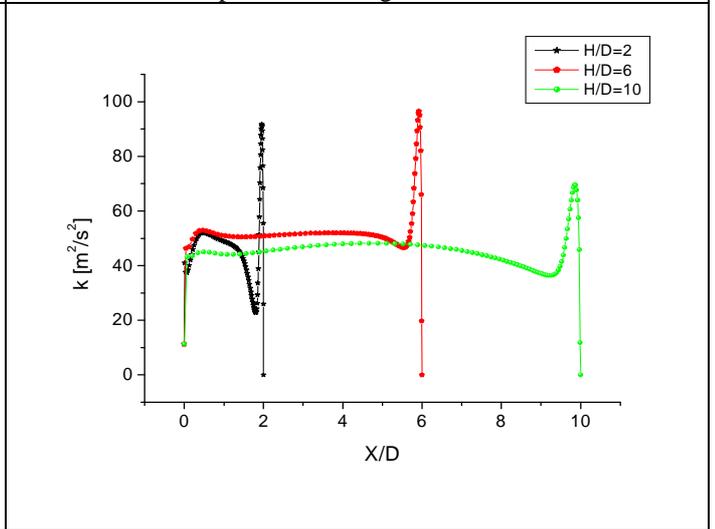
-a- profil de vitesse sur l'axe



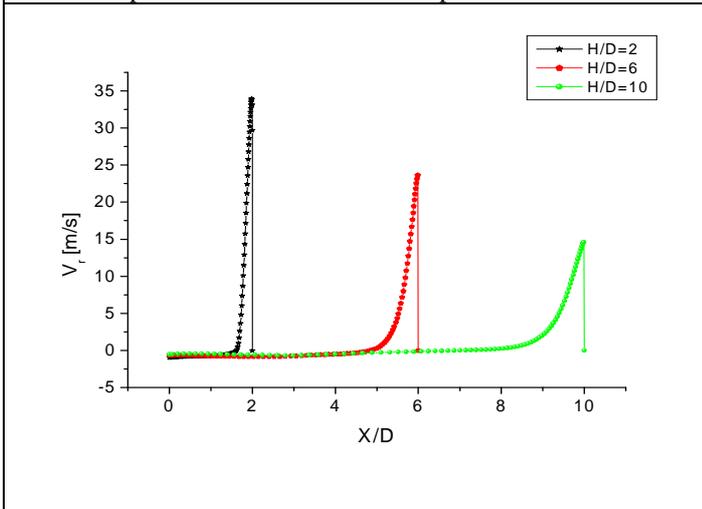
-b- profil de l'énergie k sur l'axe



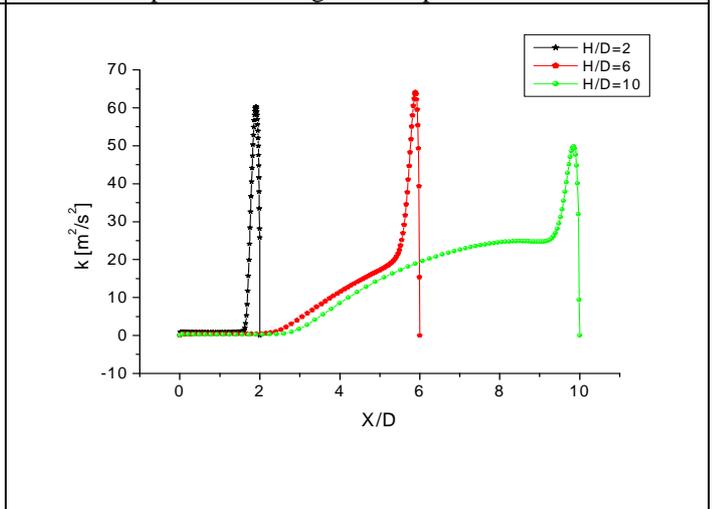
-c- profil de vitesse radiale à la position $r/D=0.5$



-d- profil de l'énergie k à la position $r/D=0.5$



-e- profil de vitesse radiale à la position $r/D=1$



-f- profil de l'énergie k à la position $r/D=1$

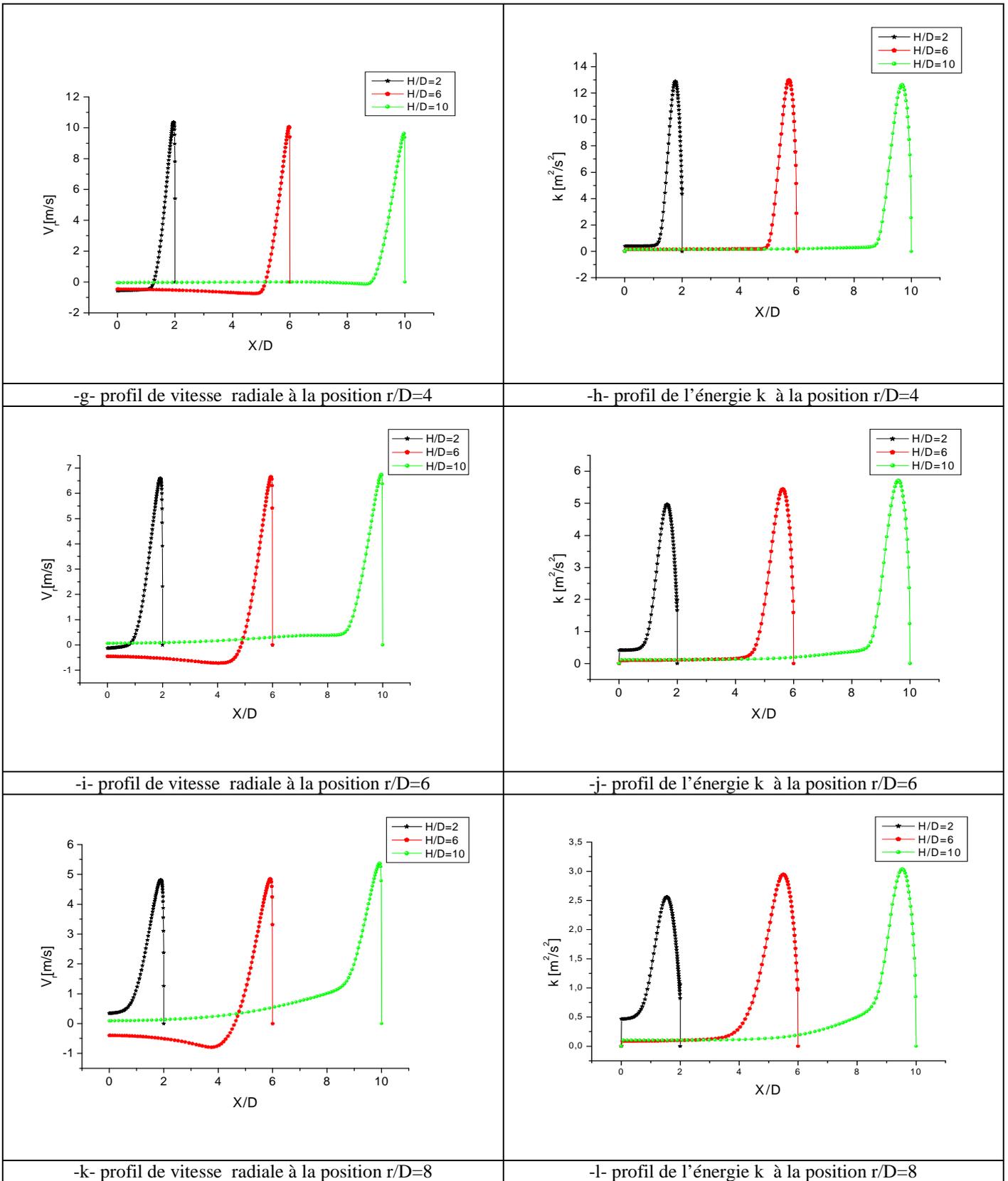


Figure.5.14. Variation de la vitesse radiale et de l'énergie cinétique turbulente – effet de la distance buse-paroi H/D .

Les figures 5.15a, b, c et d illustrent les profils de température en fonction de la distance x/D aux positions radiales $r/D = 1, 4, 6$ et 8 . Les courbes indiquent que plus la distance entre la buse et la paroi d'impact est grande, plus les températures sur la surface sont élevées et donc moins elle (cette surface) est refroidie. L'explication est que pour H/D élevé, la vitesse d'approche du jet près de la paroi est faible, impliquant un flux convectif réduit et donc un refroidissement de la surface moindre.

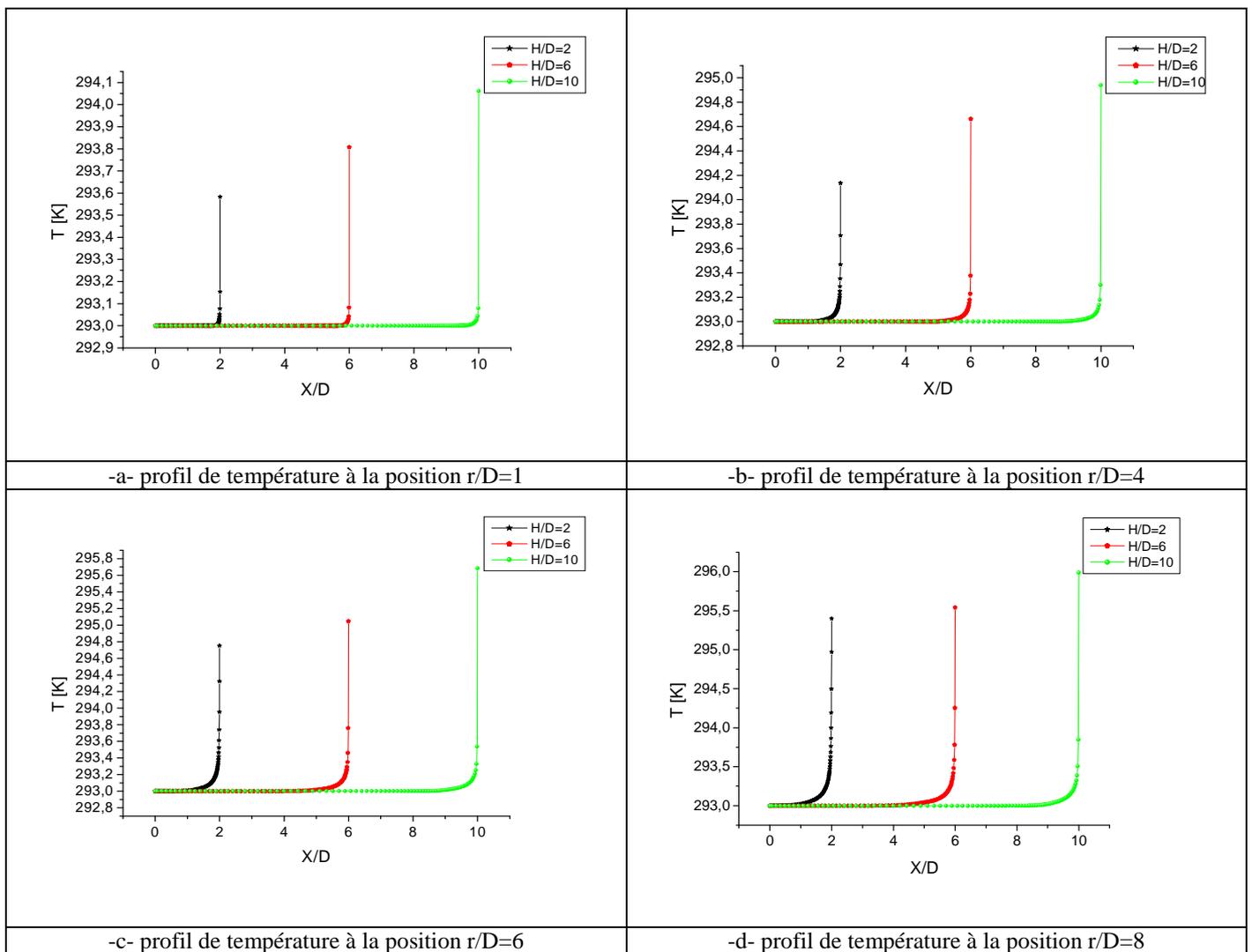


Figure.5.15.Variation de la température – effet de la distance H/D .

La figure 5.16 illustre l'effet de la distance buse / paroi sur la distribution du nombre de Nusselt sur la surface d'impact. Plus la buse d'où sort le jet est éloignée de la paroi d'impact, moins cette dernière (la paroi) est refroidie. La raison est que la vitesse d'impact étant diminuée, la température à la paroi reste relativement élevée par rapport à celle du jet.

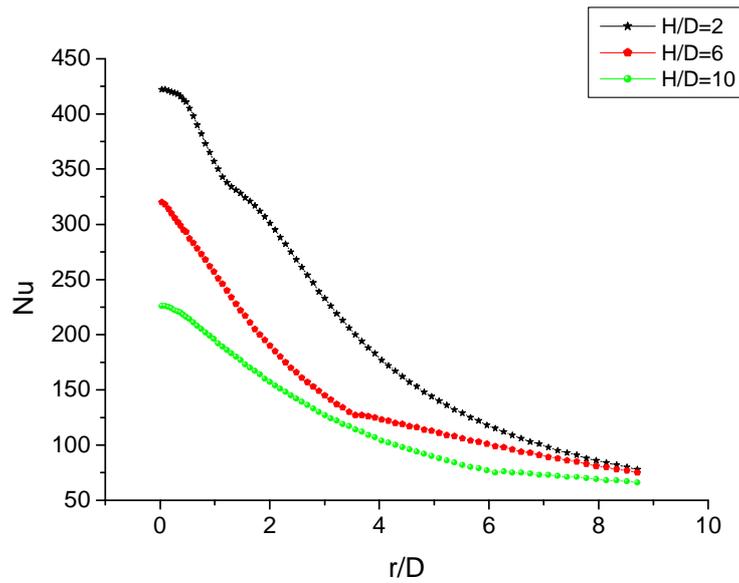


Figure.5.16.Variation de Nu en fonction de r/D – effet de la distance H/D .

Conclusion général

Conclusion générale

Les jets turbulents axisymétriques impactant perpendiculairement une paroi plane circulaire a été simulée numériquement à l'aide d'un programme de calcul en Fortran. Les résultats montrent que le type d'écoulement peut être divisé en effet en trois zones, la zone de jet libre, la zone d'impact et la zone du jet pariétal.

Le modèle k et epsilon standard s'est avère non satis faisant pour tenir compte des effets de turbulence sur les champs caractéristique moyens.

Al a été mis en évidence que le nombre de Reynolds et la distance entre la buse et la paroi d'impact ont une forte influence sur le comportement dynamique et thermique de l'écoulement.

Bibliographies

Bibliographies

1. ANWARULLAH, M., VASUDEVA RAO, V. et SHARMA, K.V. **2012**, Effect of Nozzle Spacing on Heat Transfer and Fluid Flow Characteristics of an Impinging Circular Jet in Cooling of Electronic Components, *Int. J. of Thermal & Environmental Engineering*, pp. 7-12.
2. BAUGHN, J.W., SHIMIZU, S. **1989**. Heat transfer measurement from a surface with uniform heat flux and an impinging jet. *ASME Journal of Heat Transfer*, Vol. 111, pp. 1096-1098.
3. BOUMARAT, M et GOURDIN, A, Méthodes numérique appliquées.
4. CHEN, H.J. MOSHFEGH, B. CEHLIN, M.**2012**. Numerical investigation of the flow behavior of an isothermal impinging jet in a room. *Int. J. Building and Environment* 49, pp154-166.
5. CHRISTOPHE BAILLY et GENEVIEVE COMTE-BELLOT, *Turbulence*. CNRS Editions, 2003.
6. 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), pp. 2675-2684.
7. 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), pp. 2685-2697.
8. DAIRAY, T, FORTUNE, V, LAMBALLAIS, E et BRIZZI, **29 Aout -29 Septembre 2011**, Simulation numérique directes d'un jet impactant, 20^{ème} Congrès Français de Mécanique, Besançon, France, pp.1-6.
9. DEL FRATE, L, GALASSI F M, C, AURIA, D, GALASSI, G, **12-15 September 2011**.CFD Simulations of a Normally-Impinging Jet from a Circular Nozzle, International Conference Nuclear Energy for New Europe, Bovec, Slovenia.
10. ERCOFTAC open database, <http://www.ercoftac.mech.surrey.ac.uk>.
11. FABIEN, C. PHILIPPE, B. PHILIPPE, C. et ZAKARIA, G, **28-30 Aout 2007**, Etude expérimentale d'un jet laminaire impactant une plaque plane chauffée, 13^{èmes} journées internationales de thermique, Albi, France, pp.1-5.
12. GRADECK Miche.**29 juin 2005**. PR 2.3 Refroidissement diphasique, Rapport d'activité, Laboratoire d'Energétique et de Mécanique Théorique et Appliquée 2 avenue de la forêt de Haye BP 160 54504 Vandoeuvre Cedex, France.

13. H K VERSTEEG et W MALALSEKERA, An introduction to computational fluid dynamics. The finite volume method, Longman, Londres. 1995.
14. MARK J. TUMMERS, JEROEN JACOBSE, SEBASTIAAN G.J. VOORBROOD .**2011**. Turbulent flow in the near field of a round impinging jet. International Journal of Heat and Mass Transfer 54, pp. 4939–4948.
15. Naseem Uddin, Sven Olaf Neumann, Bernhard Weigand. **2013**. LES simulations of an impinging jet: On the origin of the second peak in the Nusselt number distribution. International Journal of Heat and Mass Transfer 57, pp. 356–368.
16. Patankar S.V. "Numerical Heat Transfer and Fluid Flow", New York: Hemisphere Publishing Corporation, 1980.
17. SEBASTIEN, P, THIEN DUY, N, SOUAD, H, JULIEN, P et STEPHANE, V, **3-5 juin 2013**, Transfert de chaleur et de masse par un jet impactant dans un système discoïde rotor- stator, XI^{ème} Colloque Interuniversitaire Franco-québécois sur la Thermique des Systèmes, Reims, France, pp. 183-188.
18. Simulation numérique d'un écoulement dans une conduite : <http://fr.slideshare.net/elhacematene/tp4simulation-numrique-dun-coulement-dans-une-conduite>
19. TEJ, A. SMETI, M, JALLOUILI. ROUABA, K et ATTYAOUI, S, **28-29 Avril 2010**, Simulation numérique du refroidissement d'un piston par un jet d'huile, 2^{ème} Congrès international CIM, Sousse, Tunisie, pp. 1-5.
20. ZIDOUNI, K, F. et MATAOUI, A., **2007**, Simulation numérique d'un transfert thermique d'un jet rond impactant une cavité cylindrique, revue des Energies Renouvelables CER'07 Oujda, pp. 259-264.