

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 : 206/Mag/2007

Série : 008/GM/2007

MEMOIRE

Présenté en vue de l'obtention du diplôme de **Magister**

En Génie Mécanique

Option : Thermo-Fluide

**Etude numérique de l'écoulement tridimensionnel et du
transfert de chaleur à travers un passage avec des
ailettes. Application au refroidissement interne des aubes
d'une turbine**

Par

Mr. ACHACHI Mohamed Ali

Soutenu le 09 Juillet 2007

Devant le jury :

Président	Mr. M. AFRID	Prof. Univ. Mentouri-Constantine
Rapporteur	Mr. Z. NEMOUCHI	Prof. Univ. Mentouri-Constantine
Examineur	Mr. S. BOUDEBOUS	M.C. Univ. Mentouri-Constantine
Examineur	Mr. O. KHOLAI	M.C. Univ. Mentouri-Constantine

2006 - 2007

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

والحمد لله رب العالمين، والصلاة والسلام على نبي الرحمة المصطفى الأمين.

اللهم إن كان هذا العمل يليق بمقام نبيك، فهو هديته مني إليك،

فقبله اللهم بقبول حسن واجعله نوراً لمن بعدي.

DEDICACE

A mes Parents : lumière de mes jours,

A ma sœur aînée : mon soutien, sur tous les plans

A mes Nièces : Malak Saoussen et Houayda Aya

A tous ceux qui combattent pour défendre une fin noble : puisse Dieu le tout

Puissant venir à leur aide. Amène.

REMERCIEMENTS

Dieu, seul seigneur des mondes et maître absolu de l'univers a le mérite du remerciement le plus absolu qui puisse exister.

Je le remercie de m'avoir soutenu par un père exemplaire en son honnêteté et son dévouement. Inné en lui et symbole du travailleur discipliné il m'a inculqué la ponctualité et l'amour du savoir.

Je remercie mon père d'avoir choisi pour moi la mère la plus tendre, l'algérienne conservatrice typique. Amoureuse de la liberté depuis la présence des forces françaises en Algérie, elle m'a allaité l'amour de ma patrie nourricière.

Je remercie ma mère d'avoir engendré, filles et garçons, unis comme les cinq doigts de la main malgré les divergences de la vie. Je la remercie encore une fois car, malgré son analphabétisme, elle a bien éduqué ceux qu'elle a engendré.

Je remercie mes frères et sœurs pour toute l'aide et l'assistance qu'ils m'ont apporté et je leur demande pardon pour tout égarement de ma part et pour toute brutalité de quelque nature qu'elle soit. Mes vifs remerciements vont à ma sœur aînée qui a été pour moi le soutien et le symbole de la bonne volonté. Merci à elle encore une fois, parce que j'entend toujours sa voix, quand nous étions à l'école primaire, qui répète

« Travaillez prenez de la peine !!!

C'est le fonds qui manque le moins...».

Je n'ose pas oublier les hommes qui ont illuminé les chemins de beaucoup de gens. Honnêtes comme ils étaient, il m'ont appris à lire la forme et le sens des phrases... Ils m'ont appris à m'exprimer. C'est pourquoi je m'incline devant les esprits de mes enseignants présents en moi, malgré moi, par leurs gestes, leurs principes, leurs idées, leurs encouragements et même par leurs gifles quand il l'a fallu. Ils sont pour moi le père éducateur.

Je remercie spécialement les enseignants du département de mécanique, car c'est avec eux que j'ai apprécié le goût du travail scientifique, méthodique et bien réfléchi.

Je remercie alors le professeur *AFRID*, homme de science et de valeurs, pour m'avoir accordé de son temps précieux afin de présider le jury de soutenance du présent travail.

Je remercie le Docteur *BOUDEBOUS*, scientifique et homme de principe et à la parole d'honneur, de m'avoir cédé de son temps et d'avoir prêté attention à mon tra-

vail que ce soit par la lecture de ce mémoire ou par l'aide qu'il n'a jamais cessé de m'en accorder pour moi et pour tous les étudiants d'ailleurs.

Mes vifs remerciements vont également au Docteur *KHOLAÏ*, qui a été toujours à mes cotés sur le plan scientifique, moral ou matériel. Puisse Dieu le bénir.

Quant au Professeur *NEMOUCHI*, je ne saurai jamais le remercier. Symbole de la modestie, de la générosité, des valeurs morales sublimes, il reste pour moi un gisement de savoir, de savoir faire et de réflexion. Les lumières qui jaillissent de ses discussions, rendent le travail avec lui d'autant plus agréable et bénéfique.

Avant de terminer et pour ne pas être ingrat, je remercie mes amis : *KHELLASSI Mourad*, *BENABDELKADER Youcef*, *KHERRAB Salim*, *DENFIR Salim*, pour leur aide et leur soutien.

Je termine par remercier tous ceux qui m'ont causé beaucoup de peine et de souffrance, que ce soit né d'amour ou par accident : je les remercie parce que c'est l'utérus du malheur qui délivre le plus grand bonheur du monde, et ce sont les larmes les plus salées qui dessinent le plus beau sourire et parce que les pleurs les plus amères m'ont appris à chanter : l'amour de Dieu, l'amour de ma patrie, chanter la tête pleine la voix de ma sœur aînée qui répétait dans son âge enfantin :

Travaillez prenez de la peine !!!

« C'est le fonds qui manque le moins... »

Merci à tous.

RESUME

Le présent travail constitue une investigation numérique et étude de l'écoulement tridimensionnel et le transfert de chaleur dans les canaux de refroidissement des aubes des turbines à gaz. Le code de calcul *Fluent™* a été utilisé. Un cas d'étude a constitué une validation des calculs en comparant les résultats obtenus avec des résultats expérimentaux. Dans le deuxième cas l'écoulement a été caractérisé d'une manière globale (champ hydrodynamique, thermique et paramètre de la turbulence). Le modèle de turbulence $k - \varepsilon$ standard a été utilisé pour modéliser l'écoulement turbulent. Il a été montré que les cellules contra-rotatives apparaissant dans l'écoulement joue un rôle important dans le transfert de quantité de mouvement et de chaleur. Il a été mis en évidence qu'en introduisant la rotation la force de *Coriolis* joue un rôle de stabilisation et/ou déstabilisation de la turbulence sur les parois de fuite/d'attaque et inversement influençant directement sur la qualité du transfert thermique.

Mots clés :

Navier-Stokes(équations), *Coriolis* (force), Turbulence, Turbines à gaz, Aubes de turbine, Passage nervuré, Refroidissement interne, *Fluent™*.

ملخص

يمثل هذا العمل دراسة محاكاة رقمية لانسحاب الهواء وانتقال الحرارة داخل قنوات تبريد شفرات توربين الغاز. إستعمل في هذه الدراسة البرنامج التجاري *Fluent™*. أول خطوة في الدراسة تمثلت في حساب حالة أنبوب على شكل U مزود بمجنحات وذلك كعملية تقييم دقة الحسابات. حالة ثانية تمثلت في دراسة كيفية لتبيان خصائص السيلان بصفة عامة (المحقل الهيدروديناميكي والحارمي وخصائص الاضطرابية). استعمل في هذه الدراسة النموذج $k - \epsilon$ العادي لمعالجة السيلان المضطرب. وقد تبين من خلال هذه الدراسة أن الخلايا المتعاكسة الدوران تلعب دورا مهما في انتقال كمية الحركة والحرارة. لقد وضح أنه عند تدوير المسلك (القناة) تلعب قوة "كوروليس" دورا في استقرار وأضطراب الطاقة الحركية الاضطرابية على مستوى الجدارين المواجهين للمعاكس للدوران والعكس بالعكس مؤثرة بذلك مباشرة على عملية الانتقال الحارمي.

مفاتيح:

Navier-Stokes (معادلات)، *Coriolis* (قوة)، اضطرابية، توربين الغاز، شفرات التربين، مسلك مجنح، تبريد داخلي،

Fluent™.

ABSTRACT

This work constitutes an numerical investigation and an study of the three-dimensional fluid flow and heat transfer in coolant channels of the turbine blades. The CFD code *Fluent™* was used. A first case of this work constituted a validation of calculations by comparing the results obtained with experimental data. In the second case the flow was characterized in a total way (hydrodynamic, thermal field and turbulence parameters). The standard $k - \varepsilon$ model was used to in the way to predict the turbulent flow. It was shown that the cells counter-rotary appearing in the flow has an important effect on heat transfer and momentum transport. It was highlighted that by introducing rotation the *Coriolis* force induce the stabilization and/or destabilization phenomena of turbulence on the trailing/leading walls and conversely, influencing directly on the quality of the heat transfer.

Keywords:

Navier-Stokes (equations), *Coriolis* (force), Turbulence, Gas turbines, Turbine blades, Ribbed Passage, internal Cooling, *Fluent™*.

TABLE DES MATIERES

Nomenclature	
Liste des tableaux	
Liste des figures	
Chapitre premier : Introduction et étude bibliographique	1
1.1 Les turbines à gaz	2
1.2 Pourquoi refroidir les turbines à gaz	4
1.3 Étude bibliographique	6
1.4 Objectifs du présent travail	11
1.5 Contenu du mémoire	11
Chapitre deuxième : Formulation mathématique	13
2.1 Équations du mouvement	14
2.1.1 La continuité	14
2.1.2 Équations de quantité de mouvement	14
2.1.3 Équation d'énergie	15
2.1.4 Effet de la rotation	15
2.2 Équations moyennes	16
2.2.1 Équation de continuité	17
2.2.2 Équations de quantité de mouvement	17
2.2.3 Équation d'énergie	17
2.3 Le modèle de turbulence $k - \varepsilon$	18
2.4 Traitement près de la paroi	19
2.4.1 Fonctions de paroi standards	21
2.4.1.1 Quantité de mouvement	21
2.4.1.2 Énergie	21
2.5 Méthode numérique	23
Chapitre troisième : Discussion des résultats	26
3.1 Étude de l'écoulement dans un conduit en U doté de nervures alternées	27
3.1.1 Description de la géométrie	27
3.1.2 Génération du maillage	28
3.1.3 Conditions aux limites	28

3.1.4 Discussion	28
3.2 Étude de l'écoulement et du transfert thermique dans un canal de section rectangulaire	31
3.2.1 Description de la géométrie	31
3.2.2 Génération du maillage	32
3.2.3 Conditions aux limites	32
3.2.4 Discussion	33
i- Cas N° 1 : Conduit lisse à zéro rotation	34
ii- Cas N° 2 : Passage lisse à 600 rpm	36
iii- Cas N° 3 : Passage nervuré à zéro rotation	40
a- Champ de vitesses	40
b- Champ de pression	43
c- Champ thermique	44
d- Coefficient de frottement	46
e- Energie cinétique turbulente	47
iv- Cas N° 4 : Passage nervuré à 600 rpm	49
a- Champ de vitesse	49
b- Champ de pression	53
c- Champ thermique	54
d- Coefficient de frottement	56
e- Energie cinétique turbulente	57
3.2.5 Comparaison qualitative	59
Conclusion	63
Bibliographie	64

Nomenclature

Symboles utilisés

A	Aire d'une surface (m^2) - maillage
A	Constante de <i>Van Driest</i> (= 26) – fonction de paroi
$C_{1\varepsilon}, C_{2\varepsilon}, C_\mu$	Coefficients du modèle de turbulence
c_p	Chaleur spécifique du fluide
dA	Surface élémentaire (m^2)
D_H	Diamètre hydraulique (m)
dV	Volume élémentaire (m^3)
E	Constante empirique (= 9.793)
e	Coté de la section de la nervure (m)
f	Face
F_i	Composantes suivant x_i du vecteur force (N)
g_i	Composantes suivant x_i du vecteur accélération terrestre (m/s^2)
G_k	Terme de production de l'énergie cinétique turbulente kg/ms^3
h	Coefficient d'échange convectif (W/m^2K)
H	Hauteur de la section du conduit (m)
k	Énergie cinétique turbulente (m^2/s^2)
k_P	Energie cinétique turbulente au point P
L_i	Distances de l'axe de rotation à l'origine (m)
N_{faces}	Nombre de faces d'une cellule
Nu	Nombre de <i>Nusselt</i> (hD_H/λ)
Nu_0	Nombre de <i>Nusselt</i> pour un tube lisse (= $0.023 \cdot Re^{0.8} \cdot Pr^{0.4}$)
P, p	Pression (Pa)
p'	Fluctuation de la pression (Pa)
P	Pas module entre les nervures (m)
Pr	Nombre de <i>Prandtl</i> moléculaire ($Pr = \rho c_p \nu / \lambda_a$)
Pr_t	Nombre de <i>Prandtl</i> turbulent (= 0.85 à la paroi)
\dot{q}	Flux de chaleur à la paroi

Re	Nombre de <i>Reynolds</i> ($Re = U_b D_H / \nu$)
Ro	Nombre de rotation ($Ro = \Omega D_H / U_b$)
S_ϕ	Source de la quantité ϕ par unité de volume
t	Variable temps (s)
T	Température moyenne (K)
T_P	Température au point P (K)
T_w	Température à la paroi (K)
T_1	Température à l'entrée du cycle de turbine à gaz (K)
T_3	Température à l'entrée de la turbine (K)
T_{ij}	Tenseur des contraintes (N/m^2)
t_p	Température instantanée (K)
t'_p	Fluctuation de la température (K)
U_c	Vitesse résultante moyenne à $y^* = y_T^*$ (m/s)
U_P	Vitesse moyenne du fluide au point P (m/s)
U_i	Composantes suivant x_i de la vitesse (m/s)
u'_i	Composantes suivant x_i de la fluctuation de la vitesse (m/s)
$-\overline{u'_i u'_j}$	Contraintes de <i>Reynolds</i> (m^2/s^2)
$-\overline{u'_j t'_p}$	Composantes suivant x_j du flux de chaleur turbulent
V	Volume d'une cellule (m^3)
W	Largeur de la section du conduit (m)
x_i	Cordonnées spatiales (m^3)
y_P	Distance du point P à la paroi

Lettres Grecques

Γ_ϕ	Diffusivité de la quantité ϕ
δ_{ij}	Symbole du <i>Kronecker</i>
δ_{ijk}	Symbole de permutation
ε	Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente (m^2/s^3)
η	Rendement thermique du cycle de <i>Carnot</i>
κ	Constante de von Kármán (= 0.4187)
λ_a	Conductivité thermique de l'air ($W/m \cdot K$)
μ	Viscosité dynamique du fluide (kg/ms)
μ_t	Viscosité dynamique turbulente (kg/ms)
ν	Viscosité cinématique du fluide (m^2/s)
ν_t	Viscosité cinématique turbulente (m^2/s)
Ω	Vitesse de rotation angulaire
ϕ	Grandeur transportée
Φ	Moyenne temporelle de la grandeur transportée
ϕ'	Fluctuation de la grandeur transportée
ρ	Masse volumique (kg/m^3)
σ_k	Nombre de <i>Prandtl</i> turbulent lié à k
σ_t	Nombre de <i>Prandtl</i> turbulent lié à T
σ_ε	Nombre de <i>Prandtl</i> turbulent lié à ε
$\nabla\phi$	Gradient du scalaire ϕ
$(\nabla\phi)_n$	Gradient de ϕ normal à la face f

Liste des tableaux

Tableau 1.1 Coefficients du modèle de turbulence $k - \varepsilon$	19
Tableau 2.2 Facteurs de sous relaxation utilisés	24
Tableau 2.3 Les différents résidus utilisés dans le calcul	24
Tableau 3.1 Données du problème	27
Tableau 3.2 Résumé de la stabilisation/déstabilisation due à la rotation	56
Tableau 3.3 Résumé du phénomène de stabilisation/déstabilisation de l'énergie cinétique	57

Liste des figures

Figure 1.1 Manteau à queue du moteur Trent 900 de <i>Rolls-Royce</i>	2
Figure 1.2 Température d'entrée turbine	3
Figure 1.3 Schéma de refroidissement	4
Figure 2.1 Effet de la force de <i>Coriolis</i> sur un conduit en rotation	15
Figure 2.2 Subdivision de la région près de la paroi	20
Figure 2.3 Approches du traitement près des parois	20
Figure 3.1 Conduit en U à nervure alternées	27
Figure 3.2 Portion du maillage généré (plan de symétrie)	28
Figure 3.3 Évolution du profil de vitesse longitudinale	29
Figure 3.4 Champ de pression au niveau du plan de symétrie du conduit	30
Figure 3.5 Contours de vitesse axiale sur le plan de symétrie	30
Figure 3.6 Lignes de courant et zones de recirculation sur le plan de symétrie	31
Figure 3.7 Description du domaine d'étude	32
Figure 3.8 Contours de vitesse longitudinale dans la 1 ^{ère} passe	34
Figure 3.9 Contours de vitesse longitudinale dans le plan $y=0$	34
Figure 3.10 Evolution des cellules contra rotatives dans le coude	35
Figure 3.11 Formation des cellules contra rotatives dans la 1 ^{ère} passe	36
Figure 3.12 Evolution des cellules contra rotatives dans la 1 ^{ère} passe	37
Figure 3.13 Evolution des cellules contra rotatives dans le coude à 180°	38
Figure 3.14 Champ de vecteurs vitesse à la sortie du coude et près de la sortie du conduit	39
Figure 3.15 Contours de vitesse longitudinale dans la 1 ^{ère} passe	39
Figure 3.16 Contours de vitesse longitudinale dans la 2 ^{ème} passe	40
Figure 3.17 Contours de vitesse longitudinale dans la 1 ^{ère} passe	41
Figure 3.18 Contours de la composante de vitesse, suivant z , dans le coude	42
Figure 3.19 Champ de vecteur vitesse montrant les cellules contra rotatives	42
Figure 3.20 Contours de vitesse longitudinale dans la 2 ^{ème} passe et périodicité	42
Figure 3.21 Champ de vecteur vitesse sur le plan $y=-9.9\text{mm}$	43
Figure 3.22 Distribution de pression statique à $y = 0 \text{ mm}$	43
Figure 3.23 Contours de pression statique dans les plans médians XY dans les deux passes	44

Figure 3.24 Distribution de la température statique dans la 1 ^{ère} passe du canal	45
Figure 3.25 Distribution de la température statique dans la 2 ^{ème} passe du canal	46
Figure 3.26 Contours du nombre de <i>Nusselt</i> local	46
Figure 3.27 Distribution du coefficient de frottement local	47
Figure 3.28 Contours de l'énergie cinétique turbulente dans la 1 ^{ère} passe	48
Figure 3.29 Contours de l'énergie cinétique turbulente dans la 1 ^{ère} passe	49
Figure 3.30 Energie cinétique turbulente dans le coude	49
Figure 3.31 Contours de vitesse longitudinale dans la 1 ^{ère} passe	50
Figure 3.32 Contours de vitesse longitudinale dans la 2 ^{ème} passe	51
Figure 3.33 Champ de vecteur vitesse à $x \approx 2D_H$	52
Figure 3.34 Vecteurs vitesse dans des plans $z=Cste$ dans le coude à 180°	52-53
Figure 3.35.a Champ de vecteur vitesse à l'entrée de la 2 ^{ème} passe	53
Figure 3.35.b Champ des vecteurs vitesse à $x \approx 6D_H$	54
Figure 3.36 Champ de pression au plan $Y=0$	54
Figure 3.37 Champ de température dans la 1 ^{ère} passe	55
Figure 3.38 Champ de température dans la 2 ^{ème} passe	55
Figure 3.39 Distribution du nombre de <i>Nusselt</i> local dans la 1 ^{ère} passe	56
Figure 3.40 Distribution du nombre de <i>Nusselt</i> local dans la 2 ^{ème} passe	57
Figure 3.41 Coefficient de frottement sur la paroi d'attaque/de fuite	58
Figure 3.42 Distribution de l'énergie cinétique dans la 1 ^{ère} passe	59
Figure 3.43 Distribution de l'énergie cinétique dans la 2 ^{ème} passe	59
Figure 3.44 Energie cinétique turbulente à travers le coude	60
Figure 3.45 Variation du nombre de <i>Nusselt</i> avec <i>Ro</i> dans la 1 ^{ère} passe	61
Figure 3.46 Variation du nombre de <i>Nusselt</i> avec <i>Ro</i> dans la 2 ^{ème} passe	61
Figure 3.47 Indices de régions	62
Figure 3.48 Variation du nombre de <i>Nusselt</i> le long de la paroi d'attaque pour $Ro=0.15$	62
Figure 3.49 Variation du nombre de <i>Nusselt</i> le long de la paroi de fuite pour $Ro=0.15$	62

Chapitre premier

Introduction et étude bibliographique

Une brève introduction avec une mise en relief de l'intérêt de la présente étude, suivie d'une étude bibliographique citant quelques travaux précédent expérimentaux et numériques.

Introduction et étude bibliographique

1.1 Les turbines à gaz

Les turbines à gaz servent en général dans la production d'énergie (centrale électrique) ou dans la production de poussée pour propulser des engins tels que les avions. Les avantages principaux des turbines à gaz sont : un rendement élevé, un rapport couple/poids très élevé et un niveau de vibration très bas. Une installation à turbine est constituée en général d'une entrée, d'un compresseur, d'une chambre de combustion, une turbine et une sortie Fig. 1.1.

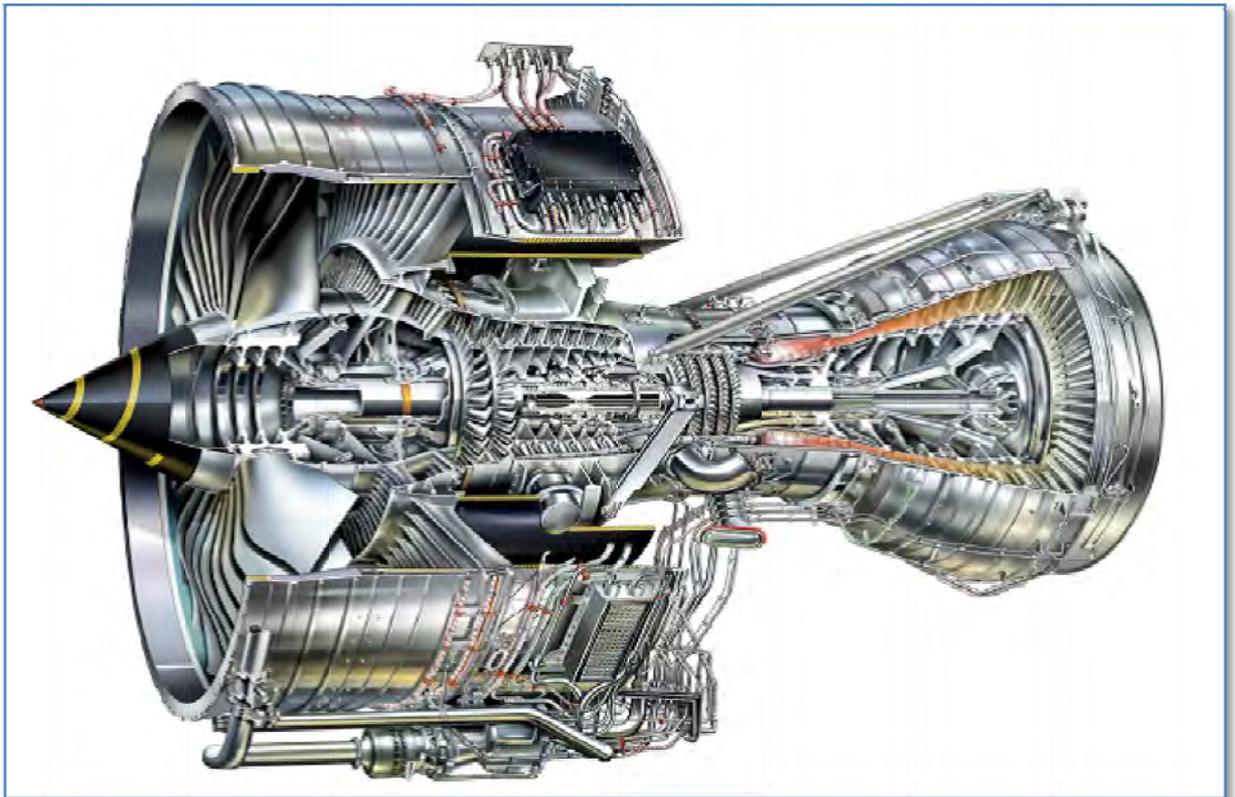


Fig. 1.1. Manteau à queue du moteur Trent 900 de Rolls-Royce.

L'entrée, composée généralement de filtres, vannes et autres accessoires, est destinée à améliorer la qualité de l'écoulement traversant l'installation.

Le compresseur, en général constitué de plusieurs étages, sert à comprimer l'air en augmentant sa pression à travers ses diffuseurs convertissant ainsi la pression dy-

namique (vitesse) en pression statique. Le compresseur est relié à la turbine par un arbre moteur.

Afin que la puissance développée par la turbine soit supérieure à celle consommée par le compresseur, une grande énergie thermique est ajoutée au fluide dans la chambre de combustion.

Les gaz chauds issus de la chambre de combustion se détendent dans la turbine, laquelle entraîne le compresseur. En effet après la détente les gaz contiennent toujours une grande partie de leur énergie qui peut être utilisée sous différentes formes. En aviation le surplus d'énergie est transformé, dans une tuyère à grande vitesse, en une poussée de propulsion de l'engin.

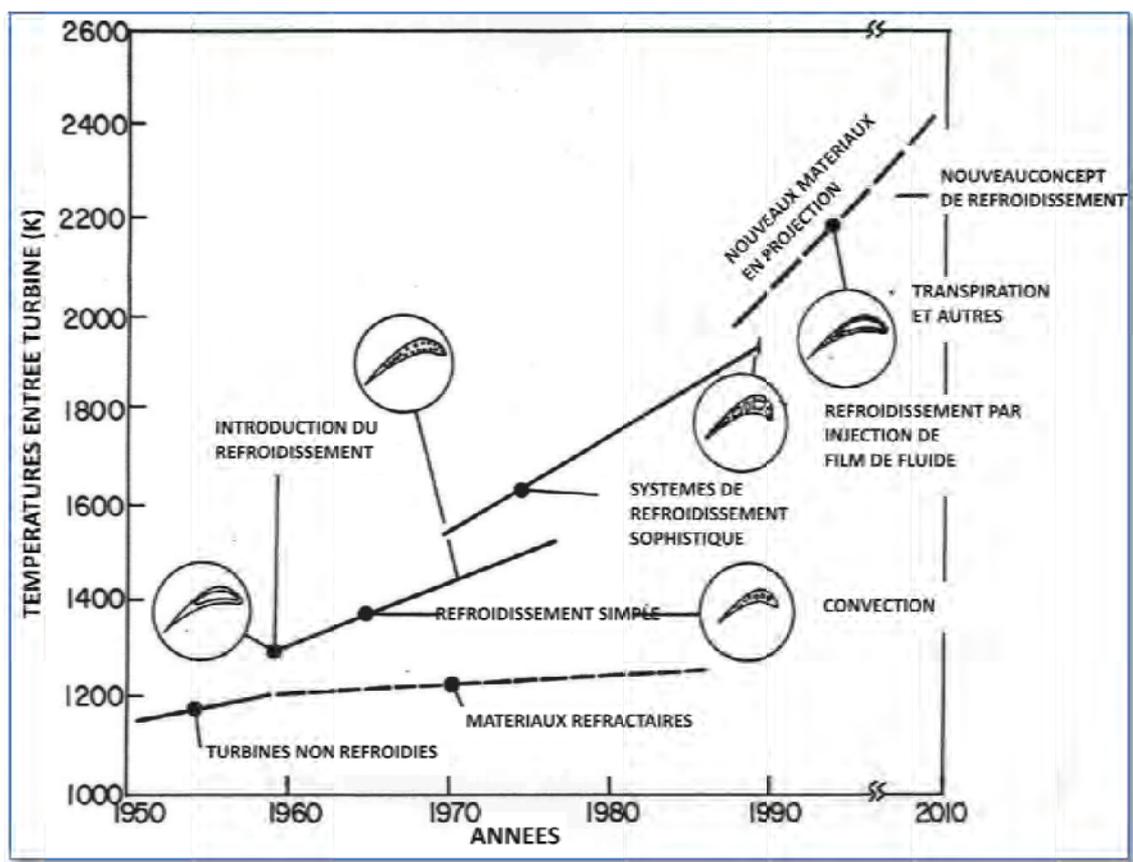


Fig. 1.2. Température d'entrée turbine (Copyright Rolls Royce plc).

1.2 Pourquoi refroidir les turbines à gaz

Pour des fins écologiques et économiques, l'augmentation du rendement de tout type de moteur devient primordiale. Dans les turbines à gaz et spécialement dans l'aviation, non seulement la réduction de la consommation spécifique (csv) qui est importante mais le travail fourni à la sortie également. Le rendement maximal d'un cycle à turbine à gaz est donné par le rendement de *Carnot*:

$$\eta = 1 - \frac{T_1}{T_3} \quad (1.1)$$

Où T_1 est la température à l'entrée du cycle et T_3 est la température à l'entrée de la turbine. Donc augmenter T_3 implique directement l'augmentation du rendement du cycle.

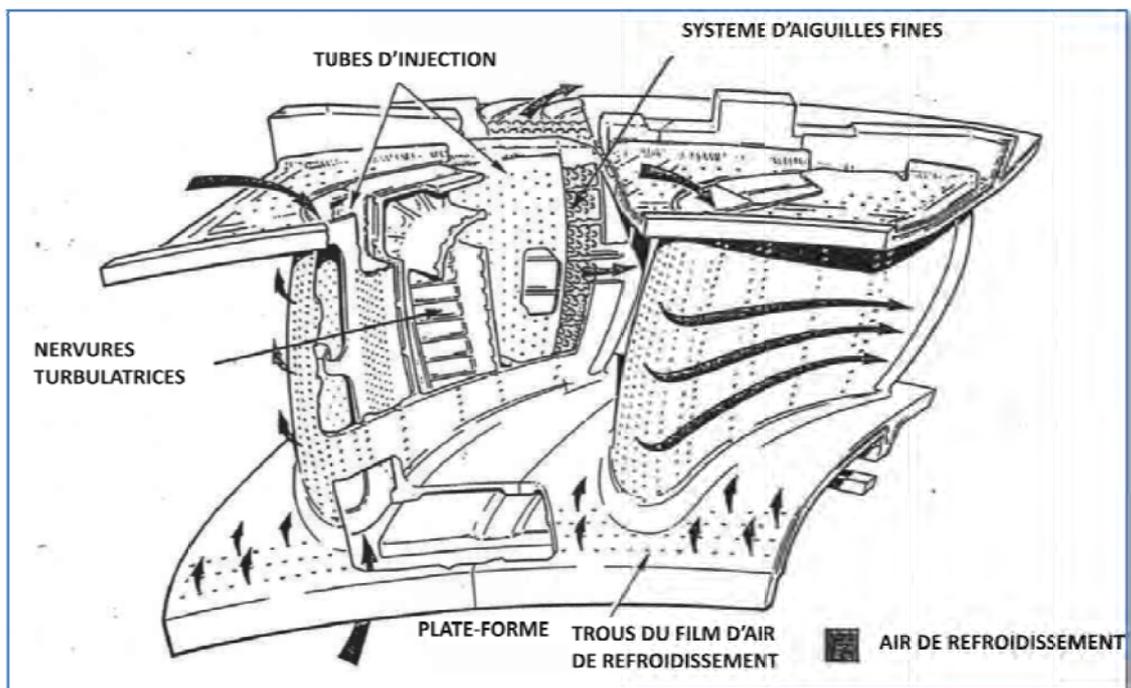


Fig. 1.3 Schémas de refroidissement (Copyright Rolls Royce plc).

Dans la pratique les performances du cycle sont plus basses que celle du cycle de *Carnot* dues aux pertes de pression et même des pertes de fluide, aux frottements, aux efficacités des autres composants de l'installation d'autant plus que le fluide n'est pas idéal etc. Tenant compte de ces pertes le rendement d'un cycle à turbine à

gaz ne dépend plus que du rapport des températures mais aussi du rapport de compression du compresseur (r_c). Alors augmenter la température à l'entrée de la turbine implique une augmentation du rapport de compression et par la suite une amélioration du rendement du cycle. C'est le but recherché par les constructeurs des turbines à gaz.

Malgré l'utilisation de certains matériaux exotiques afin de préserver l'environnement, ceux-ci ne peuvent atteindre la température voulue sans nuire à l'environnement. Des matériaux très améliorés tels que les alliages à base de nickel et cobalt (eg. Inco 738 et Rene 220) ont permis l'augmentation de la température, mais depuis lors les éléments rotatif des turbines à gaz sont extrêmement chargés et si aucune mesure n'est prise en charge la structure se verra défaillante. L'introduction du refroidissement à partir de prélèvement d'air frais au compresseur a permis l'augmentation de la durée de vie des turbines. Cette technique a été mise au point durant la deuxième guerre mondiale. La figure 1.2 montre l'augmentation de la température à l'entrée de la turbine grâce aux différentes techniques de refroidissement utilisées.

Les plus hautes charges thermiques vont se concentrer sur l'étage premier de la turbine à la sortie de la chambre de combustion. C'est pourquoi différents systèmes de refroidissement sont mis au point. La figure 1.3 montre un exemple typique de refroidissement. Pour la protection des parois des turbines, on emploie le refroidissement externe (film d'air), et le refroidissement interne (convection et injection d'air). De petits trous sont percés sur les parois à travers lesquels un film d'air froid vient couvrir les parois de la turbine. Le refroidissement interne consiste à véhiculer de l'air frais à travers des passages à l'intérieur des parois permettant ainsi un refroidissement de l'intérieur par convection/conduction. Afin d'augmenter l'efficacité de ce système des nervures seront mises en places dans ces passages d'air et orthogonalement à l'écoulement de l'air provoquant ainsi une augmentation de l'intensité de la turbulence engendrant un meilleur échange thermique. L'étude de l'écoulement et du transfert thermique à travers ces passages d'air frais est le sujet du présent travail.

L'avantage principal de ce prélèvement d'air consiste à l'augmentation de la température recherchée, mais il a certains inconvénients: 1) L'introduction de l'air de refroidissement réduit le travail à la sortie de la turbine; 2) les films d'air protecteurs

des parois vont compliquer le design aérothermique des aubes; 3) l'air de refroidissement ne participera pas à l'enrichissement de la combustion et le flux effectif se verra diminué en conséquence.

1.3 Étude bibliographique

Morris et Ferhadi Rahmat Abadi (1996) ont fait une investigation expérimentale pour l'étude du transfert de chaleur dans des tubes circulaires en rotation dotés de nervures intérieures. Ils concluent ce qui suit :

1- Cas sans rotation

- La présence de nervures produit une variation de la température en dents de scie.
- En aval, le nombre de *Nusselt* reflète la variation en dents de scie.
- Les nervures augmentent le transfert thermique trois fois plus que pour un passage lisse.
- L'augmentation de transfert thermique aux parois dépend de la géométrie des nervures.

2- Cas avec rotation

- L'augmentation d'échange thermique est due à deux mécanismes inertiels, la force de *Coriolis* et la flottabilité centripète.
- Les écoulements secondaires induits par les nervures couvrent l'effet des forces de *Coriolis*.
- La variation en dents de scie de la température persiste avec la rotation. De même pour le nombre de *Nusselt* seulement que ses valeurs ont augmenté.
- Le nombre de *Nusselt* augmente avec la flottabilité.

Morris et Chang (1997) ont réalisé une étude expérimentale de l'écoulement et du transfert de chaleur à l'intérieur d'une maquette simulant les canaux de refroidissement des aubes des turbines à gaz. Ils ont considéré un canal de section transversale circulaire tournant autour d'un axe orthogonal à son axe de symétrie. L'étude a été menée de façon à développer une procédure et méthode expérimentale de traite-

ment de données qui permet de déterminer le transfert thermique axial et circonférentiel sur la surface intérieure du tube. La stratégie de l'étude est la détermination de l'effet de la force de *Coriolis* ainsi que celui des forces centripètes de flottabilité dans la convection forcée.

L'étude a permis de conclure ce qui suit :

- La méthode a été validée par un ensemble de données expérimentales lesquelles mesurent indépendamment la variation de la température circonférentielle de la paroi du tube en rotation.
- L'expérience a pu valider une suggestion empirique en convection forcée de l'effet du nombre de *Reynolds* sur le nombre de *Nusselt* dont la forme est une puissance de 0,8 du nombre de *Reynolds*.
- La méthode est capable de montrer la différence systématique des changements qualitatifs des écoulements secondaires de *Coriolis* ainsi que la flottabilité centripète.

Iacovides et Raisee (1999) ont élaboré un calcul du transfert thermique convectif à travers les passages de refroidissement des turbines à gaz. Ils ont focalisé leurs efforts sur l'effet des nervures sur les champs turbulent et moyen de l'écoulement en utilisant une multitude de modèles de turbulence de type viscosité turbulente. Les calculs ont montré qu'une fermeture du second ordre est nécessaire pour reproduire les zones de décollement. Les calculs du transfert thermique dans les cas 2D et 3D montrent que les modèles de turbulence *Low-Re* sont nécessaires et que la fermeture différentielle *Low-Re* donne des résultats meilleurs quant à la prédiction du transfert de chaleur que les modèles de type *EVM* (Eddy viscosity model). Une version différentielle de la correction du terme de l'échelle de longueur indépendante de la distance à la paroi, dite *correction YAP*, a été introduite dans l'équation du taux de dissipation du modèle de turbulence *Low - Re $k - \epsilon$* , et fait qu'elle améliore la prédiction du transfert de chaleur.

Jia et al (2001) ont fait une investigation numérique afin de déterminer les caractéristiques des vitesses et du transfert de chaleur de multiples jets dans un canal nervuré traversé par un écoulement turbulent. L'écoulement du fluide est modélisé par

un modèle algébrique explicite. L'hypothèse de diffusivité turbulente et d'un gradient de diffusion généralisé, a été utilisée pour modéliser les flux de chaleur turbulents. Différentes dispositions des jets et des nervures ont été considérées avec des nombres de *Reynolds* du jet et de l'entrée du canal de 6.000 et 14.000 respectivement. Les résultats montrent que le rapport (B/W) de la taille du jet sur celle des nervures est beaucoup trop important. Bien que les nervures augmentent l'intensité de la turbulence, l'analyse montre qu'elles inhibent le mouvement des tourbillons en les empêchant d'arriver près des parois et ce quand B/W est faible, e.g. B/W = 1. Ce blocage limite l'augmentation du transfert de chaleur des nervures et des jets.

Ooi et al (2002) ont rapporté une étude numérique de l'écoulement turbulent et du transfert thermique dans des passages complexes en utilisant des modèles de turbulence modernes de type viscosité turbulente. Ils se sont intéressés aux géométries relatives aux systèmes de refroidissement des turbines à gaz. Le cas bidimensionnel et le cas tridimensionnel ont été traités en utilisant le modèle de turbulence $v^2 - f$. Ils montrent que le cas bidimensionnel a été bien validé avec les données expérimentales tandis que le cas 3D, sur la face où sont disposées les nervures les phénomènes sont bien capturés alors que sur la face lisse les résultats ne concourent pas avec l'expérience. C'est dû évidemment à la présence de structures d'écoulement secondaires qui ne peuvent être prédites par des modèles de type viscosité turbulente.

Chanteloup et al (2002) ont fait une étude expérimentale de l'écoulement d'un fluide en combinaison du transfert de chaleur dans un canal de refroidissement des turbines à gaz sur lequel sont montés des nervures inclinées à 45° par rapport à l'écoulement alternées sur les faces supérieure et inférieure. Ils ont employé une technique transitoire utilisant une méthode thermo chromique à cristaux liquides afin de mesurer le champ de température. Ils ont déduit que les deux vortex secondaires dans la section transversale sont dus à l'interaction de l'écoulement induit par la nervure et l'écoulement principal. L'écoulement dans les deux moitiés est contraint à rester dans la même région tout au long des deux passes droites.

L'inclinaison à 45° des nervures augmente les gradients du transfert thermique moyen. En aval de la nervure dans le coude le rapport du *Nusselt* maximum au *Nusselt* minimum est supérieur à six. De grands gradients de températures entre les quatre faces du canal sont à noter et qui sont nécessaires pour le refroidissement des aubes évitant ainsi de fortes contraintes thermiques sur l'aube.

Takeishi et al (2003) ont élaboré une étude expérimentale et numérique de l'écoulement dans un canal triangulaire à nervures inclinées. Ils proposèrent d'établir un espace entre les nervures et la paroi latérale afin d'utiliser les écoulements secondaires, les tourbillons et le rattachement pour rehausser le transfert thermique. Ils conclurent ce qui suit :

- Les écoulements secondaires dus au jeu entre les nervures et les parois latérales contribuent considérablement au control du transfert de chaleur local autour des bords de fuite. Il augmente l'échange thermique à de grands nombres de *Reynolds*.
- L'optimisation du jeu améliore le transfert thermique au bord de fuite et prévient la destruction du transfert thermique moyen dans le passage de refroidissement dans sa totalité.
- Les codes de calcul sont capables de prédire l'échange de chaleur et les pertes de pression dans les canaux à nervures.

Garcia Casado et Arts (2004) ont effectué une étude expérimentale afin de caractériser, par la *PIV* (Particle Image Velocimetry), le comportement aérodynamique d'un canal de refroidissement des turbines à gaz sur lequel sont montés des promoteurs de turbulence (nervures), inclinés à 45° par rapport à l'écoulement principal. Ils ont étudié six configurations différentes, en fonction de deux paramètres : la distance entre les nervures, normalisée par la hauteur des nervures ($\lambda/h = 7,5$, $\lambda/h = 10$ et $\lambda/h=15$), et la présence des nervures sur une ou sur deux parois opposées du canal.

Les caractéristiques de l'écoulement entre deux obstacles successifs pour les différentes configurations ont été observées:

- Une structure tourbillonnaire dominante derrière la première nervure.

- Une petite structure contrarotative tournant entre le tourbillon principal et l'obstacle amont.
- Une structure tourbillonnaire en amont de la deuxième nervure.
- Une structure localisée dans le coin entre la paroi nervurée et la paroi latérale aval.

Liou et al (2005) ont procédé à une étude numérique d'un écoulement et du transfert de chaleur dans un canal à section carrée à deux passages avec 19 nervures disposées à 90° face à l'écoulement. Les nervures sont montées sur la paroi d'attaque et la paroi de fuite avec un rapport de hauteur de nervure sur le diamètre hydraulique et un rapport du pas module sur la hauteur de 0,1 et 10 respectivement. Le nombre de *Reynolds* basé sur le diamètre hydraulique et la vitesse moyenne est de $1,0 \cdot 10^4$ avec une variation du nombre de rotation Ro de 0 à 0,2 correspondant à une plage de vitesse angulaire de 0 à 600 *tr/min*. Les résultats sont validés par des mesures expérimentales. Ils ont montré que l'effet de la rotation sur le nombre de *Nusselt* moyen a été bien capturé, tandis que dans le tournant à 180° la prédiction de la vitesse transversale ainsi que le nombre de *Nusselt* moyen n'a pas été satisfaisante.

Raisee et Bolhasani ont considéré l'étude numérique de l'écoulement et du transfert de chaleur à travers un tube sur lequel sont placées des nervures tantôt attachées à la paroi tantôt détachées d'elle. En utilisant la méthode de volumes finis et le modèle de turbulence *low - Re k - ε* de **Lauder et Sharma**. Ils constatèrent que ce dernier permet la capture du champ de vitesse près de la paroi, par contre il est incapable de le capturer dans le reste de la géométrie. La prédiction du transfert de chaleur a permis de conclure que le remplacement du terme de la correction *Yap* par la version différentielle améliore la prédiction du transfert thermique du modèle *low - Re k - ε*.

Chanteloup et Bölcs ont mené une étude expérimentale d'un écoulement stationnaire dans un canal de refroidissement à deux passes dans lequel ils se sont concentrés sur les caractéristiques de l'écoulement dans le coude à 180° et dans le passage aval où l'écoulement s'est développé. Ils utilisèrent un système *PIV* pour la mesure

des trois composantes de vitesse simultanément pour obtenir la vitesse moyenne et les quantités turbulentes du champ de l'écoulement. Le passage constitué de deux passes carrées connectées par un coude à 180° de section carrée. Les nervures sont montées sur les deux faces, alternées et inclinées à 45° par rapport à l'écoulement.

- Dans la partie amont du passage les résultats montrent que l'écoulement est périodique.
- Dans le coude, on note que le fait d'arrondir sa face intérieure et d'étendre les nervures dans le coude a causé la diminution de la recirculation près de la de la zone séparant les deux passes et loin des coins du coude. Le point de décollement de l'écoulement se retarde jusqu'à un angle supérieur à 90°.
- Dans la partie aval, le rattachement se fait plus rapidement et la distribution du transfert thermique devient relativement périodique.

1.4 Objectifs du présent travail

Le présent travail considère l'étude de l'écoulement hydrodynamique dans un conduit en U avec les parois interne et externe comportant des nervures alternées ainsi qu'une étude aérothermique d'un conduit de section carrés en rotation dont les faces d'attaque et de fuite comportent des nervures alignées.

Les objectifs du présent travail ont été fixés à :

- L'investigation numérique de l'écoulement tridimensionnel et du transfert thermique dans les canaux de refroidissement interne des aubes des turbines à gaz en utilisant le code de calcul *FLUENT*™.
- L'étude du comportement des structures tourbillonnaires tridimensionnelles a été l'objet d'une attention particulière. Les effets des écoulements secondaires et des zones de recirculation sur le frottement et sur le transfert de chaleur ont été explorés.
- Différents nombres de rotation ont été appliqués au domaine étudié afin d'étudier le comportement du frottement et du transfert thermique en présence de la rotation.
- La partie essentielle du code de calcul *FLUENT*™ et du préprocesseur *GAMBIT*™ a été maîtrisée.

1.5 Contenu du mémoire

Le deuxième chapitre est consacré à la présentation des équations différentielles régissant l'écoulement du fluide et le transfert de chaleur et une brève description du modèle de turbulence utilisé et de la méthode numérique de résolution des différentes équations de transport.

Le chapitre troisième présente la description du problème considéré, la géométrie du domaine d'écoulement étudié et discute les résultats obtenus : champs de vitesses, pressions, températures et paramètres de la turbulence de l'écoulement en considération.

Chapitre deuxième

Formulation mathématique

Flash sur les équations gouvernant le mouvement du fluide, les équations de Navier-Stokes. Brève description du modèle de turbulence. Introduction des termes dus à la rotation sur les dites équations du mouvement.

Formulations mathématiques

2.1 Équations du mouvement

L'écoulement dans les canaux de refroidissement des turbines à gaz est permanent, tridimensionnel, turbulent et avec transfert de chaleur d'un fluide supposé newtonien (air). Il est régi par des équations de transport de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie.

2.1.1 La Continuité

L'équation de continuité traduit la conservation de masse. Sa forme conservative est :

$$\frac{\partial U_j}{\partial x_j} = 0$$

2.1.2 Équation de quantité de mouvement

L'équation de quantité de mouvement décrit le bilan des forces qui stipule que la somme des forces extérieures est égale au taux de variation de la quantité de mouvement (deuxième loi de Newton). Les forces extérieures se composent de forces de volume F_i , eg. force de gravitation, et de forces de surface, T_{ij} . Les forces de surface s'écrivent comme la combinaison des : forces de pression et forces visqueuses

$$T_{ij} = -p\delta_{ij} + \tau_{ij}$$

Les équations de quantité de mouvement s'écrivent :

$$\frac{\partial(\rho U_j U_i)}{\partial x_j} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \right] + \rho g_i + F_i$$

F_i représentent des forces de volume F_i qui peuvent altérer le mouvement du fluide telles que la force de *Coriolis* ou force centrifuge, champ magnétique ou champ électrique etc.

2.1.3 Équation d'énergie

D'après la première loi de la thermodynamique, la variation d'énergie d'un système est le résultat du travail fourni ou reçu par le système et l'échange de chaleur depuis ou vers l'extérieur. Elle peut s'écrire sous une forme simplifiée :

$$\frac{\partial \rho U_j T}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu}{Pr} \frac{\partial T}{\partial x_j} \right)$$

2.1.4 Effet de la rotation

Quand l'axe de rotation est perpendiculaire au plan de cisaillement, les forces de *Coriolis* agiront de manière significative sur l'écoulement moyen que sur les fluctuations. Ces effets se manifestent sous forme de stabilisation/déstabilisation de la turbulence sur les parois d'attaque/de fuite ainsi que la production de cellules rotatoires et d'écoulements secondaires.

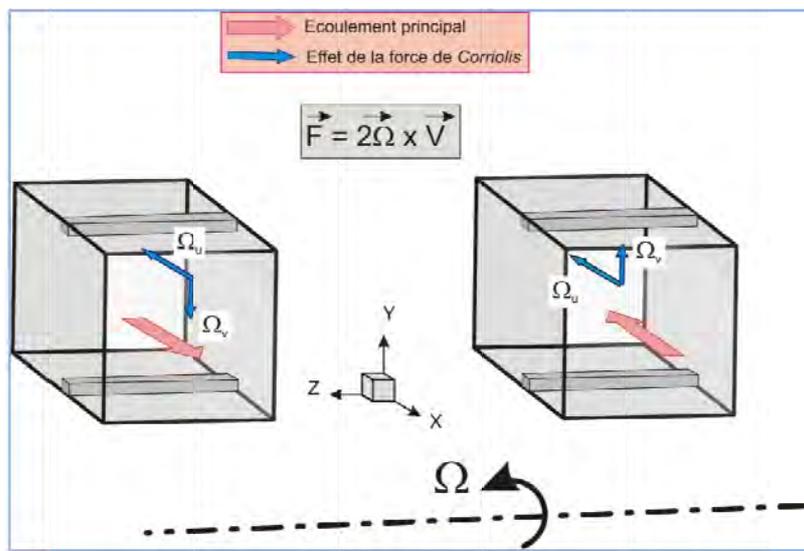


Fig. 2.1 Effet de la force de *Coriolis* sur un conduit en rotation

La production de la turbulence près des parois et dans les couches de cisaillement est due à l'échange intensif de la quantité de mouvement entre les fluctuations et les vitesses dans la direction de l'écoulement. En tandem avec la force de *Coriolis*, la turbulence s'accroît, mais quand ces effets sont en opposition la turbulence se voit atténuer. Vue la nature vectorielle des équations de quantité de mouvement, la direction de l'écoulement détermine l'effet de la force de *Coriolis* sur la

turbulence Figure 2.1. Quand l'écoulement s'éloigne de l'axe de rotation la turbulence augmente sous l'effet de la couche de cisaillement près de la paroi de fuite et l'effet inverse se produit sur la paroi d'attaque.

Les équations de *Navier-Stokes* écrites plus haut sont valables pour un référentiel Newtonien inertiel c-à-d. sans accélération. La présente étude considère la rotation de la turbine ce qui induit la force de *Coriolis* ainsi que la force centrifuge. En tenant compte de ces deux forces, les équations de quantité de mouvement s'écrivent :

$$\frac{\partial(\rho U_j U_i)}{\partial x_j} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \right] + \rho g_i + 2\rho\Omega U_j \delta_{ij3} + \rho\Omega^2(\delta_{i1} + \delta_{i2})L_i$$

Les deux derniers termes représentent la force de *Coriolis* et la force centrifuge respectivement, avec L_i les distances de l'axe de rotation par rapport à l'origine dans les trois directions de l'espace.

2.2 Équations moyennes

Afin d'obtenir les équations d'un mouvement de fluide turbulent, on introduit aux équations de *Navier-Stokes* la décomposition de *Reynolds*. Toute variable dépendante ϕ instantanée telle que la vitesse, la pression ou la température est égale à une valeur moyenne plus une fluctuation par rapport à cette variable

Si ϕ est la grandeur considérée, alors:

$$\phi = \Phi + \phi'$$

Où Φ est la moyenne temporelle de ϕ durant une période Δt et est donnée par

$$\Phi = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \phi(t) dt$$

ϕ' étant la fluctuation de ϕ .

On obtient pour les composantes de vitesse $u_i = U_i + u'_i$

Pour la pression $p = P + p'$

Pour la température $t = T + t'$

Notons que la moyenne d'une fluctuation est nulle, ainsi $\overline{u'} = 0$, $\overline{p'} = 0$

De manière générale $\overline{\phi'} = 0$

L'introduction de ces approximations dans les équations générales du mouvement donne les équations moyennes du mouvement stationnaire du fluide.

2.2.1 Équation de continuité

$$\frac{\partial U_j}{\partial x_j} = 0$$

2.2.2 Équations de quantité de mouvement

$$\begin{aligned} \rho U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = & -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \right] + 2\rho\Omega U_j \delta_{ij3} + \rho\Omega^2 (\delta_{i1} + \delta_{i2}) L_i \\ & + \frac{\partial}{\partial x_j} (-\rho \overline{u'_i u'_j}) + \rho g_i \end{aligned}$$

Le terme $-\rho \overline{u'_i u'_j}$ représente les contraintes de *Reynolds*.

2.2.3 Équation d'énergie

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\rho U_j T) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu}{Pr} \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} (-\rho \overline{u'_j t'})$$

Les trois équations précédentes peuvent être écrites sous la forme générale suivante

$$\frac{\partial (\rho U_j \Phi)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\phi \frac{\partial \Phi}{\partial x_j} \right) + S_\phi$$

Le premier terme à gauche représente le transport par convection, le premier à droite représente le transport diffusif et le dernier terme la production locale du scalaire ϕ .

Les équations du mouvement moyen ainsi obtenues présentent un problème de fermeture du système, dû à l'apparition de la double corrélation des contraintes de *Reynolds*. Donc la fermeture du système en modélisant les termes $-\rho \overline{u'_i u'_j}$ et $-\rho \overline{u'_j t'}$ est l'objet des modèles de la turbulence.

2.3 Le modèle de turbulence k-ε

Basé sur le concept de *Boussinesq*, il relie les contraintes de *Reynolds* aux taux de déformations moyen.

Ainsi les contraintes de *Reynolds* sont

$$-\overline{u'_i u'_j} = \nu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} k$$

Et le flux de chaleur est

$$-\overline{u'_j t'_p} = \frac{\nu_t}{\sigma_t} \frac{\partial T}{\partial x_j}$$

Où ν_t est la viscosité turbulente et σ_t est le nombre de *Prandtl* turbulent relié à la température et k est l'énergie cinétique turbulente donnée par $k = \overline{u_i'^2} / 2$.

Afin d'estimer ν_t , *Prandtl* a fait une analogie avec la viscosité cinématique d'un écoulement laminaire qui est caractérisée par une vitesse qui est la vitesse moyenne des molécules et une longueur caractéristique qui est le libre parcours moyens des molécules, ainsi il stipula que la viscosité turbulente est caractérisée par une vitesse (\sqrt{k}) et une longueur caractéristique $\sqrt{k^3} / \varepsilon$, ε étant le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente.

Il vient alors:

$$\nu_t = C_\mu \sqrt{k} \frac{k^{3/2}}{\varepsilon} = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}$$

L'énergie cinétique turbulente et son taux de dissipation sont donnés par leurs équations de transport respectives

$$\frac{\partial(\rho k U_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_t} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] - \rho \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \rho \varepsilon$$

$$\frac{\partial(\rho \varepsilon U_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_t} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} G_k - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k}$$

$$G_k = \rho \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial U_i}{\partial x_j}$$

$C_{1\varepsilon}$, $C_{2\varepsilon}$ et C_μ sont des constantes du modèle déterminées empiriquement et σ_t , σ_k et σ_ε sont les nombres de *Prandtl* relatifs à la température, à l'énergie ciné-

tique turbulente et à son taux de dissipation respectivement. Ils sont regroupés dans le tableau suivant

$C_{1\varepsilon}$	$C_{2\varepsilon}$	C_μ	σ_k	σ_ε	σ_t
1,44	1,92	0,09	1	1,3	0,9

Tableau 2.1 Coefficients du modèle de turbulence $k-\varepsilon$

2.4 Traitement près de la paroi

Les écoulements turbulents sont fortement affectés par la présence de parois. Très près de la paroi les fluctuations de vitesses tangentielles sont étouffées par la viscosité du fluide ce qui provoque un blocage cinématique réduisant les fluctuations normale à la paroi. Alors, loin de la paroi la turbulence s'intensifie rapidement par la production de l'énergie cinétique turbulente due aux gradients de vitesse moyenne importants.

L'expérience montre que la couche limite sur une paroi peut être divisée en deux régions. Très près de la paroi, une sous couche laminaire, où l'écoulement est purement laminaire et où la viscosité du fluide joue un rôle dominant dans le transport de quantité de mouvement et de chaleur ou de masse. Loin de la paroi, la turbulence domine. Entre les deux zones subsiste une région où la turbulence et la viscosité du fluide sont de même importance. La figure 2.2 illustre cette subdivision.

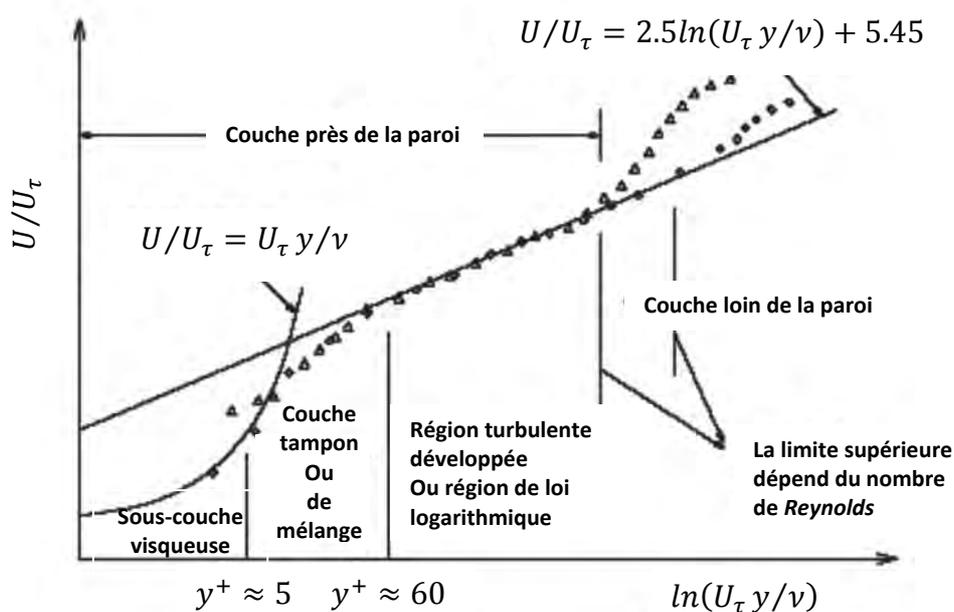


Fig. 2.2 Subdivisions de la région près de la paroi

Pour résoudre le problème de la présence de paroi, deux approches peuvent être envisagées.

Une première approche consiste à ne pas résoudre les équations de transport tout près de la paroi région très fortement affectée par la viscosité. On utilise alors une formulation semi empirique qui va relier cette région et la zone de l'écoulement turbulent développé. Alors une modification du modèle de turbulence est nécessaire afin de tenir compte de la présence des parois.

La seconde approche, consiste à modifier le modèle de turbulence pour activer la région affectée par la viscosité en résolvant les équations de transport avec un maillage très dense tout au long des parois. La figure 2.3 illustre les deux approches.

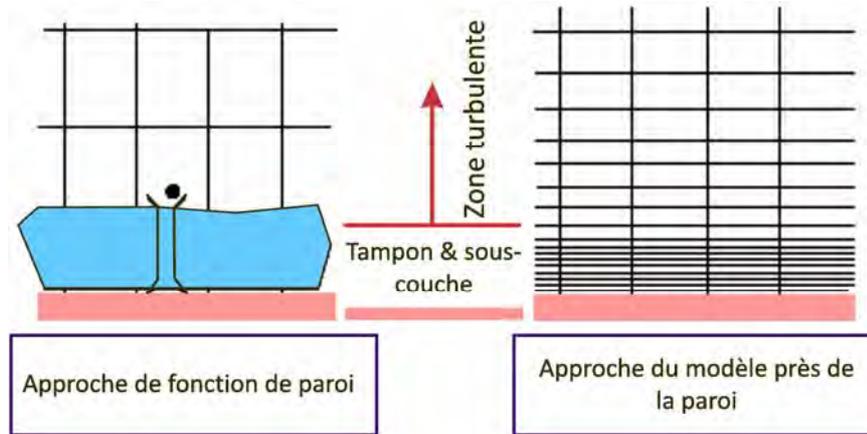


Fig. 2.3 Approches du traitement près de la paroi

2.4.1 Fonctions de paroi standards

2.4.1.1 Quantité de mouvement

Ces fonctions ont été proposées par *Launder* et *Spalding*, et sont largement utilisées dans l'industrie.

Pour l'écoulement moyen la fonction de paroi est

$$U^* = \frac{1}{\kappa} \ln(Ey^*)$$

Où

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

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

Et	κ	=	Constante de von Kármán (= 0.4187)
	E	=	Constante empirique (= 9.793)
	U_p	=	Vitesse moyenne du fluide au point P
	k_p	=	Énergie cinétique turbulente au point P
	y_p	=	Distance du point P à la paroi
	μ	=	Viscosité dynamique du fluide

La loi logarithmique est valable pour $30 < y^* < 300$. *Fluent* l'utilise quand $y^* > 11.225$.

Quand le maillage est tel que $y^* < 11.225$ pour les cellules adjacentes à la paroi, *Fluent* applique la loi de déformation de contrainte laminaire qui peut être écrite sous la forme

$$U^* = y^*$$

Notons au passage que dans *Fluent* les fonctions de paroi sont basées sur l'unité de paroi y^* , plutôt que y^+ ($\equiv \rho u_\tau y / \mu$). Dans la zone mixte y^* et y^+ sont identiques.

2.4.1.2 Énergie

Par analogie avec la quantité de mouvement, le transport de l'énergie près de la paroi va se subdiviser en deux principales régions, à savoir :

- o Une sous couche linéaire où la conduction thermique est dominante
- o Une deuxième couche turbulente de loi logarithmique où les effets de la turbulence dominent la conduction

La loi de paroi pour la température implémentée dans *Fluent* possède la forme suivante :

$$T^* \equiv \frac{(T_w - T_p) \rho c_p C_\mu^{1/4} k_p^{1/2}}{\dot{q}} = \begin{cases} Pr y^* + \frac{1}{2} \rho Pr \frac{C_\mu^{1/4} k_p^{1/2}}{\dot{q}} U_p^2 & (y^* < y_T^*) \\ Pr_t \left[\frac{1}{\kappa} \ln(E y^*) + P \right] + \\ \frac{1}{2} \rho \frac{C_\mu^{1/4} k_p^{1/2}}{\dot{q}} [Pr_t U_p^2 + (Pr - Pr_t) U_c^2] & (y^* > y_T^*) \end{cases}$$

P étant calculer selon la formule de *Jayatileke*

$$P = 9.24 \left[\left(\frac{Pr}{Pr_t} \right)^{3/4} - 1 \right] \left[1 + 0.28 e^{-0.007 Pr / Pr_t} \right]$$

- k_p = L'énergie cinétique turbulente au point P
 ρ = Masse volumique du fluide
 c_p = Chaleur spécifique du fluide
 \dot{q} = Flux de chaleur à travers la paroi
 T_P = Température au point P
 T_w = Température de la paroi
 Pr = Nombre de Prandtl moléculaire ($\mu c_p / \lambda_f$)
 Pr_t = Nombre de Prandtl turbulent (0.85 près de la paroi)
 A = Constante de Van Driest (=26)
 U_c = module de la vitesse moyenne quand $y^* = y_T^*$

Notons que pour l'approche de résolution découplée, les termes

$$\frac{1}{2} \rho Pr \frac{C_\mu^{1/4} k_P^{1/2}}{\dot{q}} U_P^2$$

et

$$\frac{1}{2} \rho \frac{C_\mu^{1/4} k_P^{1/2}}{\dot{q}} [Pr_t U_P^2 + (Pr - Pr_t) U_c^2]$$

ne sont inclus dans l'expression de T^* que pour les calculs des écoulements compressibles.

L'épaisseur adimensionnelle y_T^* de la sous couche thermique est calculée à une valeur de y^* pour laquelle la loi linéaire croise la loi logarithmique.

La procédure d'application de la loi de paroi pour la température est la suivante. Une fois les propriétés physique du fluide à modéliser sont spécifiées, on calcule son nombre de *Prandtl* moléculaire. Connaissant le nombre de *Prandtl* moléculaire, on calcule l'épaisseur de la sous couche thermique y_T^* à partir de l'intersection des profils linéaire et logarithmique puis cette valeur est stockée. Pendant les itérations, et tenant compte de la valeur de y^* à la cellule près de la paroi, on calcule la température de la paroi T_w ou le flux de chaleur \dot{q} en utilisant l'un ou l'autre des profils linéaire ou logarithmique.

2.5 Méthode numérique

Pour la résolution des équations du mouvement le code de calcul *Fluent™* a été utilisé. L'approche de résolution découplée a été adoptée qui consiste, après génération du maillage du domaine à étudier, à discrétiser les équations du mouvement et les intégrer sur les volumes de contrôle obtenus donnant ainsi un système d'équations algébriques pour chaque entité transportée.

Si ϕ est la quantité transportée, son intégration sur un volume de contrôle s'exprime comme suit :

$$\oint \rho \phi \vec{v} dA = \oint \Gamma_{\phi} \nabla \phi d\vec{A} + \int_V S_{\phi} dV$$

Où :

ρ est la masse volumique

\vec{v} vecteur vitesse

Γ_{ϕ} diffusivité de ϕ

$\nabla \phi$ gradient de ϕ

S_{ϕ} source de la grandeur ϕ par unité de volume

Sur un volume de contrôle élémentaire l'intégrale précédente s'écrit comme suit :

$$\sum_f^{N_{faces}} \rho_f \vec{v}_f \phi_f \vec{A}_f = \sum_f^{N_{faces}} \Gamma_{\phi} (\Delta \phi)_n \vec{A}_f + S_{\phi} V$$

Où :

N_{faces} : nombre de facettes de la cellule

ϕ_f : valeur de ϕ à travers la face f

$\rho_f \vec{v}_f \vec{A}_f$: flux massique à travers la face

\vec{A}_f : aire de la face

$(\Delta \phi)_n$: magnitude de $\Delta \phi$ normale à la face

V : volume de la cellule

Le schéma quadratique QUICK a été utilisé pour la discrétisation des termes convectifs de chaque quantité transportée.

Le schéma PRESTO ! a été employé pour la pression, car en présence de courbure ou de zones de décollement et de rattachement le schéma STANDARD, qui suppose un gradient de pression normal à la paroi nul, n'est pas valide.

Pour les termes diffusifs on utilise généralement les différences centrées.

En ce qui concerne le couplage vitesse-pression on a utilisé l'algorithme SIMPLE dû à Patankar.

Les facteurs de sous relaxation qui ont été utilisés, associés aux différentes variables dépendantes, sont regroupés dans le tableau 2.2 suivant :

Pression	0.3
Quantité de mouvement	0.2
Énergie	0.5
Énergie cinétique turbulente	0.3
Taux de dissipation de l'énergie cinétique	0.3
Viscosité turbulente	1.0

Tableau 2.2 Facteurs de sous relaxation utilisés.

Finalement pour arrêter les calculs un critère de convergence doit être vérifié, pour la présente étude les valeurs des différents résidus utilisés comme critères de convergence **sont** regroupés dans le tableau 2.3 suivant :

Continuité	1.10^{-5}
Quantité de mouvement suivant X	1.10^{-5}
Quantité de mouvement suivant Y	1.10^{-5}
Quantité de mouvement suivant Z	1.10^{-5}
Énergie cinétique turbulent	1.10^{-5}
Taux de dissipation de l'énergie cinétique	1.10^{-5}
Équation d'énergie	5.10^{-8}

Tableau 2.3 Les différents résidus utilisés dans les calculs

En résumé la méthode de calcul se présente comme suit :

- 1- Définition des conditions aux limites
- 2- Mise à jour des propriétés du fluide et initialisation de la solution
- 3- Calcul du champ de vitesses avec le champ de pression en cours
- 4- Si les valeurs des vitesses obtenues en 3 violent le principe de continuité, on corrige la pression et on revient à l'étape 3. Sinon on poursuit
- 5- Résoudre les équations de k et de ε en utilisant les valeurs récentes des autres variables
- 6- Résoudre d'autres équations de transport si elles existent e.g. équation d'énergie
- 7- En fin un test de convergence suivant un critère donné nous permet d'arrêter ou de poursuivre les calculs

Chapitre troisième

Discussion des résultats

Description des géométries étudiées, leurs conditions aux limites et une interprétation des résultats hydrodynamique et thermique obtenus.

3.1 Étude de l'écoulement dans un conduit en U doté de nervures alternées

3.1.1 Description de la géométrie

Dans ce cas l'écoulement est tridimensionnel, turbulent, stationnaire et isotherme à travers un coude en U à section carrée doté de nervures alternées, Figure 3.1.

Les données de la géométrie sont les suivantes :

P/e	e/D	Re	Pr
10	0.1	4.10^4	0.71

Tableau 3.1 Données du problème

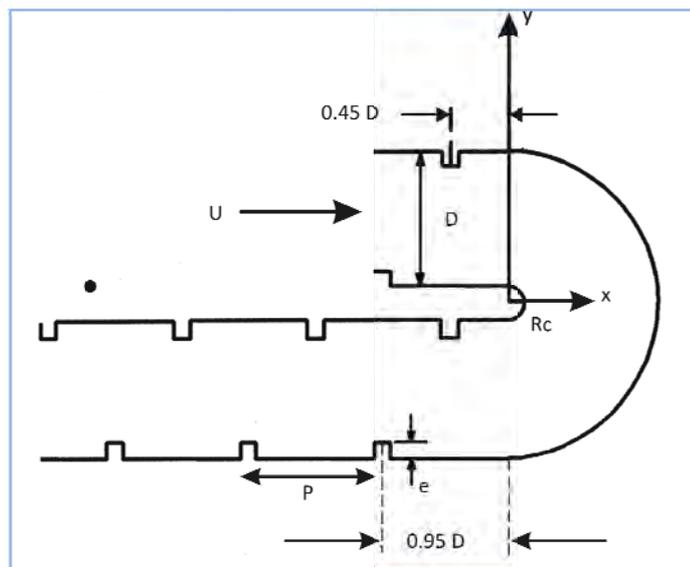


Figure 3.1 Conduit en U à nervures alternées

H étant le diamètre hydraulique de la conduite

P le pas entre les nervures

e le côté de la section de la nervure

Re le nombre de *Reynolds* basé sur le diamètre hydraulique et la vitesse moyenne

Pr le nombre de *Prandtl*

Avec $D = 25 \text{ mm}$ il vient :

$$e = 2.5 \text{ mm}$$

$$P = 25 \text{ mm}$$

$$U_b = 23.37 \text{ m/s}$$

3.1.2 Génération de maillage

Pour la génération du maillage, le pré processeur *Gambit*™ a été utilisé. Le nombre de cellule hexaédrique qu'il a été préférable de générer est de 453531 cellules assurant ainsi l'indépendance de la solution du maillage.

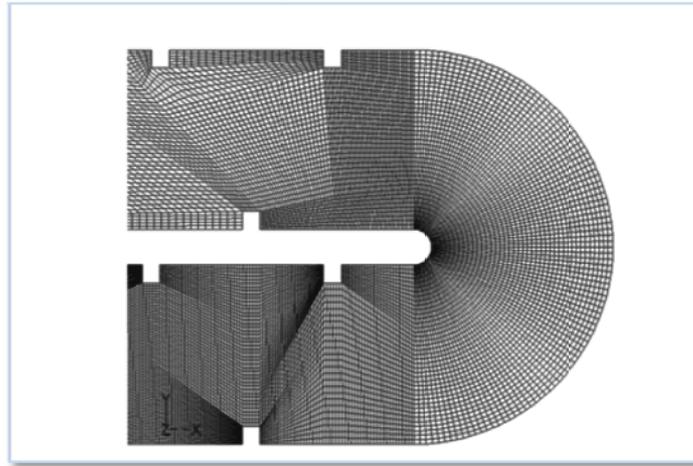


Figure 3.2 Portion du maillage généré (plan de symétrie)

3.1.3 Conditions aux limites

Par raison de symétrie par rapport au plan médian X-Y, seulement la moitié du domaine a été étudiée. Alors une condition de symétrie est imposée au niveau de ce plan.

A l'entrée la vitesse moyenne est imposée (cf. § 3.1.1) ainsi qu'une intensité de turbulence de 3%.

A la sortie du type (*outflow*) la totalité du flux massique entrant doit sortir évidemment.

Pour les parois (*walls*) il leur sont imposé une condition de non glissement.

3.1.4 Discussion

Les figures 3.3 montrent l'évolution du profil de la vitesse longitudinale le long du conduit illustré par la figure 3.1. La concordance entre les résultats expérimentaux (*Iacovides* et *Raisee*) et ceux obtenus numériquement est satisfaisante. Le calcul a pu capter plusieurs phénomènes physiques caractérisant cet écoulement, on note entre autres ce qui suit :

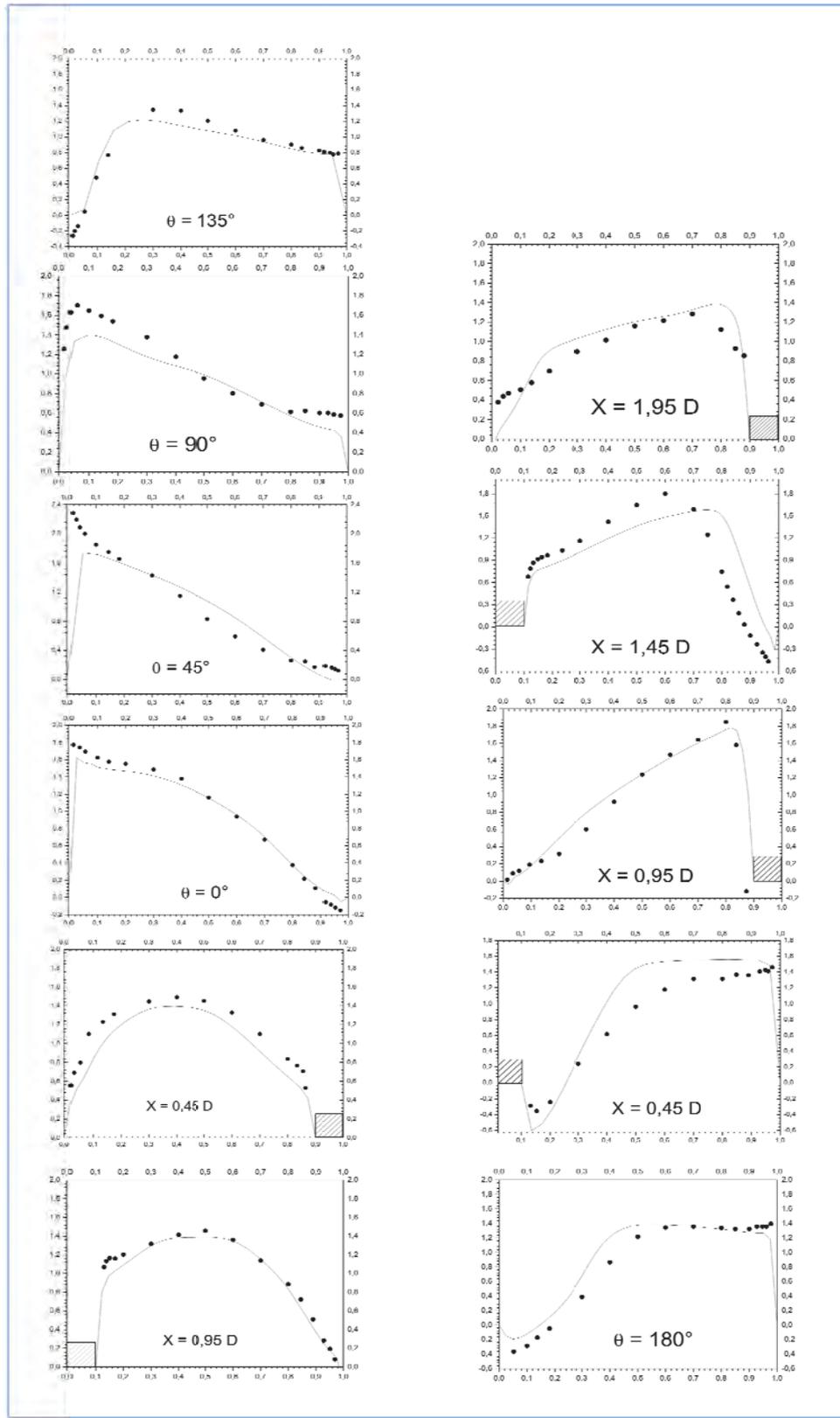


Figure 3.3 Evolution du profil de vitesse longitudinale.

Présente étude —,Expérimental ○ Iacovides et Rasee (1999)

- (1) La faible pente est due à l'effet de la zone de recirculation derrière la nervure en amont de cette station.
- (2) Le phénomène s'inverse relativement aux parois ce qui est dû à la présence de la nervure qui provoque une déviation du fluide ainsi que le rétrécissement induisant une accélération de l'écoulement vers l'intérieur.

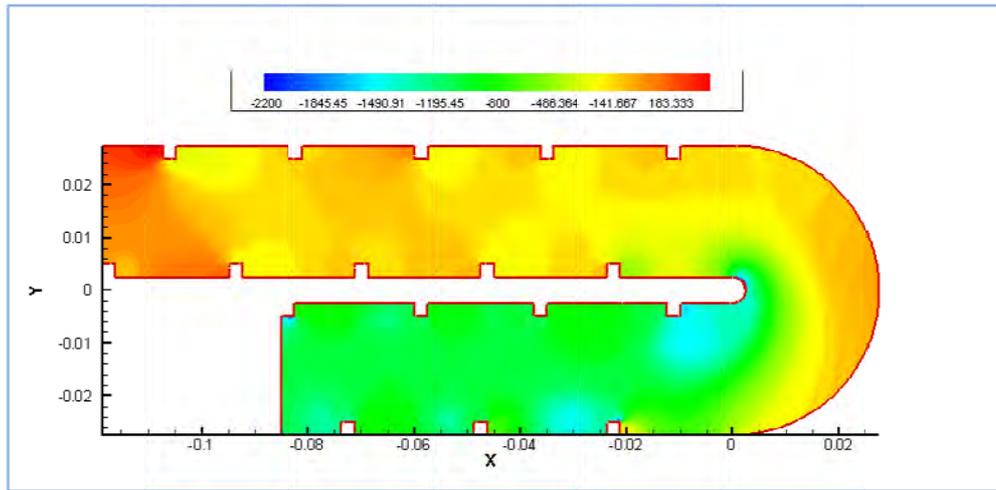


Figure 3.4. Champ de pression au niveau du plan de symétrie du conduit

- (3) A l'entrée du coude pour un angle de 0° on note l'augmentation de la vitesse dans la zone près de la paroi intérieure ce qui est consistant avec la dépression qui y règne, Figure 3.4. Tandis qu'au voisinage de la paroi extérieure nous remarquons une décélération provoquée par la recirculation en aval de la nervure ainsi que la courbure de la paroi.
- (4) Pour un angle de 45° dans le coude, le comportement du fluide est similaire à celui de la station précédente. On remarque la présence d'un point de rattachement sur la paroi extérieure séparant les deux flux dans les deux directions, Figure 3.3.
- (5) A un angle de 90° une décélération du côté de la paroi intérieure avec une accélération dans la région opposée est observée permettant la conservation de masse.
- (6) A 135° nous remarquons le décollement de la couche limite sur la paroi intérieure.

- (7) A la sortie du coude pour l'angle de 180° , l'effet centrifuge dû à la courbure oblige la plus grande quantité de fluide à se concentrer dans le côté extérieur avec l'apparition d'une zone négative à l'intérieur, voire Figure 3.6.

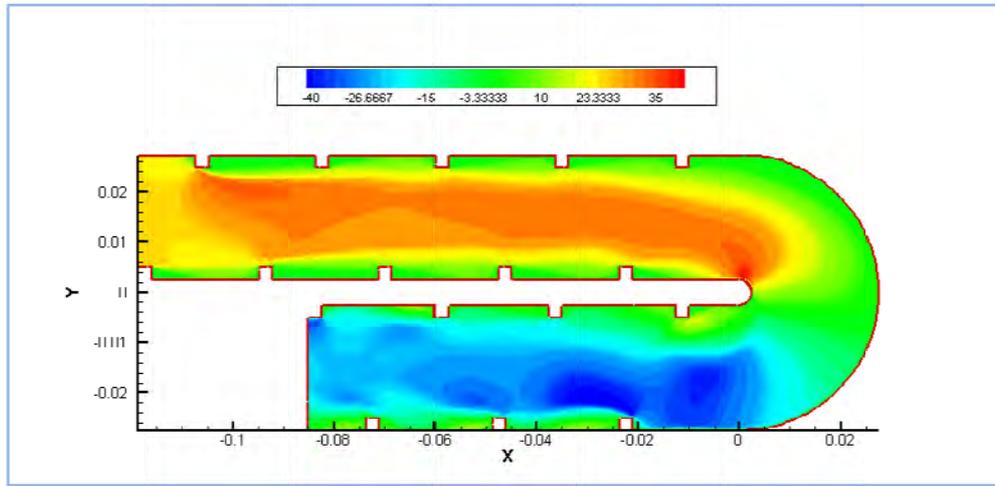


Figure 3.5. Contour de la vitesse axiale sur la plan de symétrie.

- (8) On constate, au niveau de la station suivante, la présence une zone de recirculation près de la nervure impliquant un retour de fluide.
- (9) A $x = 0.95 D$, on note un rattachement sur la paroi interne mettant fin à la zone de recirculation ainsi qu'une augmentation du débit du côté externe, due d'une part au rétrécissement et d'autre part à l'élan du fluide acquis lors de son passage dans le coude.
- (10) Pour $x = 1.45 D$, quoique le maximum de vitesse se situe vers l'extérieur, on observe des vitesses négatives mettant en évidence l'existence de zone de recirculation.

La figure 3.6 montre quelques lignes de courant sur le plan de symétrie ainsi qu'un nombre de zones de recirculation.

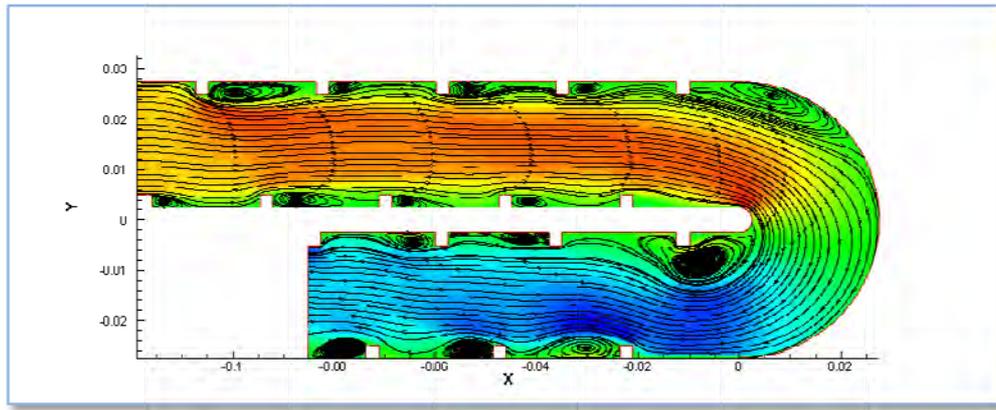


Figure 3.6. Lignes de courant et zones de recirculation sur le plan de symétrie.

3.2 Étude de l'écoulement et du transfert thermique dans un canal nervuré de section rectangulaire

3.2.1 Description de la géométrie

Le canal étudié est constitué de deux passes de section $W \times H = 22 \times 22 \text{ mm}^2$, connectées par un conduit de même section.

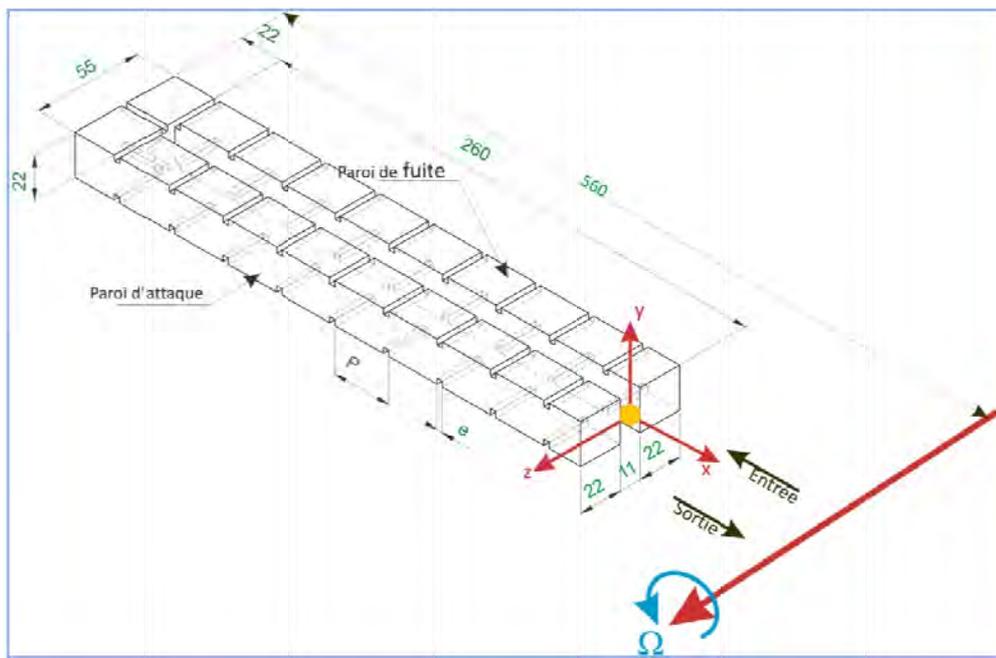


Figure 3.7. Description du domaine d'étude

Sur les deux faces du canal sont montées neuf paires de nervures de section carrée alignées les unes par rapport aux autres. Une paire de nervure est montée au milieu sur les deux faces du conduit de connexion. Le rapport de la hauteur de la nervure au diamètre hydraulique est $e/D_H = 0.136$ et le rapport du pas entre les nervures à la hauteur des nervures est $P/e = 10$.

3.2.2 Génération du maillage

Un maillage de 735847 cellules hexaédrique a été généré pour le calcul de l'écoulement dans le passage en question.

3.2.3 Conditions aux limites

Deux conditions aux limites sont nécessaires pour chaque quantité transportée et qui sont les suivantes :

Une vitesse moyenne imposée à l'entrée, laquelle dans notre cas a été prise uniforme $U_b=7.58 \text{ m/s}$.

Condition d'écoulement uniforme à la sortie du domaine.

Température uniforme aux parois $T_w=330^\circ\text{C}$.

Condition de non glissement des parois.

Pour l'énergie cinétique turbulente et son taux de dissipation, une intensité égale à 3% et un diamètre hydraulique caractéristique de $l_t=0.02 \text{ mm}$ ont été fixés à l'entrée.

3.2.4 Discussion

Afin de voir l'effet de la rotation sur l'écoulement, toutes les conditions du cas stationnaire sont appliquées au cas avec rotation, en introduisant un nouveau paramètre qui est la vitesse angulaire avec laquelle le conduit tourne autour de l'axe de rotation.

De manière adimensionnelle la vitesse de rotation est exprimée par le nombre de rotation Ro , avec $Ro = \Omega D_H / U_b$.

L'effet de la rotation et de la présence des nervures est mis en évidence en étudiant le conduit sans et avec nervure dans le cas stationnaire et avec rotation :

i- Cas N° 1 : Conduit lisse à zéro rotation

La figure 3.8 montre les contours de la composante de vitesse suivant x dans le plan $z=-16.5\text{mm}$. L'écoulement présente un développement standard de la couche limite, avec un maximum au centre de la première passe du conduit.

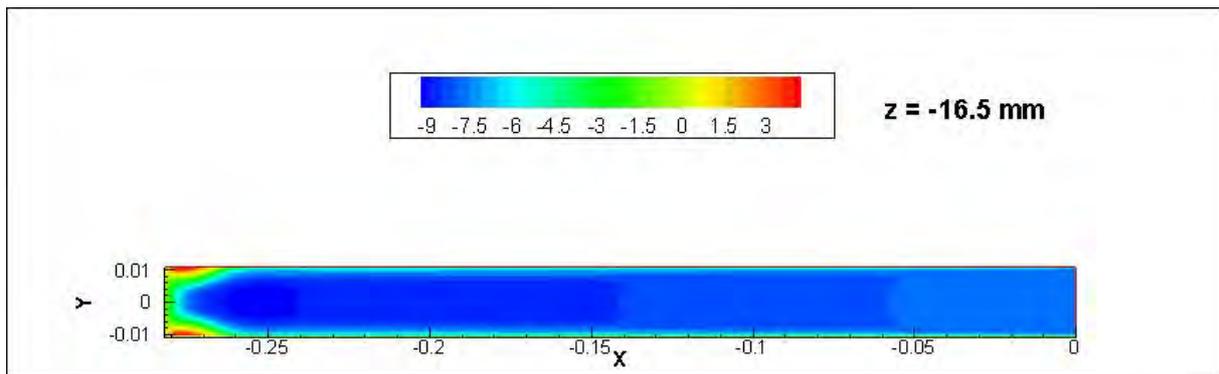


Figure 3.8 Contours de vitesse longitudinale dans la 1^{ère} passe

La Figure 3.9 montre les contours de vitesse longitudinale dans le plan $y = 0$. A l'entrée du coude une zone de recirculation importante est observée du côté de la paroi intérieure. Le fluide a tendance à s'éloigner du centre de courbure étant donnée la force centrifuge. En effet il vient percuter la face extérieure à la sortie du coude.

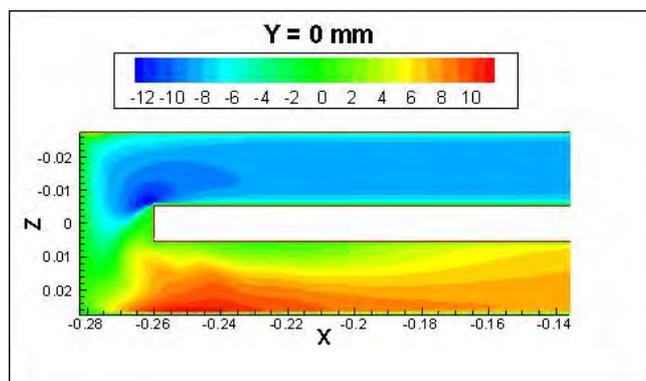


Figure 3.9 Contours de vitesse longitudinale dans le plan $y = 0$

La figure 3.10 montre les vecteurs de la vitesse projetés dans des plans $z=cste$. Au niveau du coude à 180° il y a naissance de deux cellules contra rotatives qui sont dues au gradient de pression radial régnant dans le coude. Ce gradient de pression domine l'effet centrifuge près des parois $-0.008\text{ m} < y$ et $y < 0.008\text{ m}$ imposant au fluide une accélération vers le centre de la courbure des lignes de courant. Dans la zone du plan central $y = 0$ c'est plutôt l'effet centrifuge qui domine puisque la vitesse longitudinale y est relativement importante. Il parvient à vaincre le dit gradient de pression donnant naissance aux cellules contra rotatives qui sont parfaitement symétrique par rapport au plan $y = 0$.

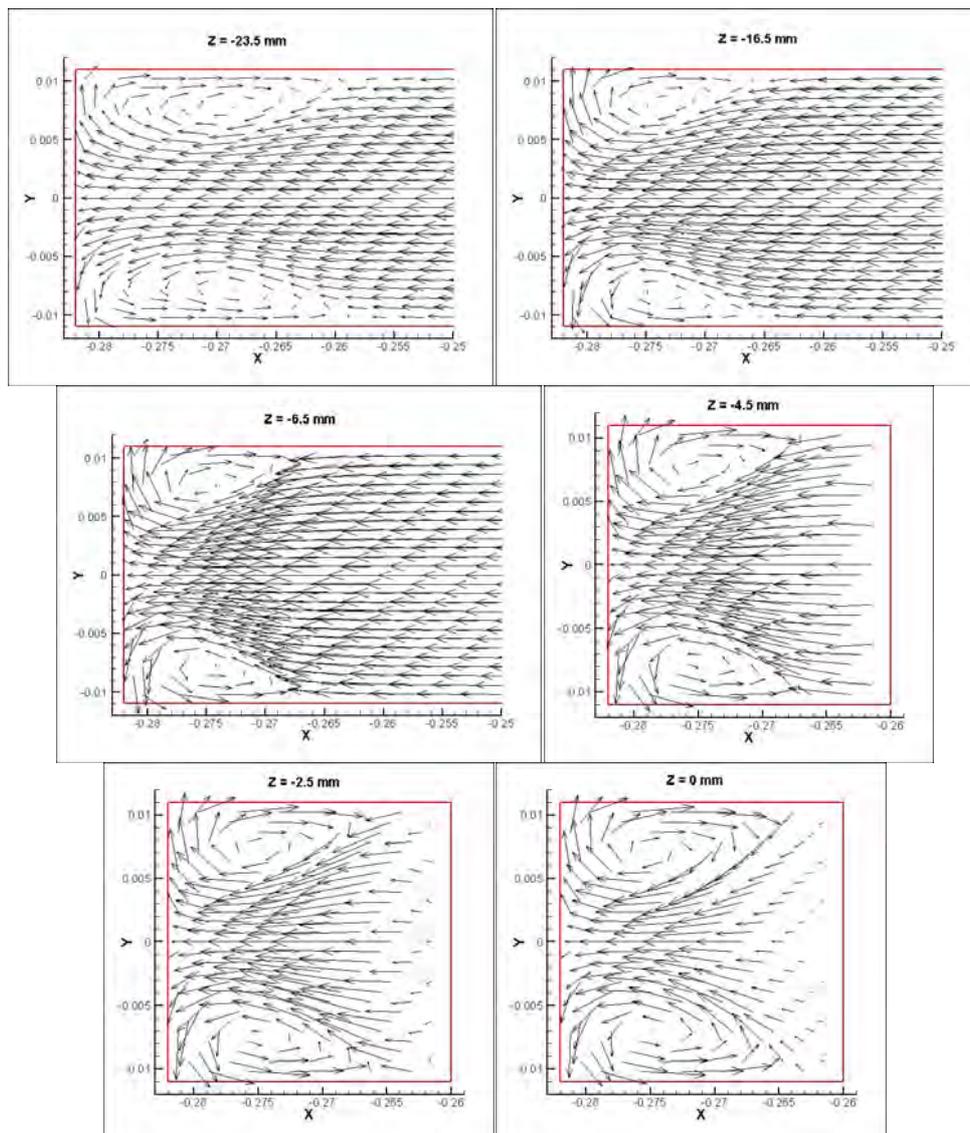


Figure 3.10 Evolution des cellules contra rotatives dans le coude

ii- Cas N° 2 : passage lisse à 600 rpm

Le même conduit considéré dans le cas N°1 est traité dans cette section en lui imposant une vitesse de rotation de 600 rpm autour de l'axe montré sur la Figure 3.7.

La Figure 3.11 montre le champ des vecteurs vitesse projeté sur le plan Y-Z à $x = -80 \text{ mm}$.

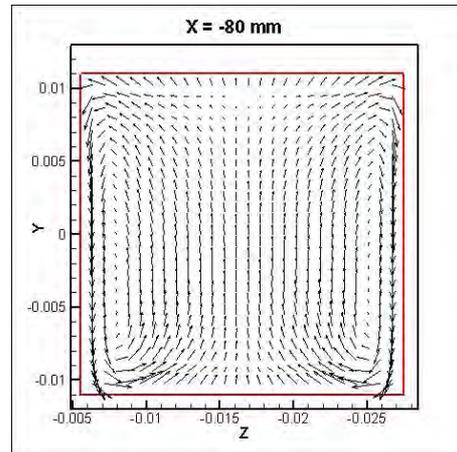


Figure 3.11 Formation des cellules contra rotatives dans la 1^{ère} passe

Notons la création de deux cellules contra rotatives à cause de la force de *Coriolis* induite par la rotation du conduit. Après une entrée uniforme, l'apparition des deux cellules se manifeste à une distance $x \approx 3D_H$.

Les Figures 3.12 montrent l'évolution des deux cellules le long de la première passe. Dans cette passe, le fluide s'éloigne de l'axe de rotation. Les particules fluides au centre de la conduite ont tendance à dévier vers la paroi de fuite. La raison est que les particules qui avaient initialement une composante tangentielle de vitesse relativement faible, s'éloignent de l'axe de rotation vers des régions où les parois de la conduite possèdent une composante tangentielle de vitesse de plus en plus importante.

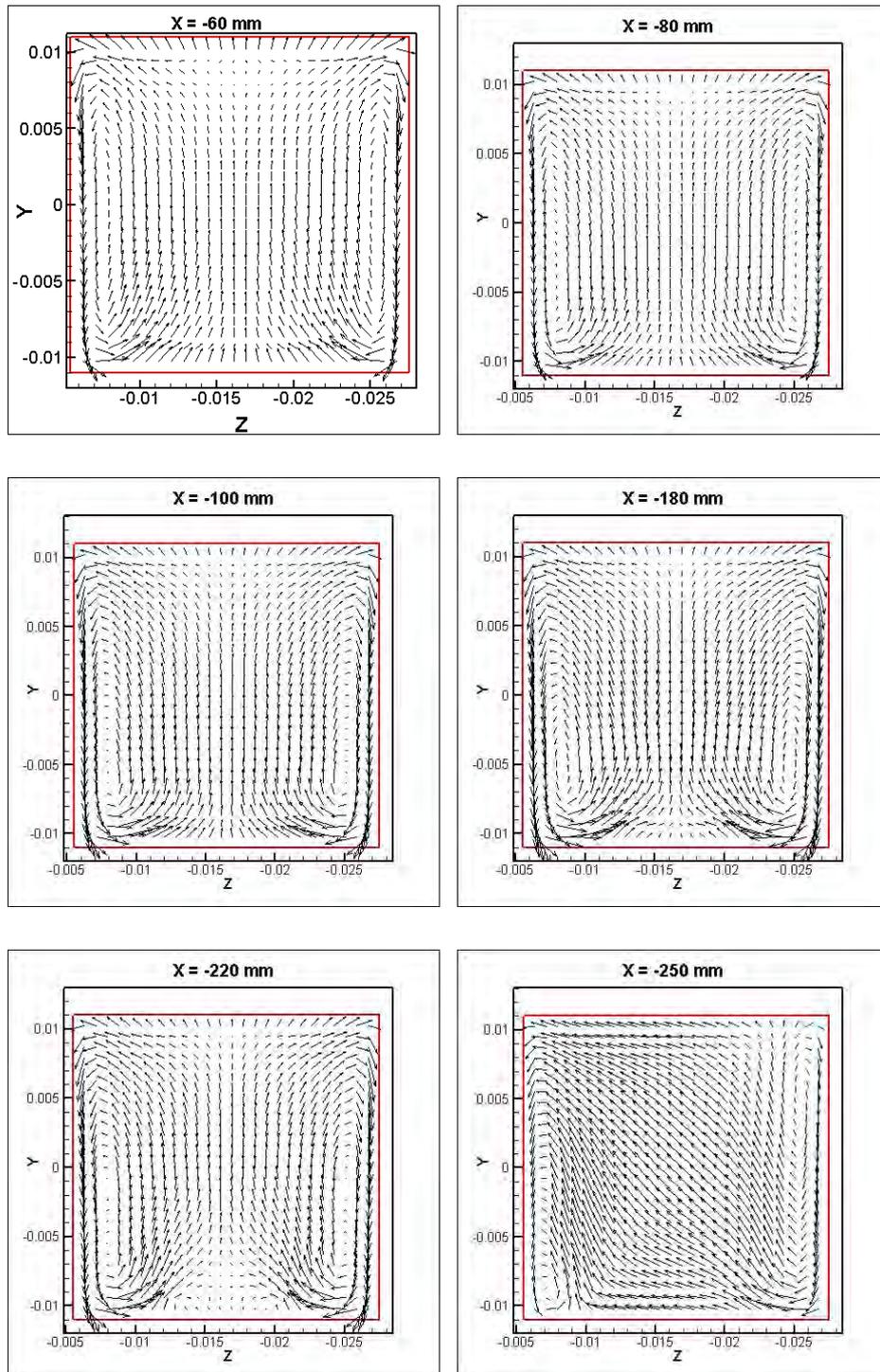


Figure 3.12 Evolution des cellules contra rotatives dans la 1^{ère} passe

La Figure 3.13 montre l'évolution des cellules le long du coude, où on peut remarquer la domination de la cellule inférieure due à la force de *Coriolis*.

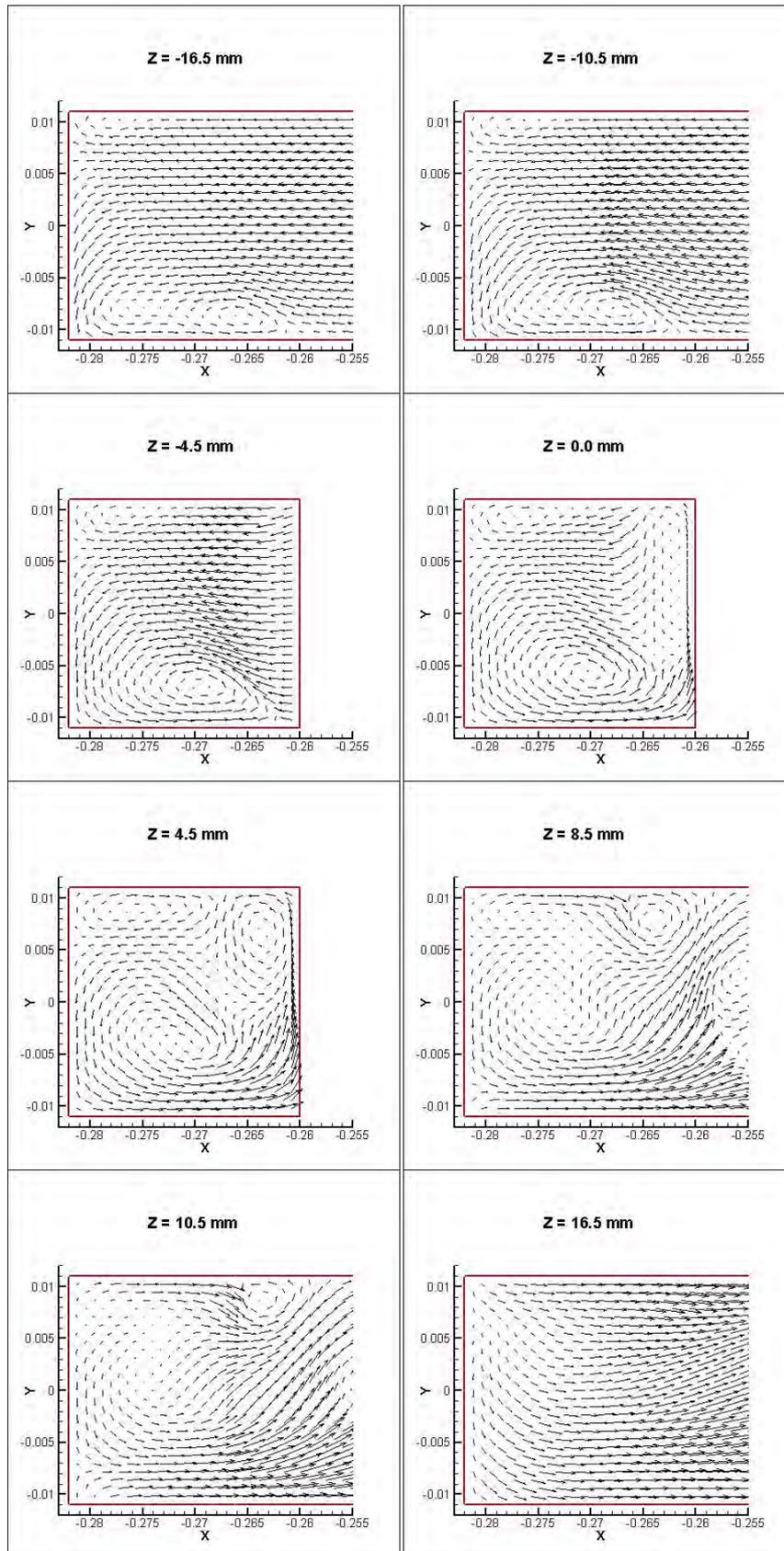


Figure 3.13 Evolution des cellules contra rotatives dans le coude à 180°

La Figure 3.14.a montre qu'en sortant du coude une seule cellule persiste. Vers la sortie du coude et à une distance $x \approx 3D_H$ une deuxième cellule réapparaît du fait de la diminution de l'effet du coude et la tendance de l'écoulement vers un régime développé (Figure 3.14.b).

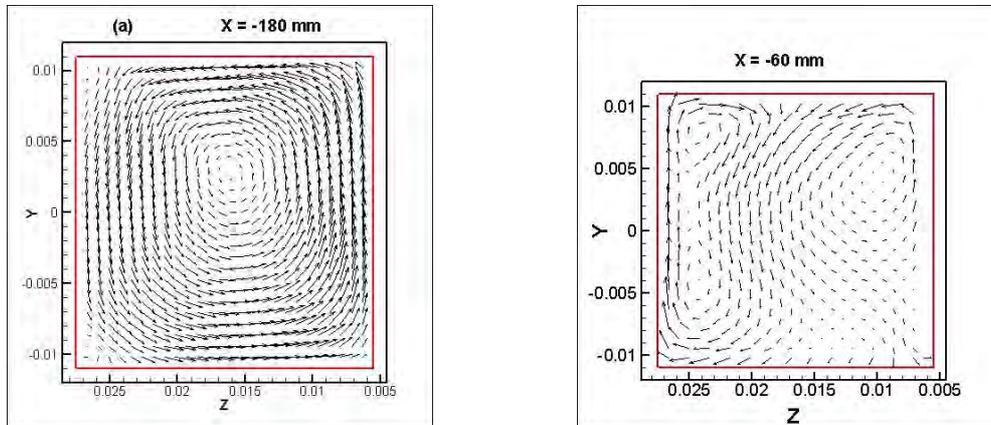


Figure 3.14 Champs de vecteurs vitesse à la sortie du coude et près de la sortie du conduit

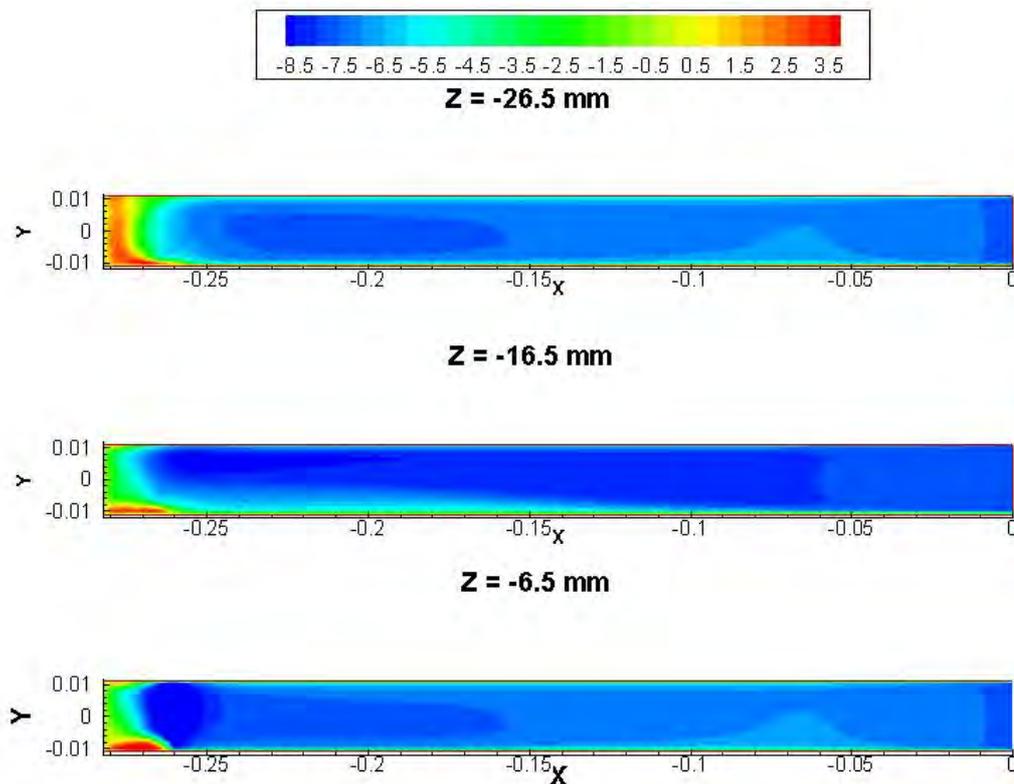


Figure 3.15 Contours de vitesse longitudinale dans la 1^{ère} passe

La Figure 3.15 montre les contours de vitesse longitudinale dans des plans $z = Cste$. On note la déviation de l'écoulement, dans le centre de la conduite, vers la paroi de fuite. Tandis que dans la deuxième passe (Figure 3.16), il est clair qu'au centre du conduit en se rapprochant vers la sortie, le fluide dévie vers la paroi d'attaque.

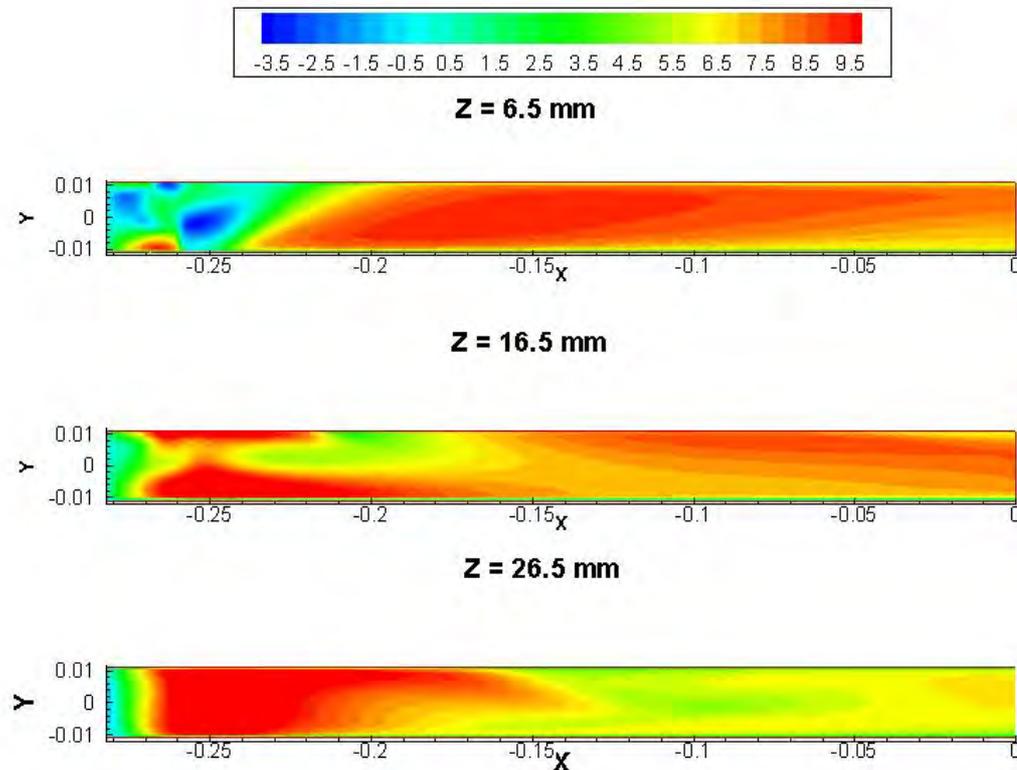


Figure 3.16 Contours de vitesse longitudinale dans la 2^{ème} passe

iii- Cas N° 3 : passage nervuré à zéro rotation

a- Champ de vitesses

Le passage nervuré est montré sur la Figure 3.7. dans ce cas on considère le conduit stationnaire.

La figure 3.17 illustre les contours de vitesse longitudinale dans des plans $z = Cste$. On remarque que l'écoulement est parfaitement symétrique. Après une entrée uniforme on constate le développement de la couche limite provoquant le freinage du fluide près des parois

avec une accélération au centre de la conduite. A la pénétration entre les nervures le fluide est plus accéléré afin de préserver la conservation de masse.

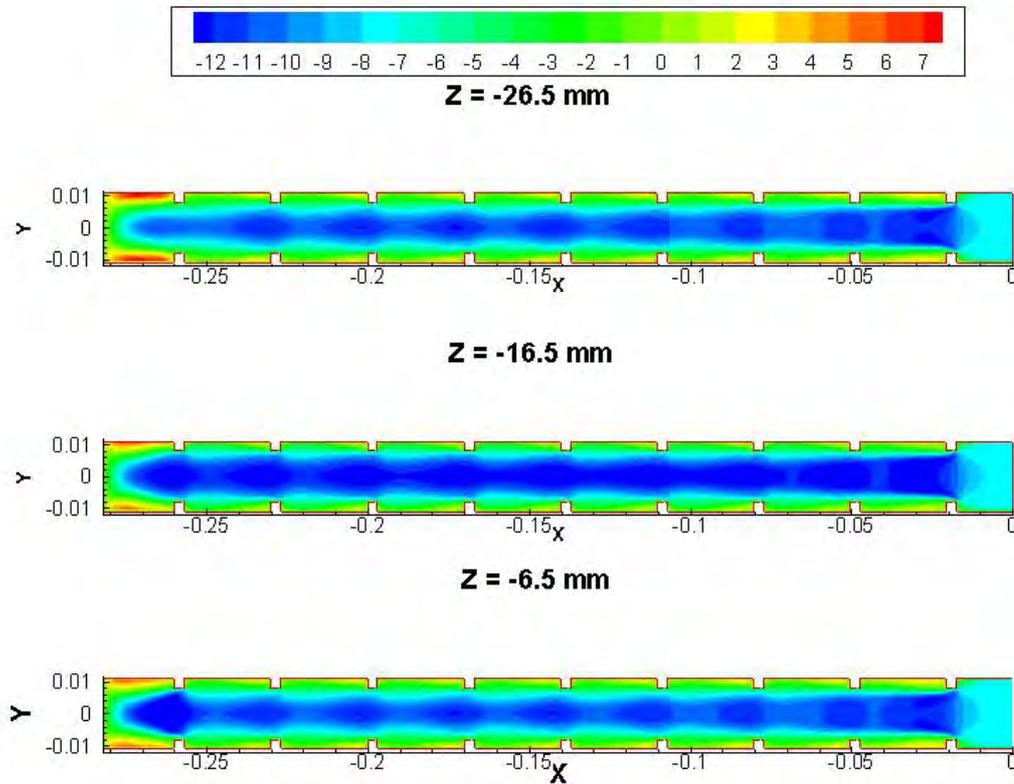


Figure 3.17 Contours de vitesse longitudinale dans la 1^{ère} passe

En aval des nervures, des zones de recirculation relativement intenses sont observées. Notons particulièrement la périodicité de l'écoulement après la quatrième nervure. Aussi faut-il remarquer l'accélération du fluide à l'entrée du coude près de la paroi latérale intérieure.

La figure 3.18 montre l'accélération radiale du fluide dans le coude à 180° provoquée par l'effet centrifuge.

De façon similaire au cas lisse, le gradient de pression radial régnant dans le coude, provoque l'apparition de deux cellules contra rotatives (Figure 3.19). Dans la deuxième passe ces cellules sont observées après chaque nervure et sont atténuées en amont de la prochaine nervure pour s'amplifier à nouveau après cette dernière. L'écoulement atteint un régime établi où on peut observer sa périodicité (Figure 3.20).

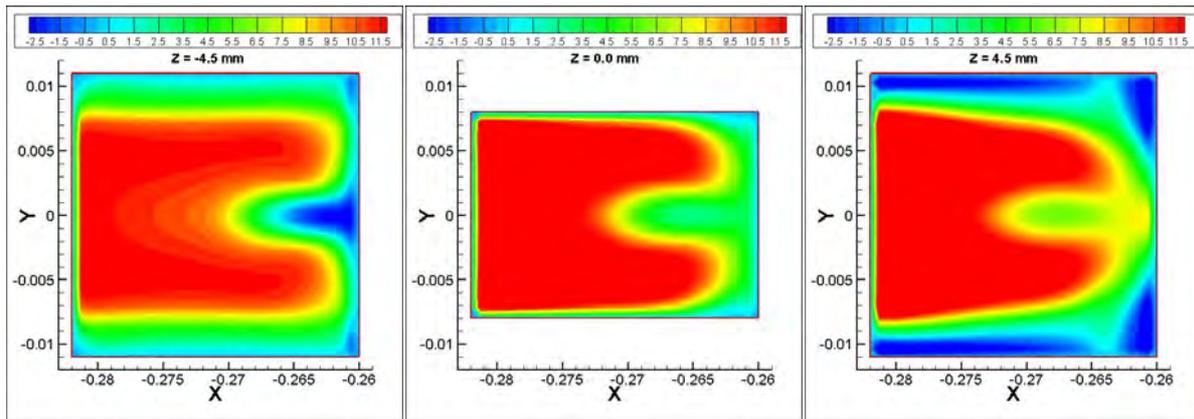


Figure 3.18 Contours de la composante de vitesse, suivant z, dans le coude

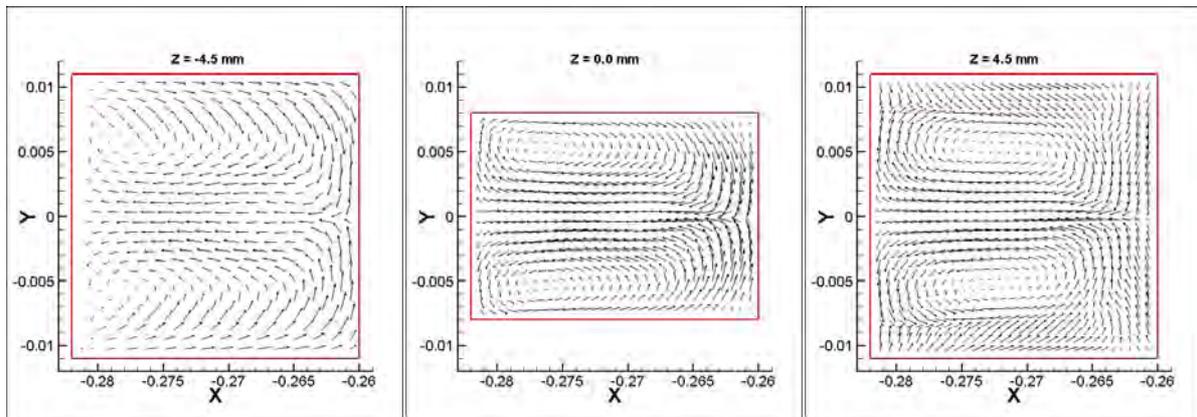


Figure 3.19 Champ de vecteurs vitesse montrant les cellules contra rotatives

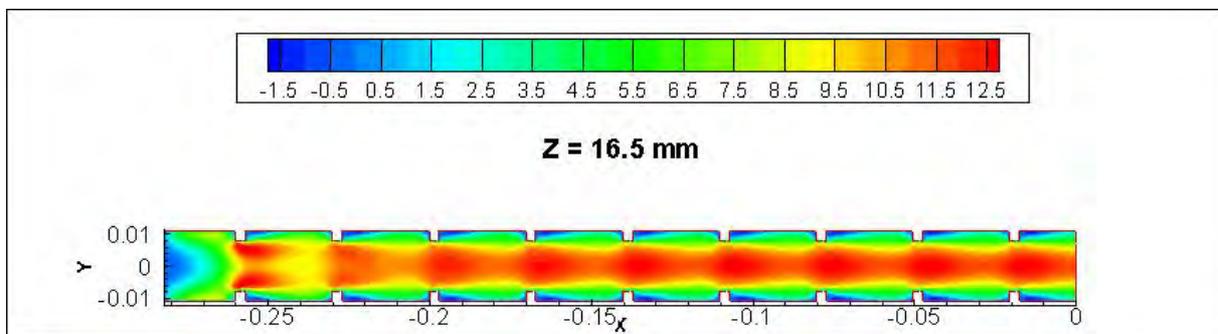


Figure 3.20 Contours de vitesse longitudinale dans la 2^{ème} passe et périodicité

Au plan $z = 16.5 \text{ mm}$, dans la région proche de la paroi latérale $-282 \text{ mm} < x < -270 \text{ mm}$, on note des valeurs négatives de la composante de vitesse suivant X. cela est dû au fait que le courant du fluide dans cette zone est dévié radialement vers l'extérieur.

La Figure 3.21, montre que près de la paroi nervurée, une zone de recirculation importante subsiste dans la deuxième passe du côté de la paroi latérale intérieure, engendrée par l'effet du coude.

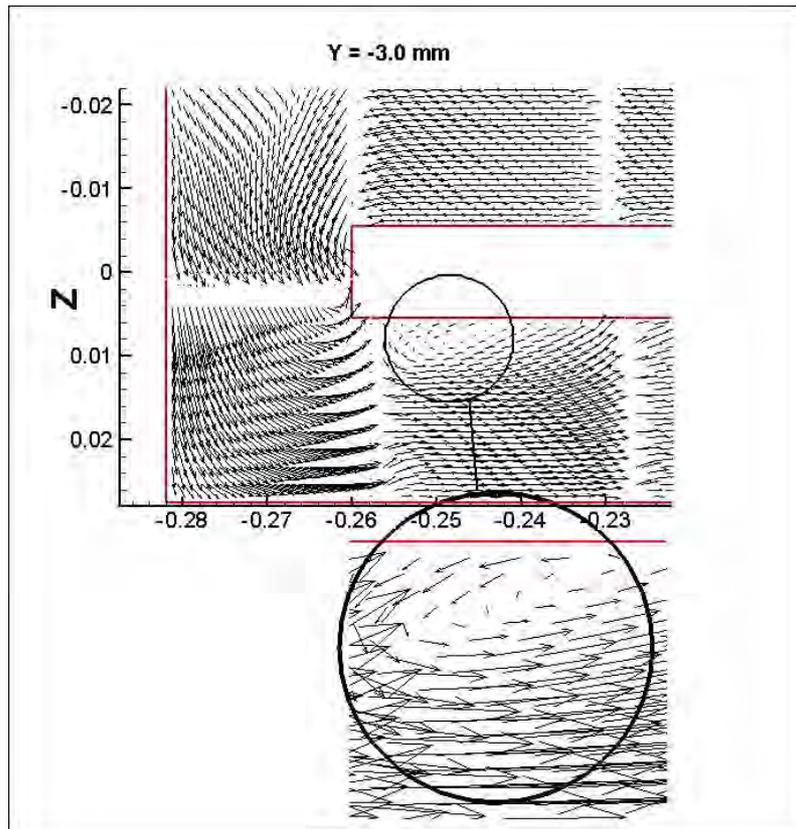


Figure 3.21 Champ de vecteurs vitesse sur le plan $Y = -9.9mm$

b- Champ de pression

La Figure 3.22 montre la distribution de pression statique dans le canal au plan médian $y = 0mm$. On remarque que la pression chute dans la direction de l'écoulement. Au niveau des coins externes dans le coude, la pression y est plus importante du fait que ces faces constituent des faces d'arrêt, d'où l'énergie de pression est augmentée au dépens de l'énergie cinétique.

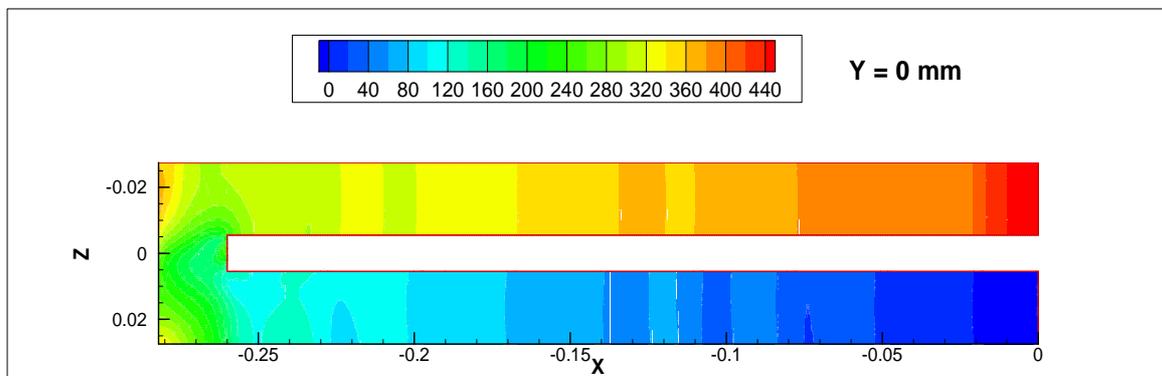


Figure 3.22 Distribution de pression statique à $y = 0 mm$

Sur la Figure 3.23, sont représentés les contours de pression le long du canal, dans la première et seconde passes. On remarque qu'en amont des nervures, la pression est importante du fait que ces faces constituent des zones de stagnation. Tandis qu'en aval des nervures, les zones de recirculation entraîne le fluide à tourner en rond créant ainsi la dépression observée. Dans la région du coude, le gradient de pression responsable de la création des cellules contra rotatives, est bien illustré. On observe aussi que, correspondant aux accélérations périodiques entre les nervures discutées plus haut, des dépressions périodiques sont mises en évidence.

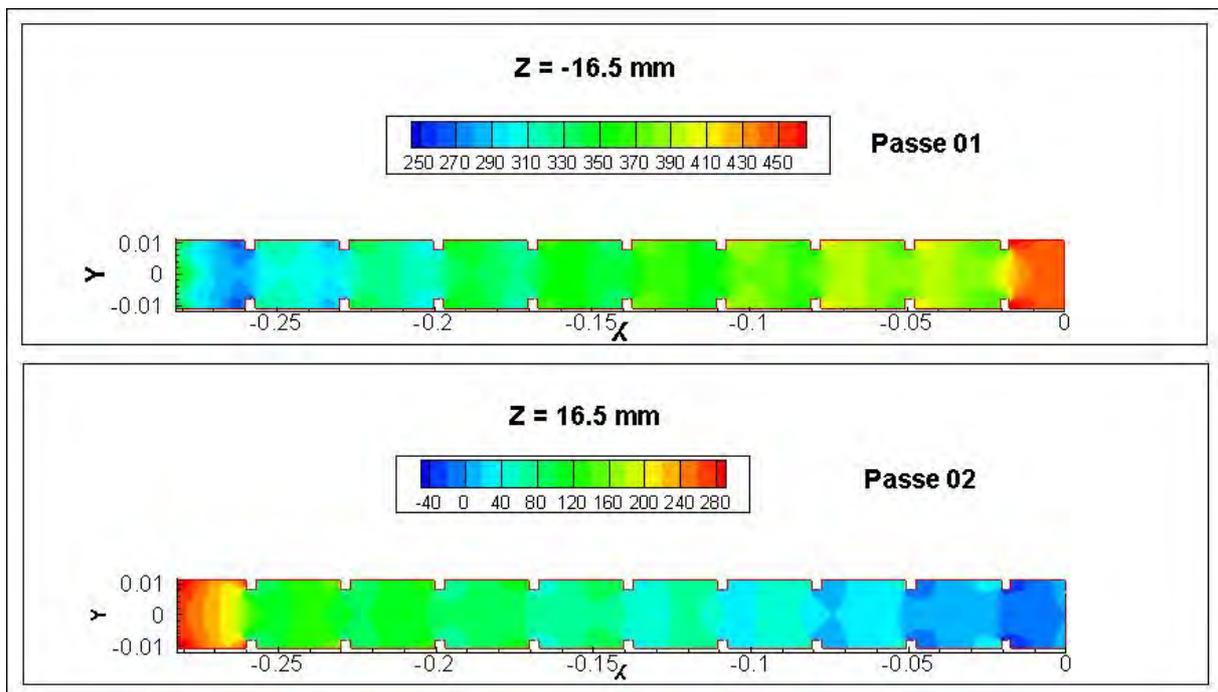


Figure 3.23 Contours de pression statique dans les plans médians XY dans les deux passes

c- Champ thermique

Les Figures 3.24 et 3.25 montrent les contours de températures statiques dans les deux passes du canal. Les températures près des parois sont plus importantes que dans d'autres régions. Plus on s'éloigne de l'entrée et plus le fluide absorbe de la chaleur. Notons que dans les zones de recirculation principalement en aval des nervures, le fluide en stagnation a absorbé le plus de chaleur, car le transfert thermique par conduction à partir des parois domine le transfert convectif.

La Figure 3.26 montre la distribution du nombre de *Nusselt* local sur la paroi nervurée et sur les parois latérales extérieures. On observe sur la paroi latérale droite, une augmentation du nombre de *Nusselt* à l'entrée, chose qui s'explique par l'existence d'un gradient de température important dans cette région ainsi qu'un brassage, important aussi, du fluide avec la paroi.

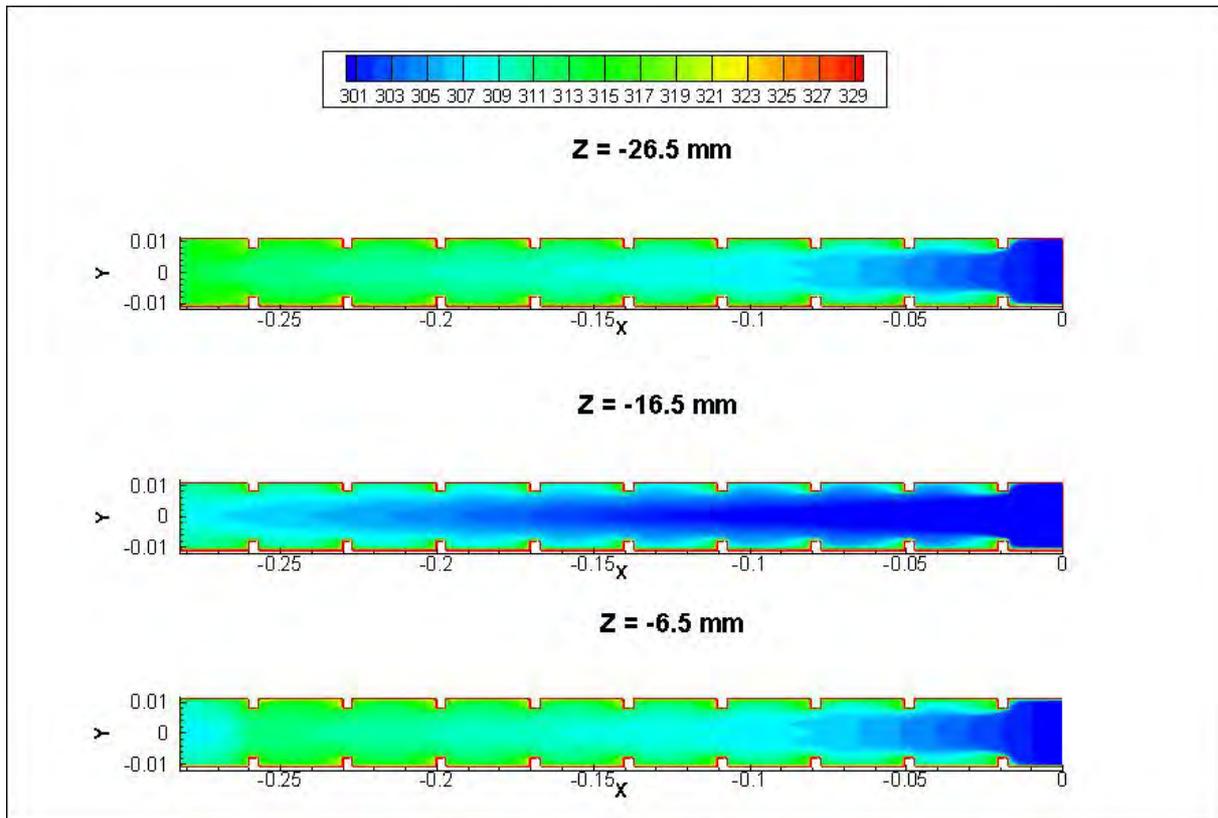


Figure 3.24 Distribution de température statique dans la 1^{ère} passe du canal

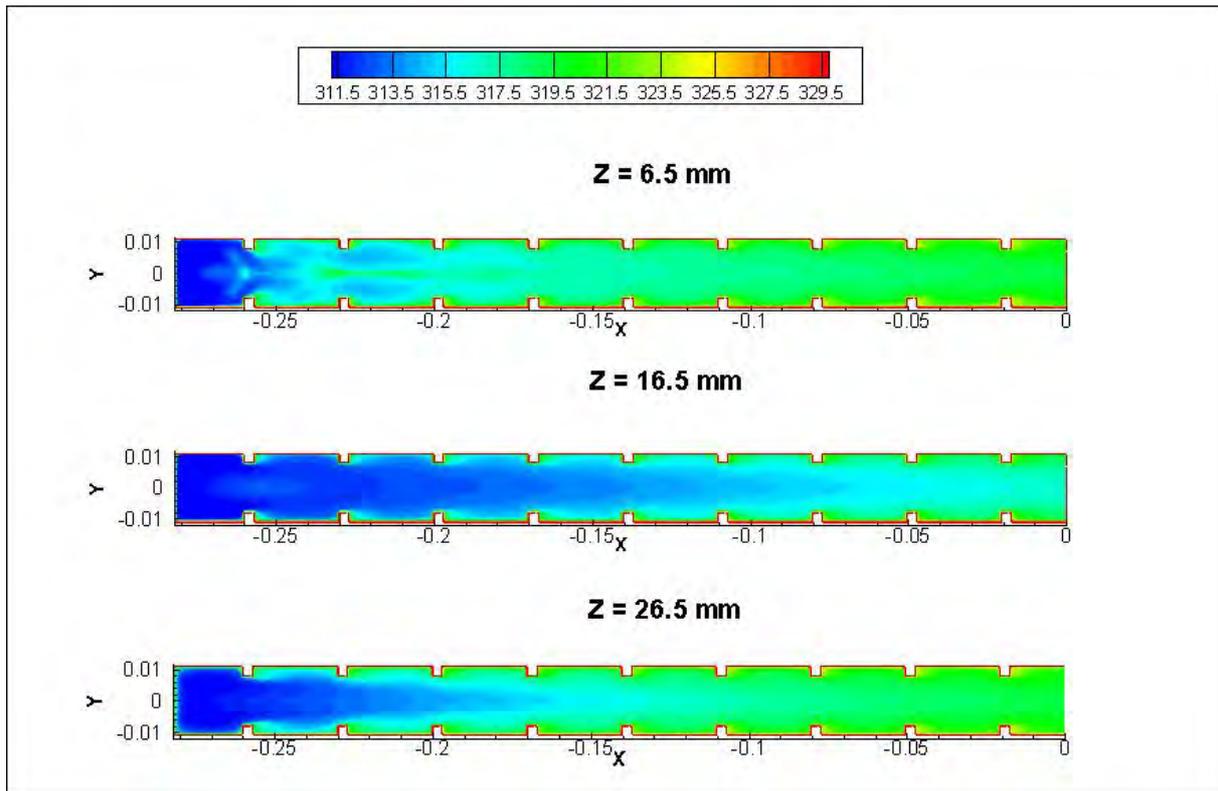


Figure 3.25 Distribution de température statique dans la 2^{ème} passe du canal

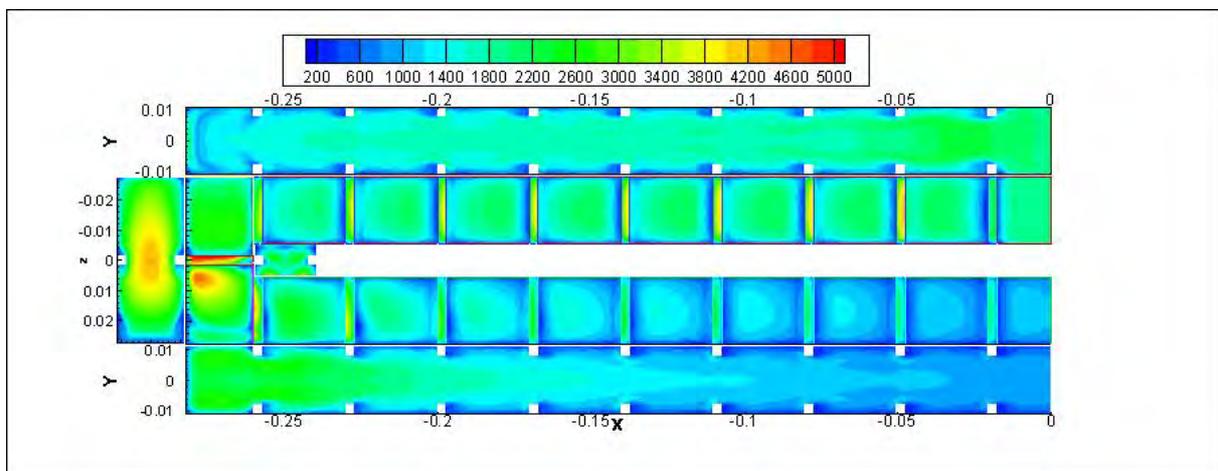


Figure 3.26 Contours du nombre de *Nusselt* local

Il en est de même pour la variation du *Nusselt* sur la paroi nervurée le long de l'écoulement. Les régions en aval des nervures présentent de faibles nombres de *Nusselt* : ces régions sont caractérisées par la stagnation du fluide (zones de recirculation), chose qui permet au fluide de se réchauffer diminuant ainsi le gradient de température et le *Nusselt* en conséquence. La paroi arrière latérale présente un nombre de *Nusselt* plus élevé à cause du brassage important auquel elle est sujette. Les plus grandes valeur du *Nusselt* se trouve sur la nervure du coude : le gradient de vitesse dans cette zone est très important. A l'entrée de la deuxième

passé, le long de la paroi latérale externe, le nombre de *Nusselt* est relativement important vu l'impact du courant fluide sur cette paroi.

d- Coefficient de frottement

La Figure 3.27 montre la distribution du coefficient de frottement local sur la paroi nervurée et sur les parois latérales. On remarque que les zones des parois sujettes à de forts gradients de vitesse, présentent des coefficients de frottement les plus importants, car dans ces zones le cisaillement est très important du moment qu'il est directement lié au gradient de vitesse. Ces zones sont principalement les diminutions de section et les arrêtes des nervures. A la sortie du coude, l'augmentation symétrique du coefficient de frottement de part et d'autre du plan $y = 0$, s'explique par les deux effets combinés des cellules contra rotatives dans le plan $Y - Z$ et l'impact, par l'effet centrifuge, du courant de fluide sur la paroi externe. Le même phénomène est observé au niveau de la paroi intérieure du coude.

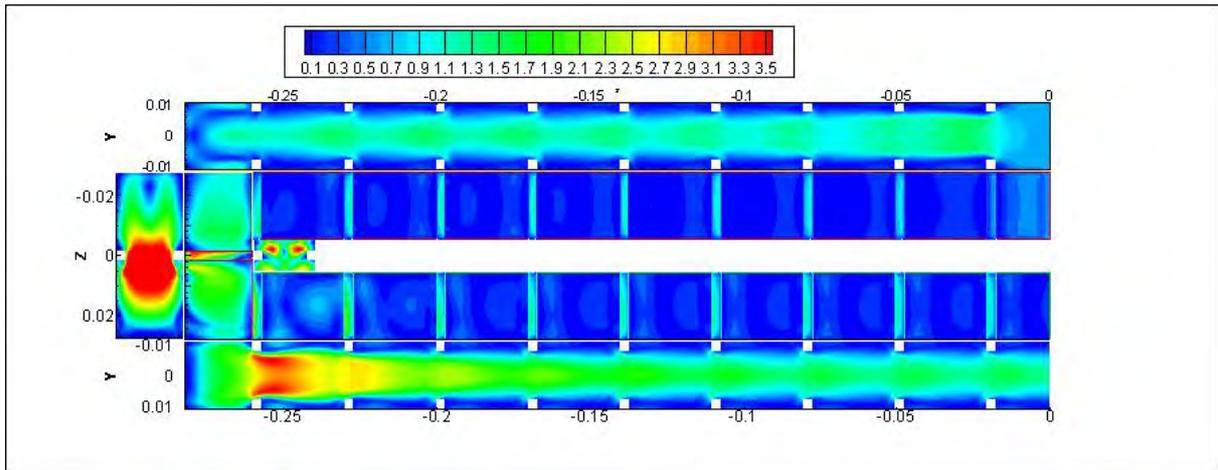


Figure 3.27 Distribution du coefficient de frottement local

e- Energie cinétique turbulente

Les Figures 3.28 et 3.29 montrent les contours de l'énergie cinétique turbulente dans la première et la deuxième passe respectivement. Dans la première passe à l'entrée subsiste une distribution uniforme pour la simple raison qu'on y a imposé une intensité de turbulence $\left(I = \sqrt{\frac{2k}{3}}/U_b \right)$. On remarque sur ces figures une turbulence relativement intense près des parois nervurées et particulièrement près des nervures où les gradients de vitesse sont très élevés. Les valeurs maximales de l'énergie cinétique turbulente se situent au niveau du

coude où subsiste les cellules contra rotatives discutées plus haut (Figure 3.30). de faibles intensités de turbulence sont notées près des parois en amont et en aval de la nervure du coude et au plan $Y = 0$. L'écoulement est fortement perturbé par les nervures juste à la sortie du coude ($z = 16.5mm$). Du fait de l'effet centrifuge, l'accélération du fluide vers la paroi extérieure a conduit à une production de turbulence plus intense dans cette région relativement à celle près de la paroi interne.

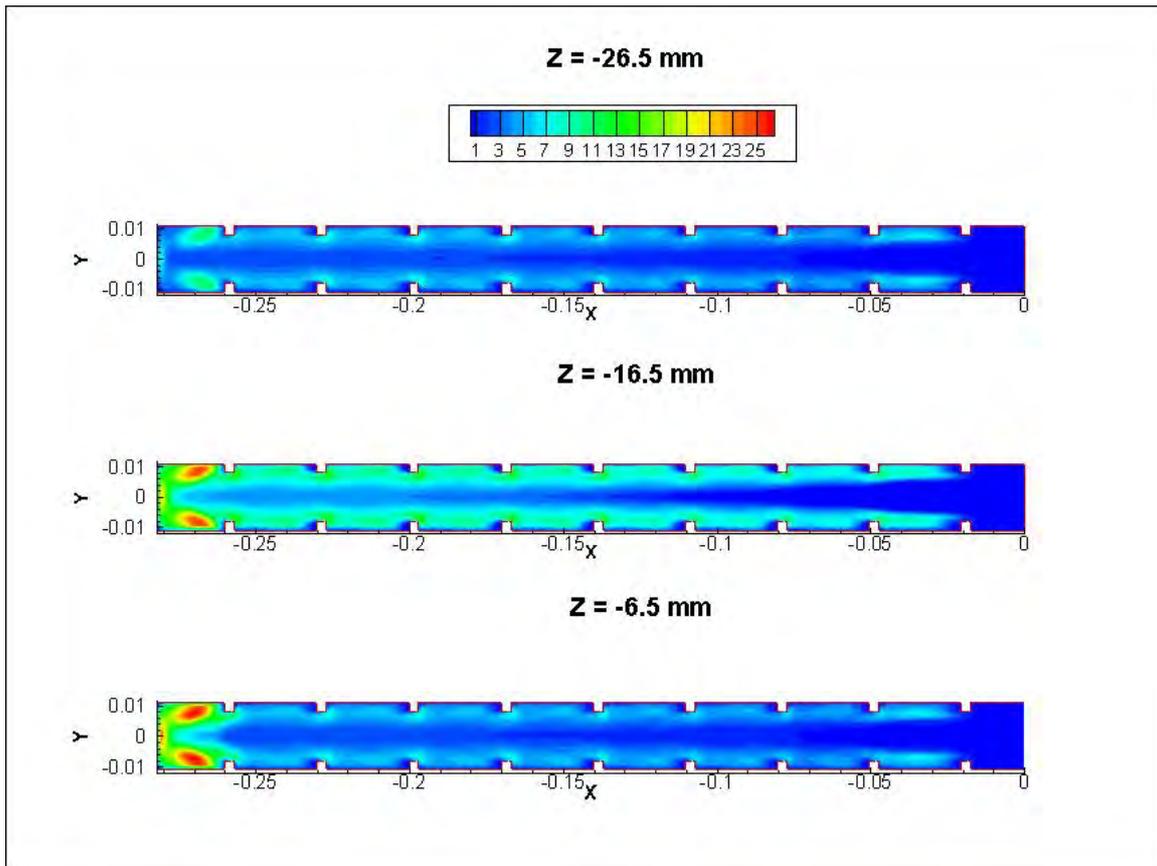


Figure 3.28 Contour de l'énergie cinétique turbulente dans la 1^{ère} passe

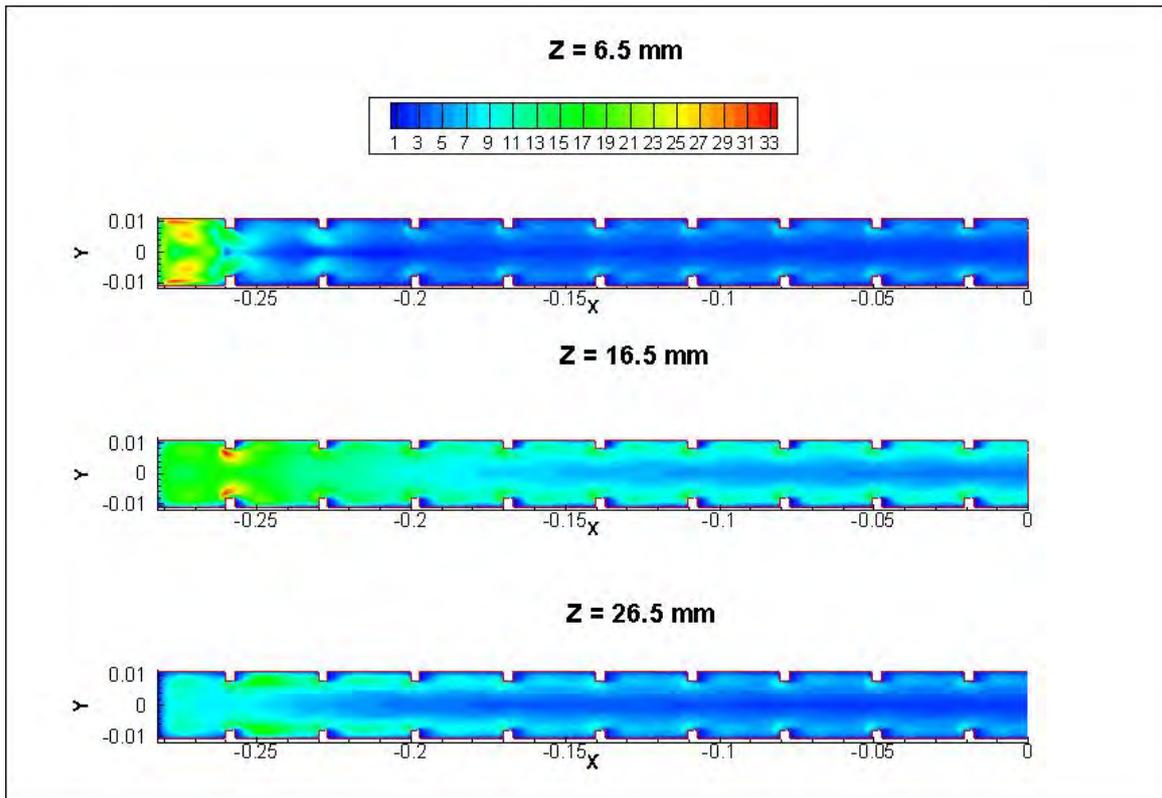


Figure 3.29 Contours de l'énergie cinétique turbulente dans la 2^{ème} passe

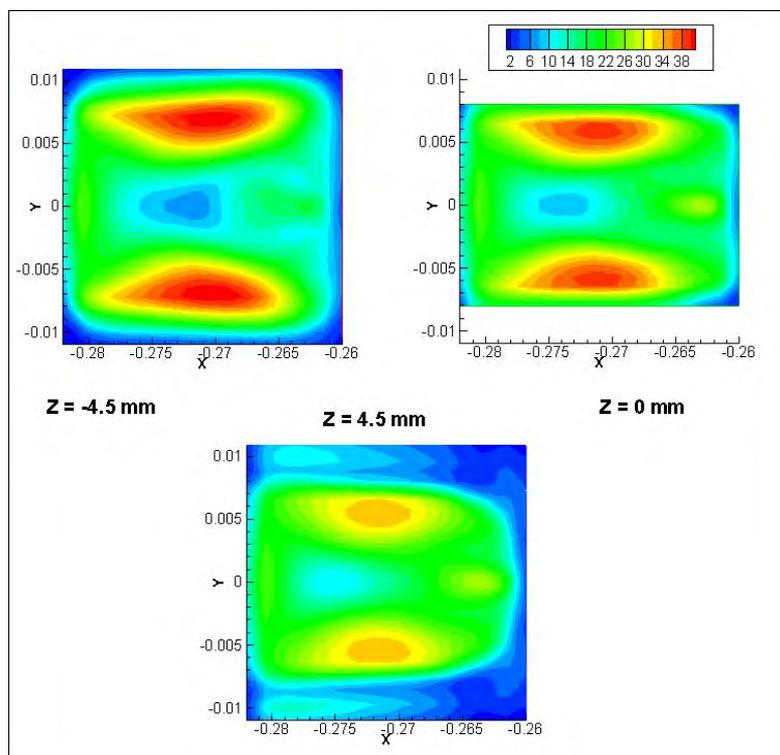


Figure 3.30 Energie cinétique turbulente dans le coude

iv- Cas N° 4 : passage nervuré à 600 rpm

Comme dans le cas lisse, le canal nervuré est animé d'un mouvement de rotation de sens trigonométrique avec une vitesse de 600 rpm.

a- Champ de vitesses

La Figure 3.31 montre la distribution de vitesse longitudinale dans la première passe du canal. Après une entrée uniforme, la couche limite se développe de manière standard, mais cette fois ci elle n'est plus symétrique à cause de la rotation du canal. On remarque que près des parois latérales à $z=-26.5\text{mm}$ et $z=-6.5\text{mm}$ les particules fluides sont accélérées vers le bas (paroi d'attaque), tandis que dans les autres régions elles sont accélérées vers le haut (paroi de fuite). Ce phénomène est dû à la force de *Coriolis* induite par la rotation. Notons qu'après la quatrième nervure le phénomène devient périodique avec une accélération du fluide du côté de la paroi latérale intérieure à l'entrée du coude.

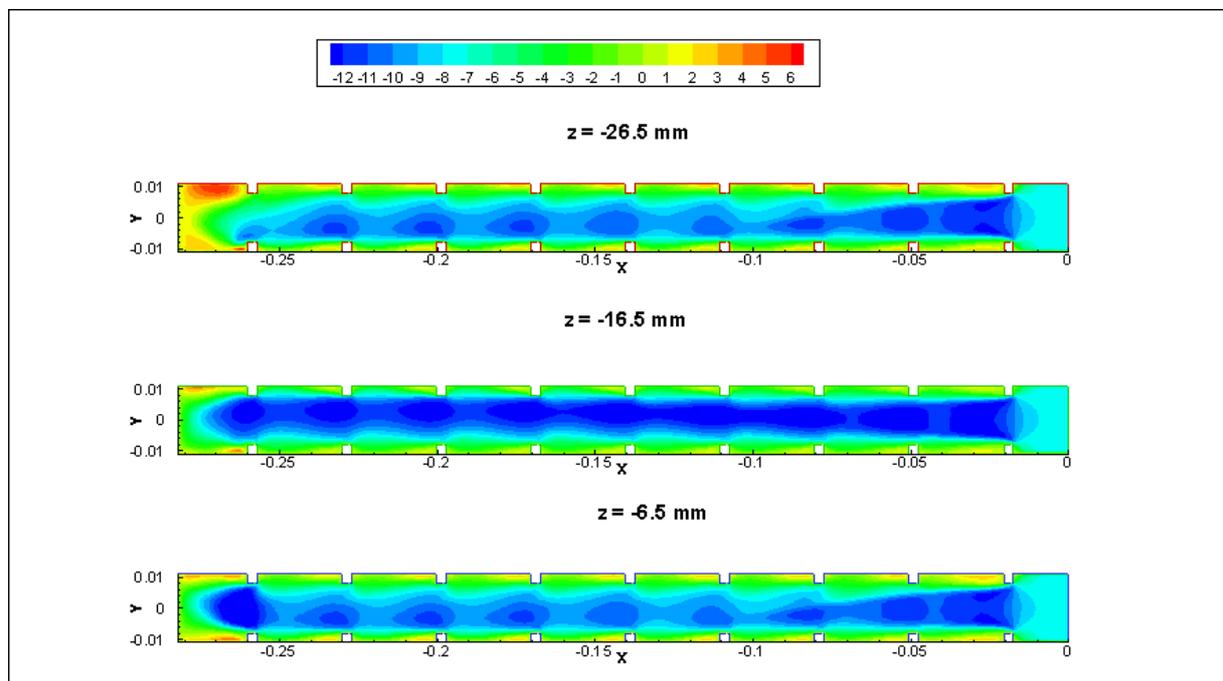


Figure 3.31 Contours de vitesse longitudinale dans la 1^{ère} passe

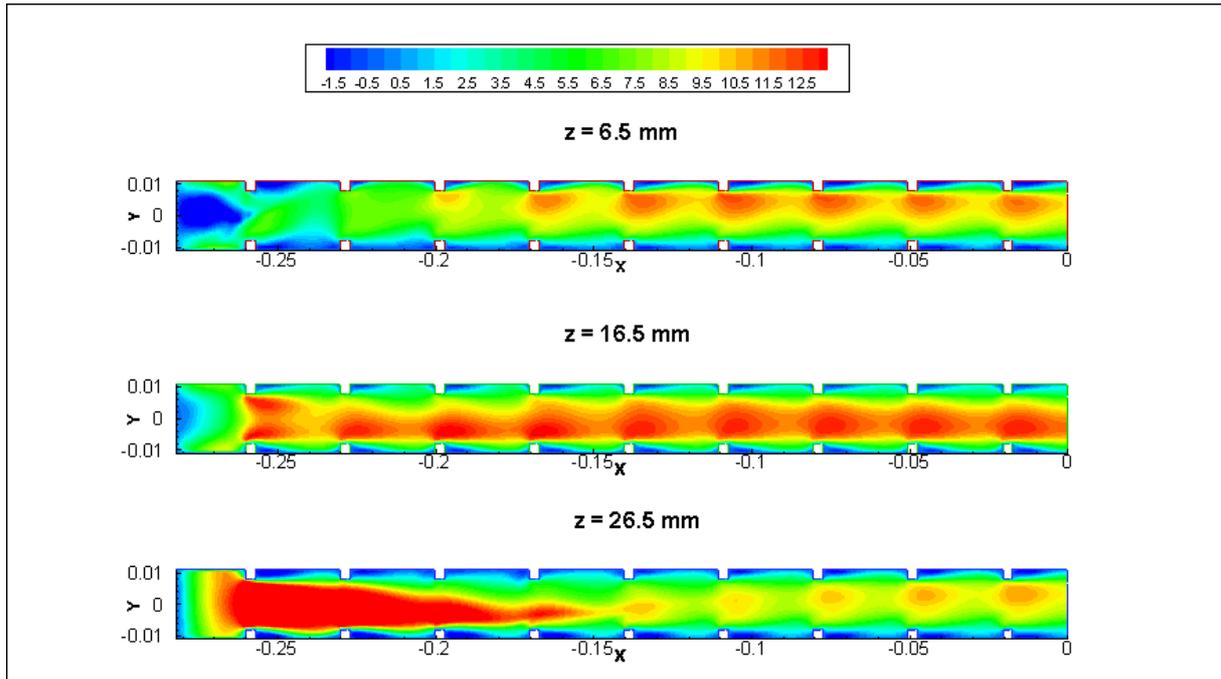


Figure 3.32 Contours de vitesse longitudinale dans la 2^{ème} passe

La Figure 3.32 montre la distribution de la vitesse longitudinale dans la deuxième passe. Nous remarquons que l'effet de la rotation s'inverse : les particules au centre du conduit sont accélérées vers la paroi d'attaque et près des parois le fluide est accéléré vers la paroi de fuite. Juste à la sortie du coude, on sent une déviation du fluide longeant la paroi latérale extérieure vers la paroi d'attaque, ceci est toujours dû à la force de *Coriolis* : cette force augmente avec le produit des deux composantes de vitesse radiale et tangentielle qui sont élevées dans cette région.

Il faut noter qu'à cause de la force de *Coriolis* deux cellules contra-rotatives (Figure 3.33) naissent dans la première passe à une distance $x \approx 2D_H$ et continuent à persister jusqu'à la sortie du coude à 180°.

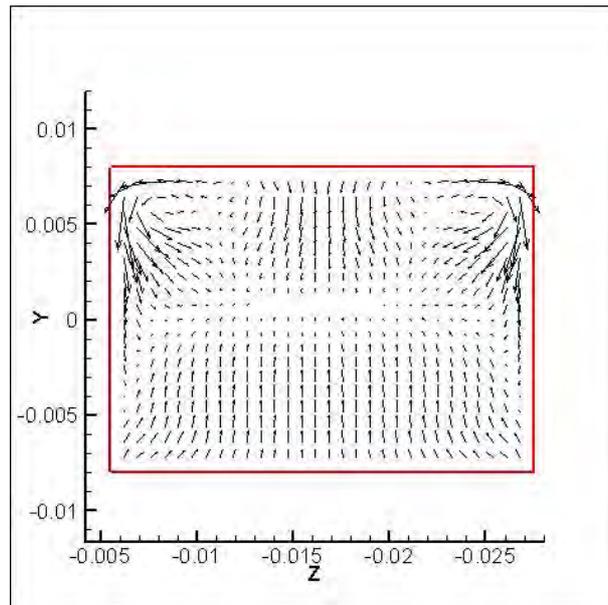


Figure 3.33 Champ de vecteur vitesse à $x \approx 2D_H$

La Figure 3.34 montre les vecteurs vitesse projetés dans les plans $z=-4.5\text{mm}$, -1mm , 0mm , 1mm , 4.5mm au niveau du coude à 180° . On remarque que les cellules contra rotatives sont plus aplaties que dans le ca stationnaire avec une tendance à dévier vers la paroi d'attaque au fur et à mesure que l'on avance vers la sortie du coude.

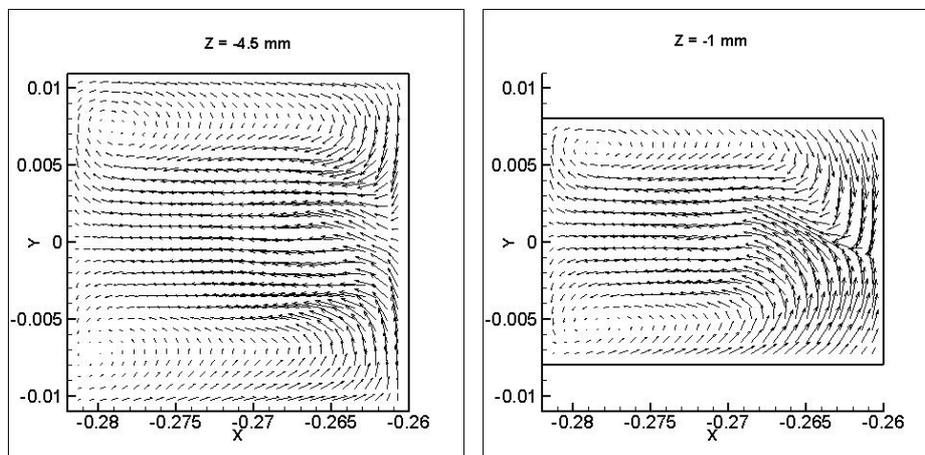


Figure 3.34 Vecteurs vitesse dans des plans $z = Cste$ dans le coude à 180°

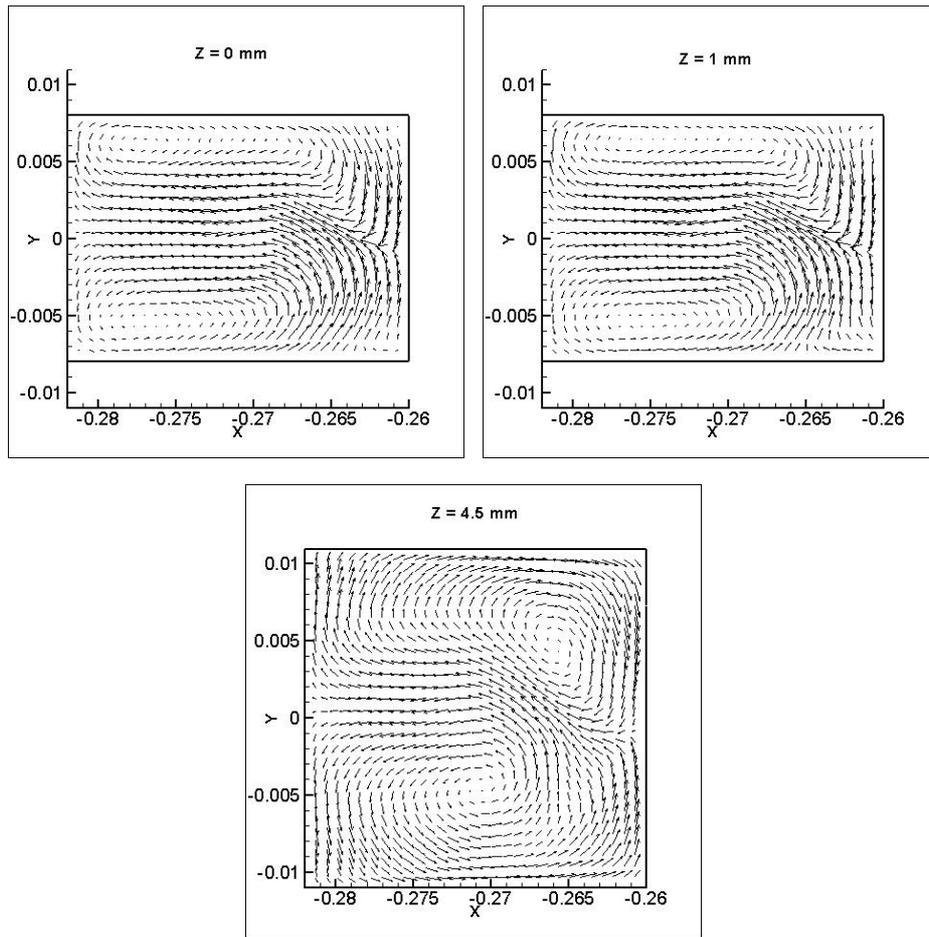


Figure 3.34 (suite) Vecteurs vitesse dans des plans $z = Cste$ dans le coude à 180°

La Figure 3.35 montre le champ de vecteur vitesse à la sortie du coude à 180° et à une distance $x \approx 6D_H$ en amont de la sortie du conduit.

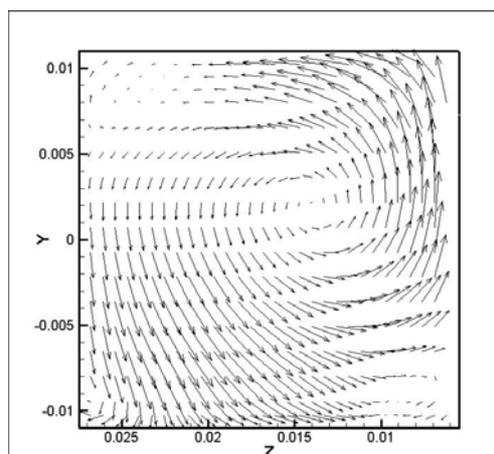


Figure 3.35.a Champ de vecteurs vitesse à l'entrée de la 2^{ème} passe

On remarque qu'à l'entrée de la deuxième passe, et vu l'élan du fluide, l'écoulement devient monocellulaire. Plus loin à une distance $x \approx 6D_H$ en amont de la sortie du conduit, la deuxième cellule réapparaît pour tendre vers un régime établi.

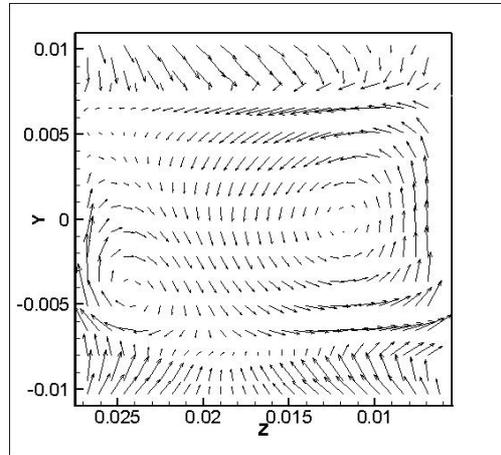


Figure 3.35.b Champ des vecteurs vitesse à $x \approx 6D_H$

b- Champ de pression

Comparativement au cas stationnaire, la force centrifuge fait que la pression dans la première passe augmente, car cette force s'oppose aux forces visqueuses et tend à éloigner le fluide de l'axe de rotation tout en augmentant la pression dans la direction de l'écoulement (Figure 3.36).

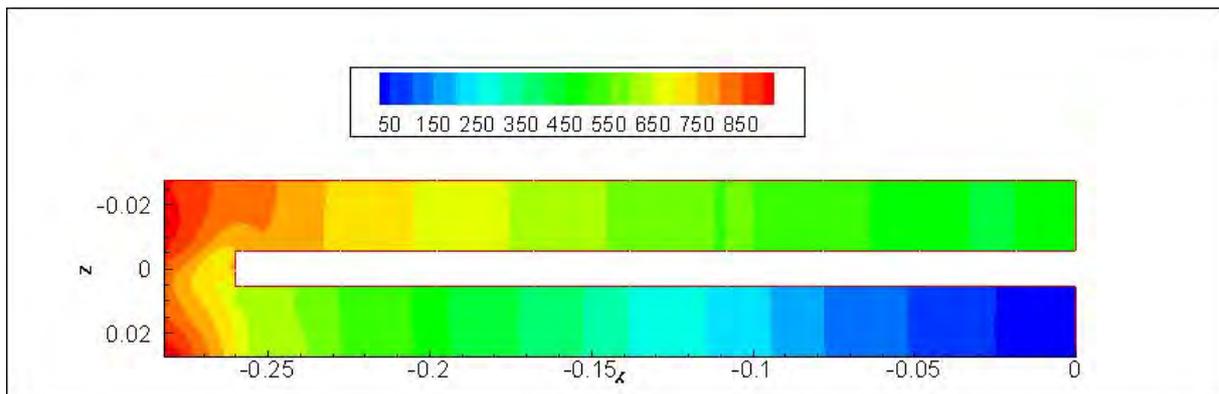


Figure 3.36 Champ de pression au plan $y = 0$

Tandis que dans la deuxième passe, frottement et force centrifuge coopèrent entre eux afin de retarder le fluide, provoquant ainsi une chute de pression plus importante que dans le cas stationnaire.

c- Champ thermique

La Figure 3.37 montre l'évolution du champ de température dans des plans X-Y, à $z=-26.5$ mm, -16.5 mm et -6.5 mm, dans la première passe. Notons le décalage du fluide froid vers la paroi de fuite dans le plan $z=-16.5$ mm, c'est un transport convectif résultant des cellules contra rotatives discutées plus haut. et le phénomène inverse près des parois latérales à $z=-26.5$ mm et $z=-6.5$ mm.

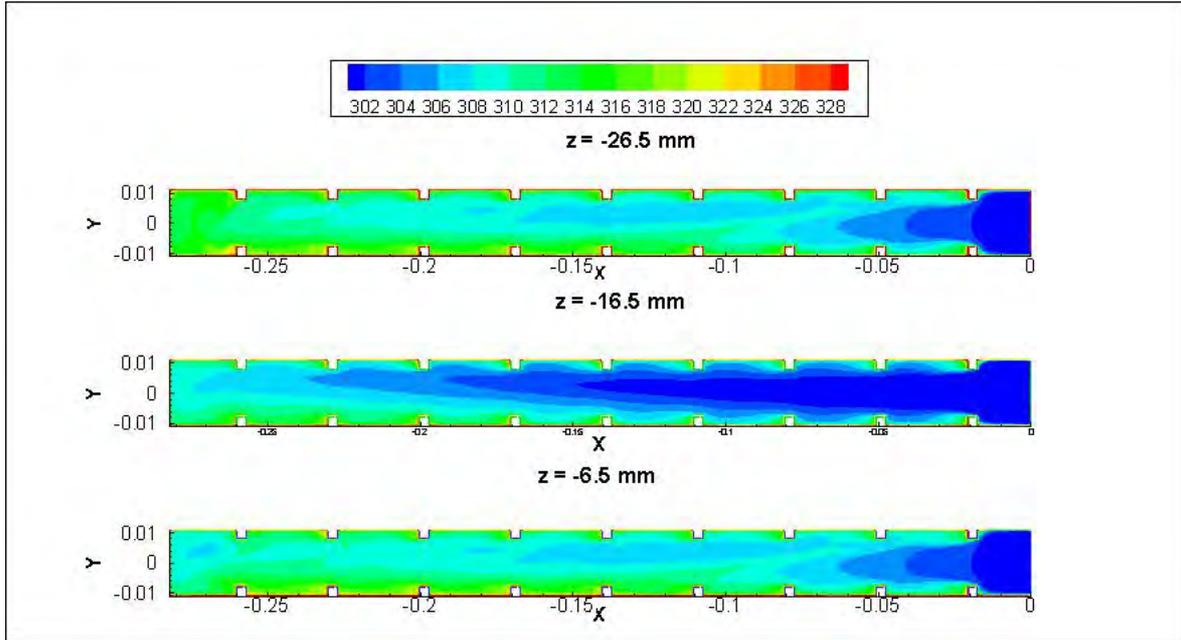


Figure 3.37 Champ de température dans la 1^{ère} passe

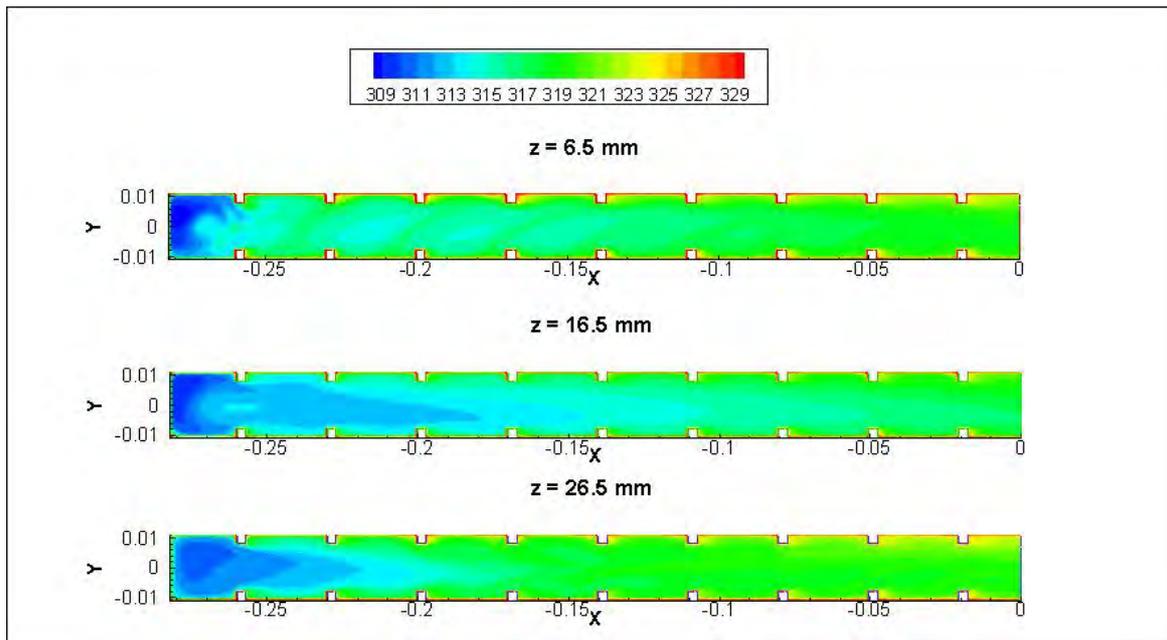


Figure 3.38 Champ de température dans la 2^{ème} passe

La Figure 3.38 montre les contours de température statique dans la seconde passe. On remarque le courant froid a tendance à dévier vers la paroi d'attaque dans le plan $z=16.5$ mm et vers la paroi de fuite près des parois latérales à $z=6.5$ mm et $z=26.5$ mm. Le champ de température est dicté par un transfert de chaleur essentiellement conductif près des parois et principalement convectif au centre de la conduite.

La Figure 3.39 nous permet de conclure qu'à cause de la rotation, l'échange de chaleur est plus important à travers la paroi de fuite qu'à travers la paroi d'attaque. Cela résulte du fait que le gradient de température normal à la paroi de fuite est plus important étant donné que le fluide froid qui était au centre de la conduite est dévié vers la paroi de fuite par la force de *Coriolis*. Par contre, le fluide qui dévie vers la paroi d'attaque en longeant les parois latérales, a le temps d'emmagasiner de la chaleur transférée par conduction à partir de ces dernières. La conséquence est que le gradient de température normal à la paroi d'attaque est moins important.

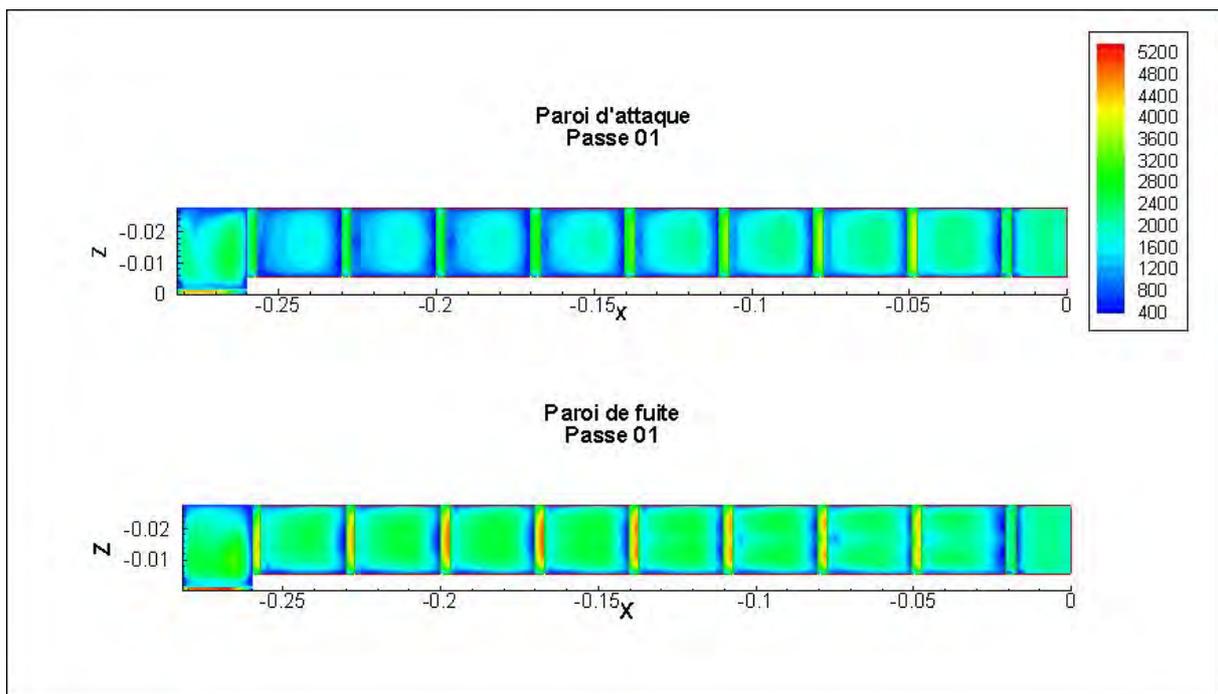


Figure 3.39 Distribution du nombre de *Nusselt* local dans la 1^{ère} passe

D'après la Figure 3.40, l'échange thermique est plus important sur la paroi d'attaque que sur la paroi de fuite. Juste en aval du coude, l'effet *Coriolis* impose une déviation du fluide froid (mais de moins en moins froid par rapport à l'entrée) vers la paroi d'attaque d'où les valeurs du nombre *Nusselt* relativement élevées. En allant vers la sortie, la grande cellule se trans-

forme en deux cellules contra rotatives, engendrant ainsi un effet inverse de la force de *Coriolis* par rapport à la première passe, ce qui fait que le nombre de *Nusselt* est plus important sur la paroi d'attaque.

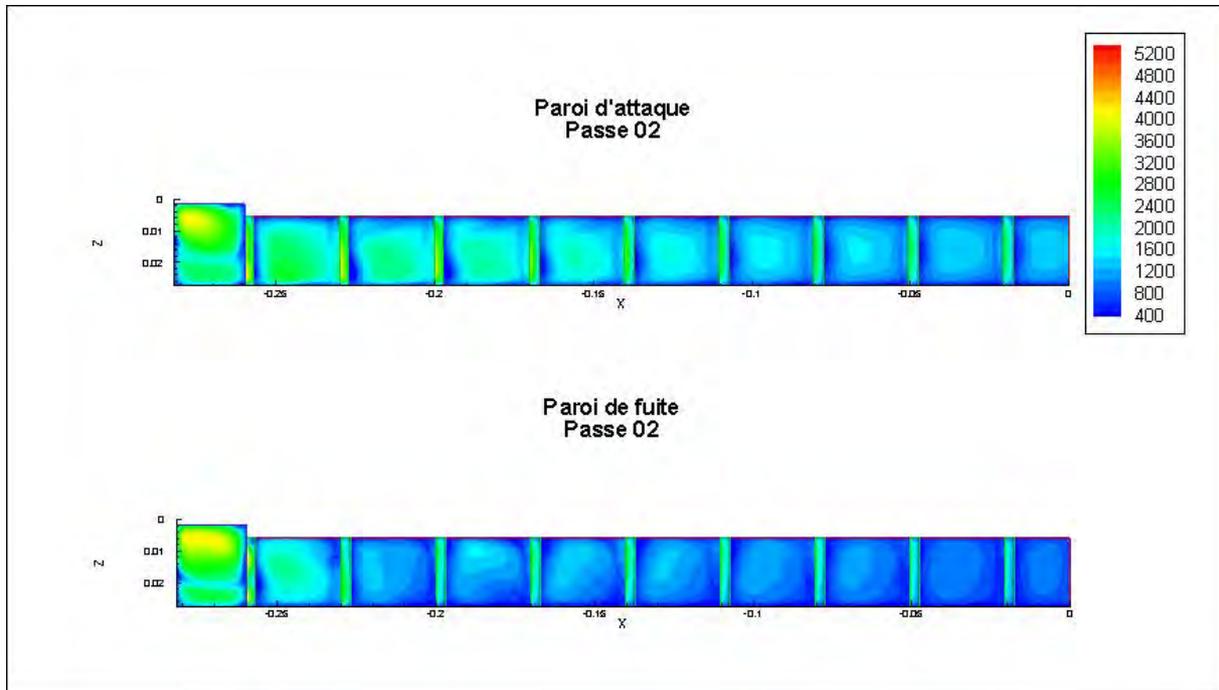


Figure 3.40 Distribution du nombre de *Nusselt* local dans la 2^{ème} passe

d- Coefficient de frottement

Il est clair, d'après la Figure 3.41, que la rotation a engendré le même effet de stabilisation/déstabilisation sur le coefficient de frottement comme sur la turbulence et ce sur les parois d'attaque/de fuite en raison des gradients de vitesse normales à la paroi auxquels il est directement lié. Voir le résumé des effets dans le tableau 3.2.

	1 ^{ère} passe		2 ^{ème} passe	
Paroi d'attaque	Cisaillement antihoraire + rotation antihoraire → Stabilisation		Cisaillement horaire + rotation antihoraire → Déstabilisation	
Paroi de fuite	Cisaillement horaire + rotation antihoraire → Déstabilisation		Cisaillement antihoraire + rotation antihoraire → Stabilisation	

Tableau 3.2 Résumé de la stabilisation/déstabilisation de C_f due à la rotation

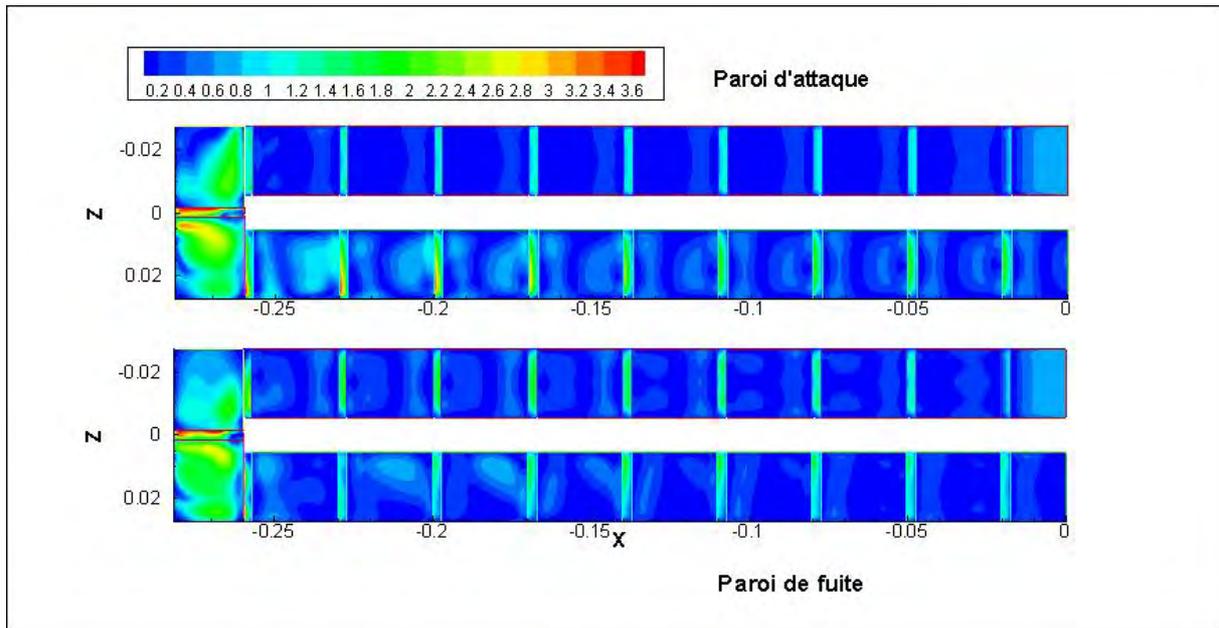


Figure 3.41 Coefficient de frottement local sur la paroi d'attaque/de fuite

e- Energie cinétique turbulente

Les Figures 3.42 et 3.43 montrent la distribution de l'énergie cinétique turbulente dans la première et seconde passes. En comparant ces figures aux Figures 3.27 et 3.28, on observe une déstabilisation de la turbulence au niveau de la paroi de fuite de la première passe et au niveau de la paroi d'attaque dans la deuxième passe. Alors qu'une stabilisation est notée au niveau de la paroi d'attaque de la deuxième passe ainsi que la paroi de fuite de la première passe. Ce phénomène de stabilisation/déstabilisation est récapitulé dans le tableau 3.3.

	1 ^{ère} passe		2 ^{ème} passe	
Paroi d'attaque	Tourbillon antihoraire + rotation antihoraire → Stabilisation		Tourbillon horaire + rotation antihoraire → Déstabilisation	
Paroi de fuite	Tourbillon horaire + rotation antihoraire → Déstabilisation		Tourbillon antihoraire + rotation antihoraire → Stabilisation	

Tableau 3.3 Résumé du phénomène de stabilisation/déstabilisation de l'énergie cinétique

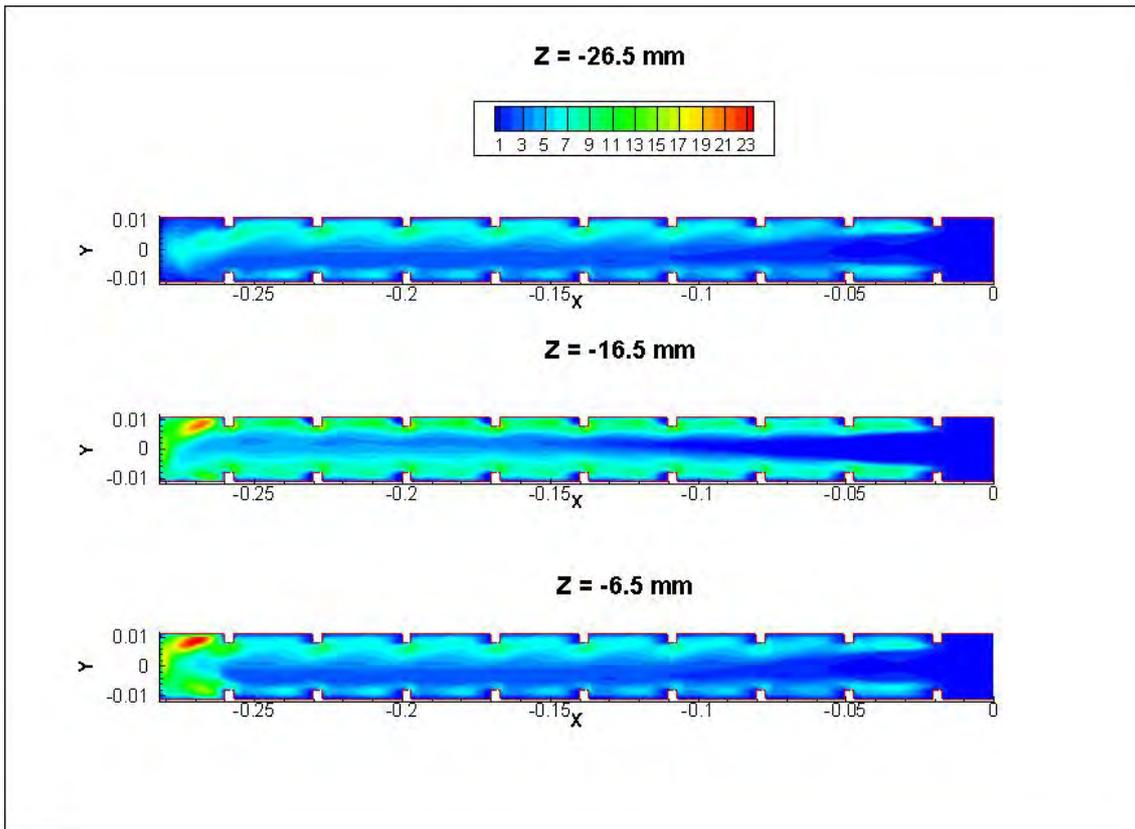


Figure 3.42 Distribution de l'énergie cinétique dans la 1^{ère} passe

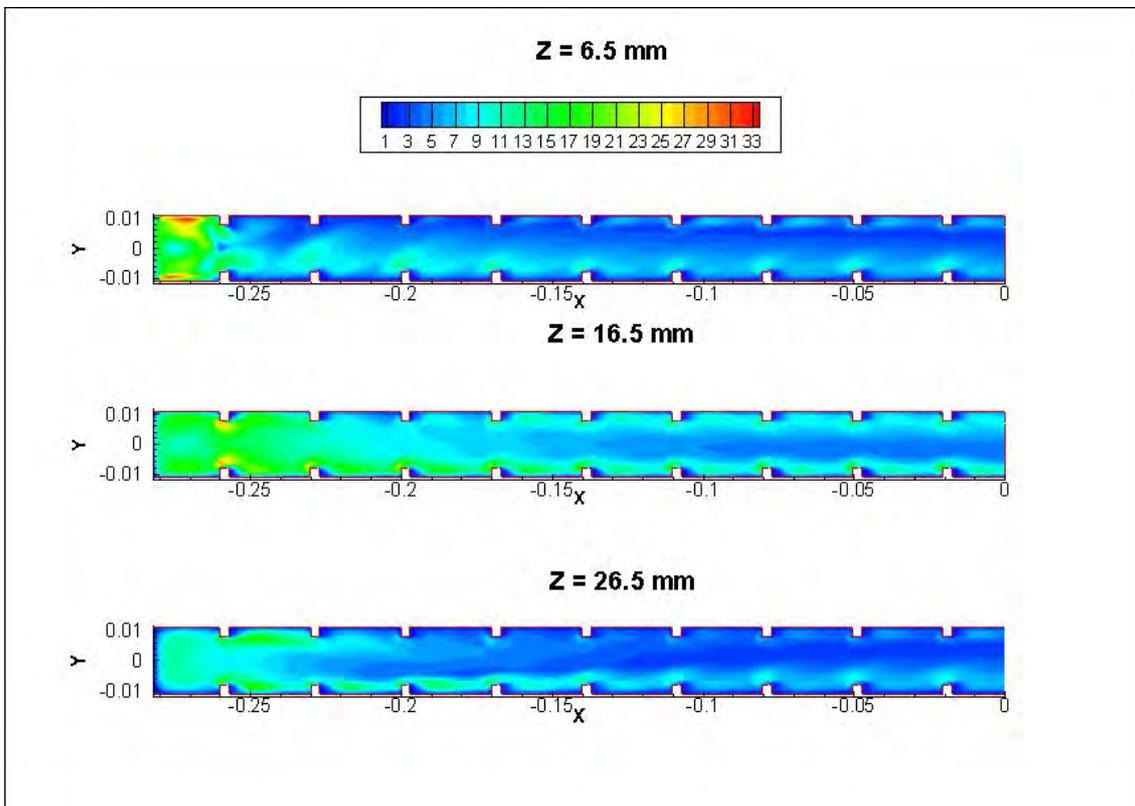


Figure 3.43 Distribution de l'énergie cinétique dans la 2^{ème} passe

La Figure 3.44 montre l'énergie cinétique turbulente à travers le coude. On note qu'à l'entrée du coude elle est plus importante au niveau de la paroi de fuite et que tout en avançant avec z elle diminue dans cette zone.

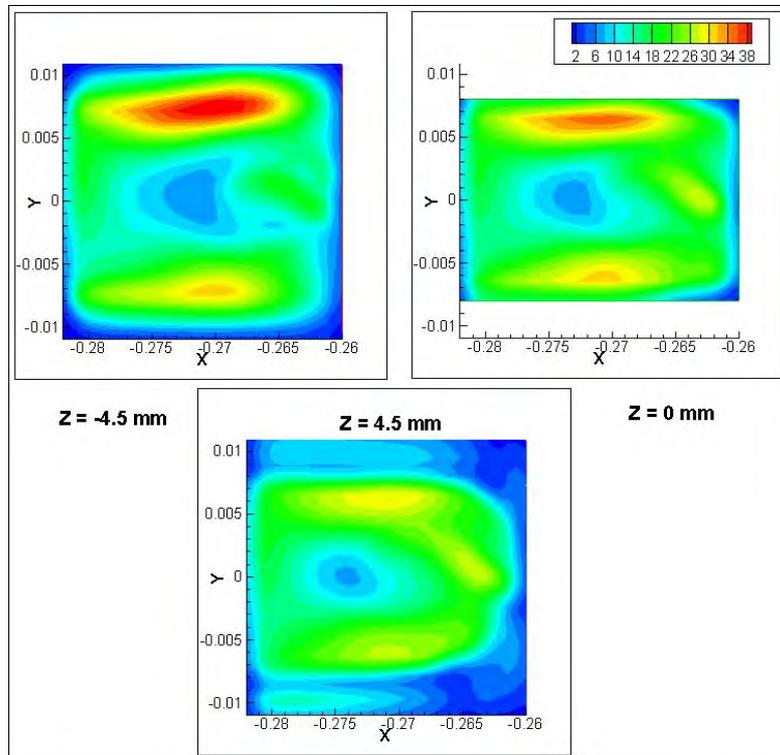


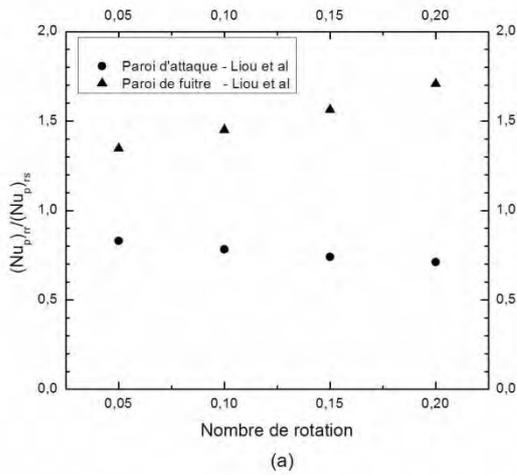
Figure 3.44 Energie cinétique turbulente à travers le coude

3.2.5 Comparaison qualitative

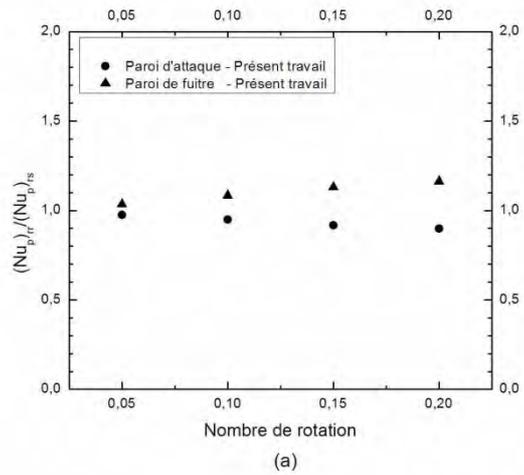
Dans cette section, nous allons considérer une comparaison qualitative des résultats obtenus dans le présent travail avec ceux obtenus par *Liou et al* (2005).

Une première comparaison consiste à voir l'effet du nombre de rotation sur le nombre de *Nusselt*.

Il a été trouvé dans le présent travail (Figures 3.45 et 3.46), en concordance avec les résultats rapportés par *Liou et al* (2005), que le nombre de *Nusselt* suit une corrélation presque linéaire avec le nombre de rotation. En effet, au niveau des régions déstabilisées, le nombre de *Nusselt* augmente avec le nombre de rotation, alors qu'il décroît, avec le nombre de rotation, dans les régions stabilisées.

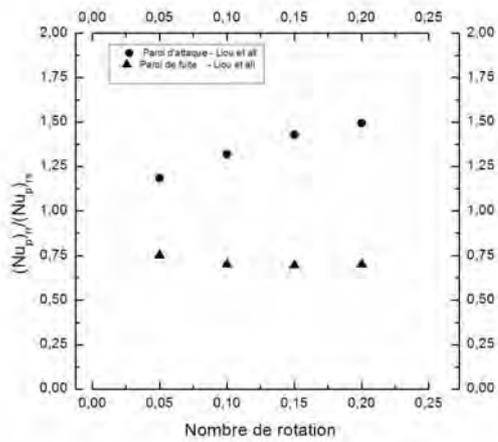


(a) Liou et al (2005)

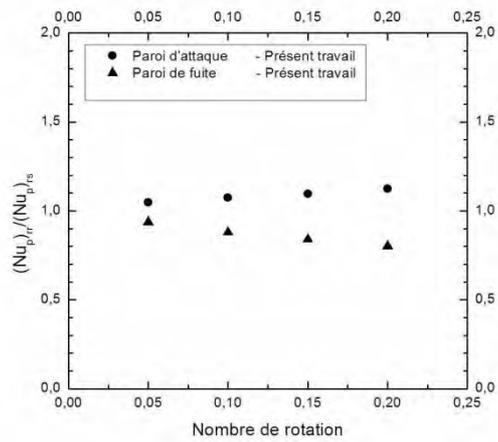


(b) Présent travail

Figure 3.45 Variation du nombre de *Nusselt* avec *Ro* dans la 1^{ère} passe



(a) Liou et al (2005)



(b) Présent travail

Figure 3.46 Variation du nombre de *Nusselt* avec *Ro* dans la 2^{ème} passe

Les Figures 3.47 et 3.48 montrent une comparaison qualitative de la variation du nombre de *Nusselt* avec l'indice de région (Figure 3.47) pour $Ro = 0.15$. On note une augmentation du nombre de *Nusselt* dans la première passe quand on se rapproche du coude. Le maximum est observé dans la région zéro, suivi d'une décroissance le long du conduit. Résultat similaire à celui rapporté par Liou et al (2005).

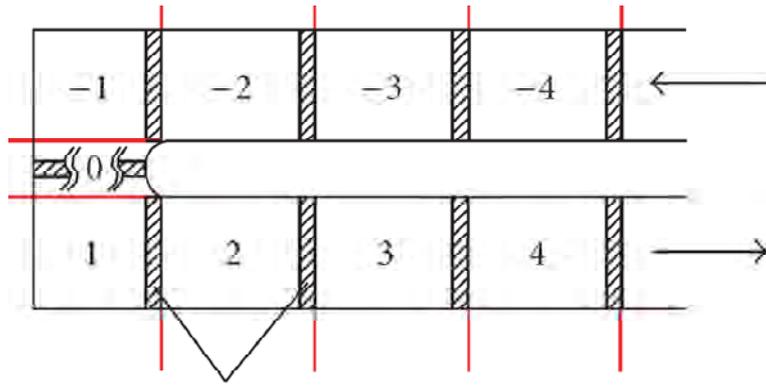


Figure 3.47 Indices de régions

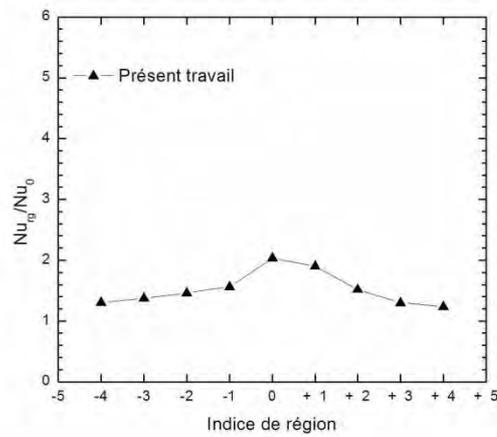
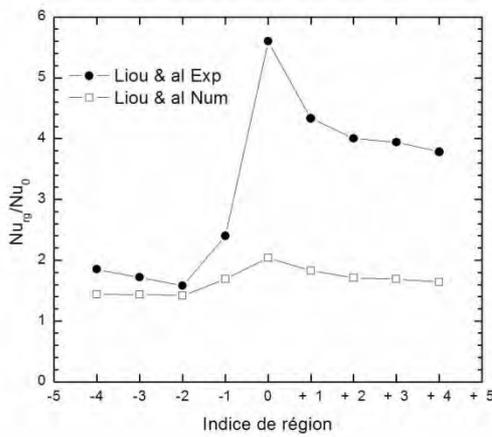


Figure 3.48 Variation du *Nusselt* le long de la paroi d'attaque pour $Ro = 0.15$

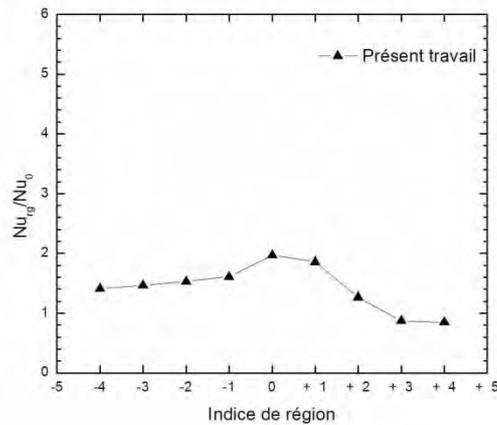
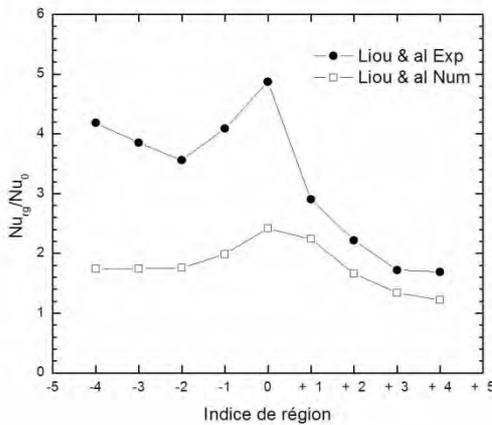


Figure 3.49 Variation du *Nusselt* le long de la paroi de fuite pour $Ro = 0.15$

UNIVERSITE MENTOURI - CONSTANTINE

Conclusion

Conclusion

Le présent travail a pour but la simulation numérique de l'écoulement dans les canaux de refroidissement des aubes des turbines à gaz.

Après génération du maillage par le préprocesseur *Gambit*, *Fluent* a été utilisé pour la résolution des équations de *Navier-Stokes*. Beaucoup de phénomènes physiques ont été capté par le code de calcul ce qui a permis leur compréhension.

- La présence de cellules contra rotatives responsable du brassage thermique et massique.
- La présence des nervures augmente la surface d'échange ainsi que le niveau de la turbulence permettant ainsi un meilleur transfert de chaleur.
- Bien que les nervures augmentent l'échange de chaleur, elles ont l'inconvénient d'augmenter le coefficient de frottement entraînant ainsi une perte de charge plus importante.
- La force de *Coriolis* engendrée par la rotation crée le phénomène de stabilisation/déstabilisation de la turbulence sur l'une ou l'autre des parois de fuite/d'attaque.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] D. Chanteloup, Y. Juaneda et A. Bolcs, « Combined 3D flow and heat transfer measurements in a 2-pass internal coolant passage of gas turbine airfoil », Proceedings of ASME turbo expo 2002 : « Gas turbines for a better tomorrow » 03-06 June 2002, Amsterdam, The Neederlands.
- [2] R. Garcia Casado et T. Arts, « Caractérisation par la PIV de l'écoulement dans les canaux de refroidissement internes de turbines à gaz », 9^{ème} Congrès Francophone de Vélocimétrie Laser, IVK, ULB, AFVL, 14-17 Septembre 2004.
- [3] H. Iacovides et M. Rasee (1999), « Recent progress in the computation of flow and heat transfer in internal cooling passages of turbine blades », International Journal of Heat and Fluid Flow, **20**, pp. 320-328.
- [4] Rongguang Jia, Masoud Rokni et Bengt Sundén (2001), « Impingement cooling in a rib-roughened channel with cross-flow », International Journal of Numerical Methodes for Heat & Fluid Flow, Vol. 11, No. 7, pp. 642-662.
- [5] Tong-Miin Liou, Shih-Hui Chen et Yi-Chen Li (2005), « Numerical simulation of turbulent fluid flow and heat transfer in a ribbed rotating two pass square duct », International Journal of Rotating Machinery , **2**, pp. 152-160.
- [6] W. D. Morris et S. W. Chang (1997), « An experimental study of heat transfer in a simulated turbine blade cooling passage », Int. J. Heat Mass Transfer. Vol. 40, No. **15**, pp. 3703-3718.
- [7] W. D. Morris et K. Ferhadi Rahmet-Abadi (1996), « Convective heat transfer in rotating ribbed tubes », Int. J. Heat Mass Transfer. Vol. 39, No. **11**, pp. 2253-2266.
- [8] A. Ooi, G. Iaccarino, P. A. Durbin et M. Benhia (2002), « Reynolds averaged simulation of flow and heat transfer in ribbed ducts », International Journal of Heat and Fluid Flow, **23**, pp. 750-757.

[9] M. Raisee et M. R. Bolhasani, « Computation of turbulent flow and heat transfer in passages with attached and detached rib array », Dept. Of Mech. Eng., Faculty of Engineering, University of Teheran.

[10] K. Takeishi, T. Kitamura, M. Matsuura et K. Shimizu (2003), « Heat transfer characteristic of a triangular channel with turbulence promoter », Proceedings of the International Gas Turbine Congress 2003 Tokyo, November 2-7, 2003.