

UNIVERSITE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE  
MOHAMMED BOUDIAF D'ORAN



FACULTE DE GENIE-MECANIQUE

Département de Génie-Maritime

Thèse de DOCTORAT En-SCIENCE

Option : Energétique

INVESTIGATION NUMERIQUE DE L'ECOULEMENT TURBULENT ET DU  
TRANSFERT DE CHALEUR AUTOUR D'UN ELEMENT CUBIQUE AVEC  
JET IMPACTANT

Présentée et soutenue publiquement par :

**M<sup>me</sup> NEMDILI Saliha**

Maître assistante au Département de Génie-Maritime,  
Faculté de Génie-Mécanique, USTO

Devant le jury composé de :

<b>Président:</b>	M <sup>me</sup> . Amina <b>SABEUR</b>	(Pr, USTO, Oran)
<b>Examineurs:</b>	Mr. Mohammed <b>BOUZIT</b>	(Pr, USTO, Oran)
	Mr. Ahmed Zineddine <b>DELLIL</b>	(Pr, Univ. Senia, Oran)
	Mr. Yessad Habib <b>MADANI</b>	(Pr, ENP, Oran)
	Mr. Samir <b>HOUAT</b>	(MC-A, univ, Mostaganem)
<b>Encadreur :</b>	Mr. Abbès <b>AZZI</b>	(Pr, USTO, Oran)

2014 - 2015

*A mes parents*

*A mon mari*

*A mes frères et sœurs*

*A mes neveux et nièces*

*A ma famille*

*On n'est sûr de ne jamais faire que ce  
que l'on est incapable de comprendre.  
Comprendre, c'est se sentir capable  
de faire.*  
*André Gide - Les nourritures terrestres,  
p.24, Folio n° 117*

## *Remerciements*

*Avant tous je remercie Dieu, Allah tout puissant, de nous avoir donné la force et le courage mais surtout la volonté nécessaire pour la réalisation de ce modeste travail.*

*Je tiens à exprimer ma gratitude à mon Directeur de thèse Monsieur le **Pr. Abbès AZZI**, pour avoir accepté de diriger mon travail et qui m'a accompagné durant toutes ces années de travail et avec qui j'ai beaucoup appris. Je le remercie pour sa très grande disponibilité tout au long de mes travaux et sa rigueur scientifique m'ont été précieuses. Je lui suis reconnaissante pour le suivi de mon travail, et pour sa grande compétence qui m'a donné le goût de la recherche.*

*Mes remerciements vont aussi à **Dr. Fadéla NEMDILI** pour son encadrement et ses encouragements constants en particulier son soutien et ses conseils tout au long de ma formation.*

*Un remerciement chaleureux est adressé à, **Pr. Amina SABEUR**, Présidente du Conseil Scientifique de la faculté de Génie Mécanique, pour l'honneur qu'elle me fait d'avoir acceptée d'expertiser ce travail et présider mon jury de soutenance.*

*Je voudrai également remercier les membres du jury de soutenance, **Pr. Mohammed BOUZIT**, **Pr. Ahmed Zineddine DELLIL**, **Pr. Yessad Habib MADANI** et **Dr. Samir HOUAT**, pour avoir accepté d'examiner ce travail et de porter leur jugement et d'être membre de jury de cette thèse.*

*Je tiens à remercier tous les membres du Laboratoire Aero-Hydrodynamique Naval (LAHN) qui ont contribué de près ou de loin au bon déroulement de mon travail. Toute ma reconnaissance à tous mes amis et mes collègues de travail.*

*Saliha Nemdili*

## Résumé

Cette thèse présente une étude à caractère purement numérique basé sur un code commercial résolvant les équations de Navier-Stokes et l'équation de l'énergie moyennant la méthode des volumes finis. Le travail représente une simulation d'écoulement autour d'un cube chauffé à une température de  $60^{\circ}\text{C}$ , placé dans un écoulement d'air forcé à  $20^{\circ}\text{C}$ . Le cube est exposé aussi à un jet perpendiculaire à une température de  $20^{\circ}\text{C}$ . La configuration géométrique ressemble sensiblement à celle étudiée expérimentalement par (*Masip et al.2012*).

L'écoulement principal est maintenu à un nombre de Reynolds de  $3410$ , calculé sur la base de la hauteur du canal ( $H=2h$ , où  $h$  est la dimension de l'arête du cube et vaut  $15\text{ mm}$ ) et de la vitesse débitante ( $U=1.705\text{ m/s}$ ). Coté jet impactant, trois nombres de Reynolds sont considérés correspondants au rapport suivants :  $Re_j/Re_H=0.5; 1.0$  et  $1.5$ . Les nombres de Reynolds du jet sont calculés sur la base du diamètre du jet ( $D=12\text{ mm}$ ) et de sa vitesse débitante. En ne considérant que le rapport des nombres de Reynolds le plus élevé ( $Re_j/Re_H = 1.5$ ), la simulation est reproduite pour trois cubes ayants des chanfreins sur leurs facette du haut. La hauteur du chanfrein prend trois valeurs différentes  $1, 2$  et  $4\text{ mm}$  respectivement. Le but étant de vérifier si l'ajout des chanfreins améliore l'efficacité du refroidissement ou non. Les résultats obtenus pour les cas sans chanfreins ont été comparés aux résultats expérimentaux de (*Masip et al.2012*), un bon accord a été observé entre les différents résultats, qui sont présentés sous forme de contours, de vitesses et des lignes de courant.

**Mots-clés** : *composant électronique, chanfreins, jet impactant, modèle de turbulence Shear Stress Transport (SST).*

## Summary

A Computational Fluid Dynamic (CFD) study based on Reynolds Averaged Navier-Stokes (RANS) approach is carried out to predict the mean velocity field and the heat transfer rate of an impinging jet in cross-flow configuration on a heated wall-mounted cube. Targeting an electronic cooling configuration, the aim is to investigate the effect of geometrical modification of the component on the cooling effectiveness. For the same cross flow Reynolds number  $Re_H=3410$ , three levels of impinging jets are computed as well as a case without impinging jet that will serve as baseline case for comparison. The results from the RANS computation are compared to experimental data from published scientific literature. The validation shows qualitatively good agreement and almost all flow structures are well reproduced by the computation. In an attempt to optimize the wall heat flux over the cube surface, a new geometry is proposed without sharp corners on the top cube face. Numerical results show that with minor geometrical modification (chamfer), the fluid flow structure around the electronic component is radically transformed and the heat transfer rate can be improved. The highest cooling effectiveness improvement is realized for the highest Reynolds number ratio  $Re_j/Re_H=1.5$  and for the chamfer height of  $4\text{ mm}$ .

**Key-Words:** - electronic component, cooling effectiveness, wall mounted cube, impinging jet, Shear Stress Transport (SST) turbulence model, jet in cross flow.

## ملخص

الأعمال المطروحة لدراسة حسابية السوائل الديناميكية (CFD) على أساس معادلات رينولدز نافير ستوكس (RANS) يتم دراسة السلوك الحركي الهوائي لتدفق السوائل حول اوجه مكعب ساخن والهدف من ذلك هو دراسة تأثير التعديل الهندسي المكون على فعالية التبريد وذلك بتغيير سطح المكعب من 1ملم الى 4 ملم عبر تدفق عدد رينولدز  $Re_H = 3410$  و  $Re_H = 5752$  و  $Re_H = 8880$  على أساس ثلاثة قيم 0.5, 1.0, و 1.5 التي سوف تخدم القضية الأساسية بالنسبة للمقارنة. تتم مقارنة النتائج من البيانات التجريبية من المؤلفات العلمية المنشورة و البيانات العددية. يظهر التحقق من صحة اتفاق جيد النوعية بين النتائج العددية و التجريبية. في محاولة لتحسين فعالية التبريد. اقترح هندسة جديدة لسطح المكعب دون زوايا حادة في معلى الوجه مكعب. تظهر النتائج العددية أنه مع تعديل هندسي بسيط (الشطب)، يتم تحويل هيكل تدفق السوائل حول مكونات إلكترونية جذريا ويمكن تحسين معدل انتقال الحرارة. أعلى تحسين فعالية التبريد هو تحقيق أعلى نسبة لعدد رينولدز  $Re_j/Re_H=1.5$  وللاارتفاع الشطب من 4 ملم.

**مفتاح الكلمات:** - مكونات إلكترونية، فعالية التبريد، مكعب ساخن، (SST) نموذج الاضطراب النفاثة في التدفق عبر القص.

# *Table des matières*

Résumé.....	05
Table des matières.....	08
Table des figures.....	11
Liste des tableaux.....	15
Nomenclature.....	16
Introduction.....	18

## *Chapitre 1 : Analyse bibliographique*

1.1 Refroidissement d'un élément électronique.....	21
1.2 Échauffement d'un composant électronique.....	22
1.2.1 Les différentes façons de refroidir un composant électronique.....	22
1.2.1.1 Refroidissement par liquide.....	22
1.2.1.2 Refroidissement par air.....	24
1.2.1.3 Refroidissement par convection naturelle.....	24
1.2.2 L'influence de la température sur les circuits électroniques.....	25
1.3 Bibliographie.....	25

## *Chapitre 2 : Modélisation de la turbulence*

2.1 La mécanique des fluides.....	46
2.2 La turbulence.....	46
2.2.1 Modélisation de la turbulence.....	47
2.2.1.1 Introduction.....	47
2.2.1.2 Cascade d'énergie.....	48
2.2.1.3 Théorie de Reynolds.....	50
2.2.2 La couche limite.....	53



2.2.2.1	Présentation générale d'un écoulement sur plaque plane chauffée.....	54
2.3	convection.....	56
2.3.1	Le coefficient d'échange par convection .....	58
2.3.2	Convection forcée laminaire sur plaque plane.....	59
2.3.3	Convection naturelle.....	60
2.4	Équations du fluide de BOUSSINESQ.....	61
2.4.1	Formulations en convection naturelle.....	61
2.4.2	La vitesse de diffusion visqueuse.....	61
2.4.3	La vitesse de diffusion thermique :.....	61
2.4.4	La vitesse de convection naturelle.....	61
2.4.5	Formulation et paramètres du transport en convection mixte.....	62
2.5	L'impact de jet.....	63
2.5.1	Jet unique en impact.....	63
2.5.1.1	Structure du jet libre.....	63
2.5.2	Jet unique en impact .....	64
2.5.2.1	Structure du jet en impact.....	64
2.6	Loi de la paroi (wall function).....	65
2.6.1	Les modèles de Turbulence.....	67
2.6.1.1	Modèle k- $\epsilon$ .....	67
2.6.1.2	Modèle de Turbulence SST (Shear Stress Transport) .....	68

### ***Chapitre 3 : Méthode numérique***

3.1	Introduction.....	70
3.2	Méthode des volumes finis.....	70
3.2.1	Etape de la méthode des volumes finis.....	71
3.3	Le code de calcul ICEM-CFD CFX-14.0.....	74

3.3.1	Introduction.....	74
3.3.2	Présentation du code de calcul CFX-14.0.....	75
3.4	Etude expérimentale.....	75
3.5	Cas étudié.....	76

### ***Chapitre 4 : Résultats et discussions***

4.1	Résultats et discussion.....	82
4.1.1	Cube régulier .....	83
4.1.1.1	Comparaison entre les résultats numériques, expérimentaux et le cas FC215.....	83
4.1.2	Cube avec chanfrein (cube modifié).....	103
4.1.2.1	Effet de la variation de la hauteur du chanfrein.....	103
4.1.2.2	Cubes avec modification de la position du chanfrein.....	120
4.1.3	Etude d'un cube régulier avec un nombre de Reynolds (5752 et 8880).....	130
4.1.4	Efficacité de refroidissement sur la ligne centrale de la facette arrière (X/h=0.5 et Z/h=0.0).....	137
	Conclusion.....	141
	Références bibliographiques.....	142

## *Liste des figures*

### *Analyse bibliographique :*

Figure - 1.1 : Emanation de chaleur sur une puce électronique.....	21
Figure - 1.2 : Loi de Joule pour un conducteur ohmique.....	22
Figure - 1.3 : Principe de fonctionnement d'un caloduc.....	23
Figure - 1.4 : Schéma représentative : a) la géométrie et les dimensions du domaine de calcul, b) Différentes types de tourbillons autour du cube. Martinuzzi & Tropea,(1993). ....	26
Figure - 1.5 : Arrangement des composants électroniques dans le canal. Ortega et Moffat, (1985); Moffat et Ortega, (1986).....	27
Figure - 1.6 : Canal contenant un seul obstacle chauffé. Youn et Vafai,(1998).....	27
Figure - 1.7 : Canal horizontal contenant des blocs chauffés en présence d'un écoulement Pulsatif. Kim et al, (1998) .....	28
Figure - 1.8 : Canal horizontal contenant deux composants électroniques. Icoz et Jaluria , (2005) .....	29
Figure - 1.9 : Schéma de configuration du problème et des conditions aux limites. (a) enceinte avec une seule source de chaleur ; (b) enceinte avec deux sources de chaleur identiques . Bouttout et Bessaih , (2008)....	30
Figure - 1.10 : Model d'un canal bidimensionnel et avec fentes.(a) Canaux à deux dimensions (b) Domaine de calcul d'un canal à deux dimensions et avec fentes. Kim et Anand (2000) .....	31
Figure - 1.11 : Canal contenant des composants électroniques avec une plaque oblique. Wu et Perng, (1999).....	32
Figure - 1.12 : Canaux horizontal et vertical contenant des composants électroniques Icoz et Jaluria, (2004).....	33
Figure - 1.13 : La configuration géométrique. Bae et al, (2004).....	33
Figure - 1.14 : Géométrie du problème. Hamouche et Bessaih,( 2008).....	34
Figure - 1.15 : Géométrie du problème. Hamouche et Bessaih, (2009).....	35
Figure - 1.16 : Cinq sources de chaleur cubiques, simulant les composants électroniques, montées sur une paroi verticale d'un canal. Amirouche.Y, Bessaih.R, (2010)	36
Figure - 1.17 : configuration de la matrice des cubes. Niceno et al, (2002).....	37
Figure - 1.18 : dimension du domaine de calcul. Ratnam et Vengadesan, (2008).....	37
Figure - 1.19 : a) matrice des cubes montés dans un canal b) forme des générateurs de Tourbillon. Hemida.H et al, (2008).....	38
Figure - 1.20 : Schéma tridimensionnelle représente configuration de matrice des cubes dans un canal (schéma haut) et configuration du sous-domaine (schéma bas) Meinders.E.R, Hanjalic .K(1999) .....	40
Figure - 1.21 : appareille expérimentale et les cordones du système Sakakibara et al,	

(1997).....	41
Figure - 1.22 : configuration de l'écoulement. Tummers et al, (2005).....	41
Figure - 1.23 : schéma du domaine de calcul. Rundström et Moshfegh (2007).....	42
Figure - 1.24 : Schéma du domaine de calcul. Rundström et Moshfegh (2008).....	43
Figure - 1.25 : Schéma des dimensions du domaine de calcul. Popovac, Hanjalic, (2007), (2009) .....	44
Figure - 1.26 : Schéma de croquis de l'installation expérimentale. Rundstrom et Moshfegh, (2008) .....	44
Figure - 1.27 : Schéma représente la dimension du domaine de calcul et système de cordonnée locale. ....	45

### ***Modélisation de la turbulence***

Figure - 2.1 : La turbulence.....	47
Figure - 2.2 : Spectre d'énergie turbulente longitudinale pour différents écoulements les nombre d'ondes sont adimensionnés par le nombre d'onde de Kolmogorov.....	48
Figure - 2.3 : Cascade d'énergie. ....	48
Figure - 2.4 : Ecoulement moyen et fluctuations. ....	50
Figure - 2.5 : Couches limites pour fluide parfait et visqueux. Nemdili.F, (2008).....	53
Figure - 2.6 : Régimes d'écoulement sur plaque plane.....	55
Figure - 2.7 : Couches limites dynamique et thermique.....	55
Figure - 2.8 : Les deux modes de transfert de chaleur par convection : a) mode naturelle,b) mode forcée.....	56
Figure - 2.9 : Gradient thermique dans la couche laminaire.....	58
Figure - 2.10 : Développement d'une couche limite sur une plaque plane.....	59
Figure - 2.11 : Développement d'une couche limite thermique sur une plaque plane.....	60
Figure - 2.12 : Structure générale du jet libre Blevins R, (1984).....	63
Figure - 2.13 : Schéma d'un jet en impact Popiel, C. et Trass. O, (1991).....	64
Figure - 2.14 : Structures tourbillonnaires primaires et secondaires observées par PIV Buchlin. J, (2000) .....	65
Figure - 2.15 : Structure typique de la couche limite turbulente Lakehal, (2001).....	66
Figure - 2.16 : Subdivision de la couche limite turbulente Bellettre, (1998).....	67

### ***Méthode numérique***

Figure - 3.1 : Volume de contrôle dans un maillage tri dimensionnel non orthogonal Azzi. A, (2001) .....	71
Figure - 3.2 : Notion pour la grille de discrétisation monodimensionnelle.....	72
Figure - 3.3 : Schéma représente les dimensions de la soufflerie de Masip et al.(2012).....	76
Figure - 3.4 : Domaine de calcul et conditions aux Limites.....	78
Figure - 3.5 : maillage du cas F00 : Environ 2253986 d'éléments et 2197576 nœuds,a) grille	

de domaine de calcul. b) Vue rapprochée de la grille de calcul.....	79
Figure - 3.6 : maillage du cas FC215 : a) grille du domaine de calcul. b),c) Vue rapprochée de la grille de calcul.....	80
Figure - 3.7 : Valeurs de $y^+$ pour une cellule sur les parois solide du cube (case F05).....	81

## ***Résultats et discussions***

Figure - 4.1 (a) : Schéma représentative des différents types de tourbillons autour du cube Schématique Martinuzzi & Tropea (1993).....	82
Figure - 4.1 (b) : Différentes structures autour d'un cube refroidit par un jet impactant Tummers, M,(2005).....	82
Figure - 4.2 : Lignes de courant sur le plan XY à $z/h = 0$ .....	84
Figure - 4.3 : Iso surfaces du critère Q ( $6000 [s^{-2}]$ ) colorées par la vitesse longitudinale.....	86
Figure - 4.4 : Position longitudinale des lignes pour validation.....	87
Figure - 4.5 : Profil de la vitesse longitudinale à $z/h = 0$ , sur les quatre stations de la Figure (4.4).....	88
Figure - 4.6 : Ligne de courant colorer par la température sur le plan YZ à $x/h = 0$ , pour $Re_H=3410$ .....	90
Figure - 4.7 : Contours de vitesse $U_{mag}/U_j$ au plan XY à $z/h = 0$ , pour $Re_H=3410$ .....	91
Figure - 4.8 : Contours de pression au plan ZX à $y=0.005$ .....	94
Figure - 4.9 : Champ de vitesse U au plan ZX a $y=0.005$ .....	96
Figure - 4.10 : Ligne de courant de la vitesse U au plan ZX a $y/h=0.005$ .....	98
Figure - 4.11 : Contours de température sur le plan ZX a $y=0.005$ pour $Re_H=3410$ .....	99
Figure - 4.12 : Contours de température à $z/h = 0$ pour $Re_H=3410$ .....	100
Figure - 4.13 : Profile verticale de la température à $z/h=0.0$ pour $Re= 3410$ à la position $x/h=1.0$ en aval du cube.....	101
Figure - 4.14 : Contour de flux de chaleur sur les surfaces du cube, vue de face.....	102
Figure - 4.15 : Flux de chaleur global et par paroi (Front, Top, Rear, Side) pour les cinq rapports de Reynolds.....	103
Figure - 4.16 : Effet de la hauteur du chanfrein sur le flux de chaleur échangé.....	104
Figure - 4.17 : Lignes de courant sur le plan YX à $z/H=0$ .....	105
Figure - 4.18 : Contours de température sur le plan YX à $z/h=0$ .....	106
Figure - 4.19 : Profile verticale de la température à $z/h=0.0$ pour $Re= 3410$ à la position $x/h=1.0$ en aval du cube, avec la variation du rapport $(Re_j/Re_H)= 0.5,1.0$ et $1.5$ .....	108
Figure - 4.20 : Profile verticale de la température à $z/h=0.0$ pour $Re= 3410$ à la position $x/h=1.0$ en aval du cube, avec la variation de la hauteur du chanfrein.....	110
Figure - 4.21 : Profils verticale de la température à $z/h=0.0$ pour $Re= 3410$ à la position $x/h=1.0$ en aval du cube, avec la variation de la hauteur du chanfrein pour trois rapports 0.5, 1.0, 1.5.....	111
Figure - 4.22 : Comparaison des contours d'énergie cinétique au plan YX à $Z/H=0$ .....	112
Figure - 4.23 : Lignes de courant colorée par la température au plan YZ à $x/H=0$ .....	114
Figure - 4.24 : Lignes de courant colorés par la vitesse U au plan YZ a $x/H=0$ .....	115

Figure - 4.25 : Contour de pression sur les surfaces du cube et sur le plan ZX à $y/H=0$ . .....	116
Figure - 4.26 : Contour de la densité de flux de chaleur sur les parois du cube. ....	117
Figure - 4.27 : Iso surfaces du critère Q ( $6000 [s^{-2}]$ ) colorée par la vitesse U.....	119
Figure - 4.28 : Géométries des cas modifiés. ....	120
Figure - 4.29 : Lignes de courant au plan XY à $z/h = 0$ pour $ReH=3410$ et $ReJ/ReH=1.5$ .....	121
Figure - 4.30 : Flux thermique globale sur la surface du cube. ....	122
Figure - 4.31 : Quantité de flux thermique sur les parois modifié du cube. ....	123
Figure - 4.32 : Contour du flux thermique sur les parois du cube. ....	124
Figure - 4.33 : Lignes de courants colorée par la température au plan YZ a $x/h=0$ . ....	125
Figure - 4.34 : Contours de température sur le plan YX à $z/h=0$ . ....	125
Figure - 4.35 : Les profils de température à $z/h=0$ a la position $x/h=1.0$ en aval du cube. ....	126
Figure - 4.36 : Iso surfaces du critère Q ( $6000 [s^{-2}]$ ) colorée par la vitesse U. ....	127
Figure - 4.37 : Contour de pression sur les parois du cube et sur le plan ZX a $y/H=0$ . ....	129
Figure - 4.38 : Position transversale des lignes pour validation.....	130
Figure - 4.39 : Profil de vitesse U transversale au plan XZ a $y/h= 5/15$ pour $Re=5752$ , $ReJ/ReH=0.5$ .....	131
Figure - 4.40 : Profil de vitesse Urms « Reynolds stress » transversale au plan XZ a $y/h=$ $5/15$ pour $Re=5752$ et $ReJ/ReH=0.5$ . ....	132
Figure - 4.41 : Profil de vitesse U au plan XZ a $y/h= 5/15$ pour $Re=5752$ et $ReJ/ReH=1.0$ . ...	133
Figure - 4.42 : Profil de vitesse Urms « Reynolds stress » au plan X-Z a $y/h= 5/15$ pour $Re=5752$ et $ReJ/ReH=1.0$ .....	134
Figure - 4.43 : Profil de vitesse U transversales au plan XZ a $y/h= 5/15$ pour $Re=5752$ et $ReJ/ReH=1.5$ .....	135
Figure - 4.44 : Profil de vitesse Urms « Reynolds stress » au plan XZ a $y/h= 5/15$ pour $Re=5752$ et $ReJ/ReH=1.5$ . ....	136
Figure - 4.45 : Profil de vitesse au plan $z/h=0.0$ au point de stagnation du jet pour $Re=8880$ , à gauche la vitesse - V, à droite la vitesse Urms« Reynolds stress ».....	137
Figure - 4.46 : Courbes d'efficacité du refroidissement sur la facette arrière du cube régulier ( $X/h=0.5$ et $Z/h=0.0$ ). ....	138
Figure - 4.47 : Courbes d'efficacité du refroidissement sur la facette arrière du cube modifié avec la hauteur du chanfrein $s=2$ mm ( $X/h=0.5$ et $Z/h=0.0$ ).....	139
Figure - 4.48 : Comparaison d'efficacité du refroidissement sur la facette arrière du cube modifié et régulier avec la variation de la hauteur du chanfrein $s=0, 1, 2, 4$ mm( $X/h=0.5$ et $Z/h=0.0$ ) a) FC 05, b) FC 10, c) FC 15.....	140

## *Liste des tableaux*

Tableau - 2.1: Les constantes les plus couramment utilisées sont celles de <i>Jones et Launder</i> (1972) .....	68
Tableau - 3.1: Les dimensions du domaine de calcul et détail sur l'écoulement.....	76
Tableau - 3.2: Détails des configurations étudiées.....	77





# *Nomenclature*

# *Nomenclature*

## *Lettres latines*

$T_{ab}$	Température ambiante.
$R$	Constante d'air.
$P$	Pression.
$R_i$	Nombre de Richardson.
$G_r$	Nombre de GRASHOF.
$U_c$	Vitesse de convection naturelle.
$Re$	Nombre de Reynolds supporteurs.
$S_\theta$	Terme source.
$L$	Longueur de mélange.
$C_\mu$	Constante adimensionnelle
$K$	L'énergie cinétique turbulente.
$f_1$	Coefficients d'amortissements.
$p_r$	Nombre de Prandtl.
$\nu$	Viscosité cinématique du fluide incident.
$x$	Abscisse de la plaque.
$U_0$	Vitesse du fluide incident.
$P$	La masse volumique.
$C_p$	La capacité calorifique.
$K$	La conductivité thermique.
$Q_i$	La puissance volumique.
$D$	Diamètre du jet.
$H$	Hauteur du cube.
$H$	Hauteur du de la conduite.
$S$	Hauteur du chanfrein.
$U_{inf}$	Vitesse de référence.
$S_x$	Longueur du domaine de calcul.
$S_z$	Largeur du domaine de calcul.
$Re_H$	Nombre de Reynolds basé sur la hauteur de la conduite est la vitesse de référence.
$Re_J$	Nombre de Reynolds base sur le diamètre du jet et la vitesse débitante.
$T_e$	Température du fluide.
$T_p$	Température de la paroi.
$U$	Vitesse caractéristique.
$L$	Longueur caractéristique.
$s$	Surface d'échange.
$hc$	Coefficient d'échange superficiel Loi de Newton.
$T_f$	Température du fluide.
$T_s$	Température de la surface.

$L$	La dimension linéaire permettant de calculer la surface d'échange (hauteur d'une plaque, diamètre d'un cylindre).
$\Delta\theta$	La différence de température entre la paroi et le fluide.
$S$	Terme source.

### ***Symboles grecs***

$\Theta$	Température potentielle.
$\Phi$	Flux échangé entre la surface et le fluide.
$P$	La densité.
$\beta^*$	Coefficient de dilatation thermique.
$\varepsilon$	Le taux de sa dissipation.
$\alpha$	Diffusivité thermique du fluide incident.
$\delta$	L'épaisseur de couche limite.
$\tau_{ij}$	Tenseur des contraintes de cisaillement.
$\lambda$	Conductivité thermique moléculaire.
$\mu_t$	Viscosité turbulente.
$\Gamma$	Coefficient de diffusion.
$B$	Coefficient de flottabilité.
$P$	Masse volumique.
$\mu$	Viscosité dynamique du fluide.
$\nu$	Viscosité cinématique.
$\alpha$	Diffusivité thermique.
$g$	Accélération de la pesanteur.
$\beta$	Coefficient de dilatation thermique.

### ***Acronymes***

<b><i>CFD</i></b>	Computational Fluid Dynamics.
<b><i>RANS</i></b>	Reynolds Average Navier Stokes.
<b><i>TKE</i></b>	Energie cinétique turbulente.
<b><i>DNS</i></b>	Direct Numerical Simulation.
<b><i>SST</i></b>	Shear Stress Transport.
<b><i>RMS</i></b>	Root Mean Square.
<b><i>CPL</i></b>	Capillary Pumped Loop
<b><i>LHP</i></b>	Loop Heat Pipe
<b><i>PCB</i></b>	Printed Circuit Board
<b><i>HWA</i></b>	Hotwire Anemometry
<b><i>F00</i></b>	Cube régulier sans jet avec rapport (Taux d'injection) $Re_j/Re_H=0.0$
<b><i>F05</i></b>	Cube régulier avec rapport (Taux d'injection) $Re_j/Re_H=0.5$
<b><i>F10</i></b>	Cube régulier avec rapport (Taux d'injection) $Re_j/Re_H=1.0$
<b><i>F15</i></b>	Cube régulier avec rapport (Taux d'injection) $Re_j/Re_H=1.5$

<b>FC105</b>	Chanfrein de hauteur égale à 1 avec rapport ( <i>Taux d'injection</i> ) <i>Rej/ReH=0.5</i>
<b>FC110</b>	Chanfrein de hauteur égale à 1 avec rapport ( <i>Taux d'injection</i> ) <i>Rej/ReH=1.0</i>
<b>FC115</b>	Chanfrein de hauteur égale à 1 avec rapport ( <i>Taux d'injection</i> ) <i>Rej/ReH=1.5</i>
<b>FC205</b>	Chanfrein de hauteur égale à 2 avec rapport ( <i>Taux d'injection</i> ) <i>Rej/ReH=0.5</i>
<b>FC210</b>	Chanfrein de hauteur égale à 2 avec rapport ( <i>Taux d'injection</i> ) <i>Rej/ReH=1.0</i>
<b>FC215</b>	Chanfrein de hauteur égale à 2 avec rapport ( <i>Taux d'injection</i> ) <i>Rej/ReH=1.5</i>
<b>FS15</b>	Chanfrein sur les facettes droite et gauche seulement.
<b>FF15</b>	Chanfrein sur facette amant seulement.
<b>FR15</b>	Chanfrein sur facette arriéré.

# *Introduction*

## INTRODUCTION

Depuis plus d'un siècle, les scientifiques se penchent sur l'étude des écoulements avec transfert de chaleur, par différents modes de convection (naturelle, forcée et mixte). Ces écoulements sont étudiés à travers des géométries connues, en raison de leurs applications pratiques telles que les systèmes électroniques, les échangeurs de chaleur de haute performance, les équipements des procédés chimiques, les chambres de combustion, les systèmes de contrôle de l'environnement, etc...

L'étude de transfert de chaleur sur les sources discrètes de chaleur est devenue un sujet de grand intérêt en raison des progrès dans l'industrie électronique. L'analyse du comportement thermique des composants électroniques et des assemblages de puissance tient aujourd'hui une place capitale dans la conception des fonctions électroniques soumises à un environnement sévère. Un échauffement excessif dégrade les performances des composants, réduit leur durée de vie et peut provoquer la défaillance. L'amélioration de leur refroidissement aidera donc à augmenter leur fiabilité, *Mohammed M., (2005)*.

Actuellement, il est bien établi que la surchauffe des composants électronique est la principale raison de leurs limitations de puissance et des échecs rencontrés lors de leurs utilisations intensives. Dans ce contexte, la loi de *Moore(1965)*, stipule que la puissance de chaque nouvelle génération de microprocesseur double par rapport à sa précédente, d'où l'intérêt majeur porté par les designers des composants électroniques au problème du refroidissement. Un exemple des effets de la température est mis en évidence par *Li et al. (2011)* qui a montré que dans le cas de la haute puissance des diodes électroluminescentes (*LED*) lorsque la température augmente de  $1^{\circ}\text{C}$ , l'intensité de luminescence diminue de 1% et la longueur d'onde de la lumière d'onde change de 0,2 à 0,3 nm, ce qui conduit à des changements de couleur de la lumière. Pire encore, si la chaleur dégagée n'est pas dissipée correctement, la durée de vie de ces *LED* se trouve sérieusement compromise.

Comme solution de refroidissement, l'utilisation des ventilateurs soufflants un débit d'air maintenu, dissipe la chaleur dégagée par convection forcée. C'est le système de base utilisé par excellence sur les plaques communément appelée *Printed Circuit Board (PCB)*, voir *Meinders (1998)*.

Des recherches à caractère expérimentale et les simulations numériques présentent une alternative économique et prometteuse pour tester plusieurs configurations géométriques et thermiques afin d'optimiser le refroidissement en termes de taille, de puissance de soufflage et d'arrangement.

Le refroidissement par jets est une solution privilégiée dans les applications industrielles lorsque l'on cherche à extraire, ou bien à apporter un flux de chaleur intense sur une surface. Ce type d'applications a mis en évidence la nécessité de recherches complémentaires sur le comportement d'un faisceau de jets et de leur interaction mutuelle, *Tummers et al, (2005), Rundstrom et Moshfegh (2006,2008)*. Cette solution permet de garder le flux d'air principal à des faibles niveaux, ce qui a un effet bénéfique sur la consommation électrique globale et la limitation du bruit des gros ventilateurs.

Le manuscrit présenté est constitué de quatre chapitres. Après une introduction, une analyse bibliographique est présentée dans le premier chapitre. L'étude du refroidissement d'un élément électronique par un jet d'air et une description bien détaillée sur les différentes façons de refroidir un composant électronique est représentée dans ce chapitre. Le deuxième chapitre est consacré à la description des différents aspects de la modélisation de la turbulence effectuée, la définition détaillée de la couche limite turbulente ainsi que les principes de convection. Les équations fondamentales de la dynamique des fluides sont aussi exposées et décrites en détail dans ce chapitre. Le troisième chapitre décrit la méthode numérique utilisée dans ce travail. Une description détaillée sur le code *ANSYS-CFX*, la méthode des volumes finis ainsi que les modèles de turbulence sont également présentés dans ce chapitre et plus spécialement une description du cas test étudié. Le quatrième chapitre présente la discussion des résultats obtenus, dans lequel est établie une comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques et les différents cas étudiés. Une conclusion du travail avec discussion des perspectives viennent clôturer l'ouvrage de la thèse.

# Chapitre 1

## *Analyse bibliographique*

*Des gros tourbillons naissent des petits  
Qui, nourris de leur célérité,  
Engendrent des plus petits,  
Et ainsi de suite jusqu'à la viscosité.*  
**Traduction de L. F. Richardson**



## Chapitre 1 : Analyse bibliographique

### 1.1 Refroidissement d'un élément électronique

Le refroidissement des composants électroniques tels que les modules de **RAM** de PC, les **LED** ...etc, est l'une des principales barrières au développement rapide et fiable des systèmes électroniques compacts. Pour la majorité des ordinateurs, la dissipation de chaleur est le problème technique majeur dans l'atteinte des vitesses optimales de calcul par microprocesseurs.

Généralement, le refroidissement se fait par convection forcée et par changement de phase, cependant, la convection naturelle est une partie intégrante de la dissipation de chaleur surtout dans le cas des ordinateurs portables et les appareils électroniques de petites dimensions. Bien que la convection forcée reste le principal mode de refroidissement, il est toutefois important de déterminer avec certitude le processus de transport du fluide dans l'absence de courte durée d'un écoulement externe forcé quand il y a interruption temporaire du système de refroidissement par ventilation.

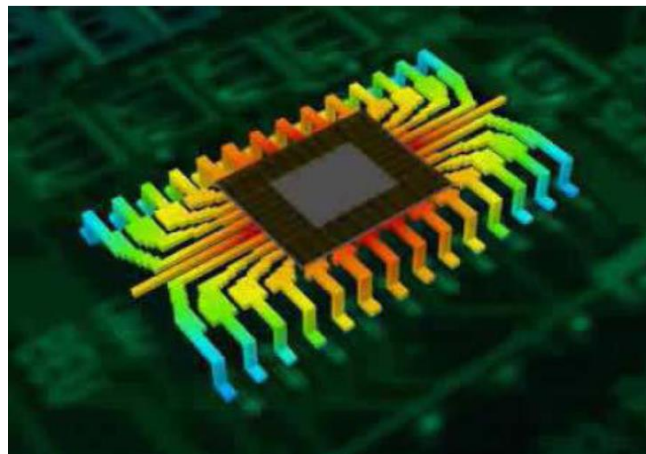


Figure - 1.1 : Emanation de chaleur sur une puce électronique.

D'après la revue scientifique américaine (**YEH'S REVIEW - 2002**), une étude de « l'U.S. Air force » a indiqué que plus de **52%** des défauts des systèmes électroniques sont étroitement liés à la hausse incontrôlée des températures. Quant aux ventilateurs installés sur les PC , bien qu'ils soient

souvent bon marché en matière de coûts, il représentent des inconvénients majeurs car ils font du bruit et requièrent de l'espace, donc peu efficaces et peu fiables.

Les études de convection sont donc nécessaires à la gestion des flux thermiques et la conception des équipements (équipements électroniques, fabrication des films fins, décomposition des vapeurs chimiques et bien d'autres domaines...)

## 1.2 Échauffement d'un composant électronique

Lorsqu'un composant électronique est parcouru par un courant électrique créé par des porteurs de charges, ces derniers interagissent avec les atomes du composant, ce qui induit une résistance au déplacement. Ainsi, pour contrer cette résistance, il faut fournir une puissance suffisante qui est ensuite dissipée sous forme de chaleur lors des interactions entre atomes : c'est **l'effet Joule**. Cette chaleur doit être évacuée par des méthodes industrielles telles que présentées dans la prochaine section, sous peine de fonte du composant.

à résistance constante  
et pour un courant périodique ou continu

$$W_{\text{joule}} = R \cdot I_{\text{eff}}^2 \cdot t$$

énergie dissipée par effet Joule (joule)      résistance (ohm)      intensité efficace (ampère)      durée (seconde)

$$P_{\text{joule}} = \frac{W_{\text{joule}}}{t}$$

puissance dissipée par effet Joule (watt = joule/s)

Figure - 1.2 : Loi de Joule pour un conducteur ohmique.

### 1.2.1 Les différentes façons de refroidir un composant électronique

On trouve dans l'industrie trois façons de refroidir les composants électroniques : le refroidissement par **liquide**, par **air** ou par **convection naturelle**.

#### 1.2.1.1 Refroidissement par liquide

##### ➤ *Le caloduc*

Un caloduc (*heat pipe*) est un conducteur thermique, bien plus efficace que les métaux, servant à transporter la chaleur d'une source chaude vers une source froide, par le principe de **changement de phase** d'un fluide caloporteur.

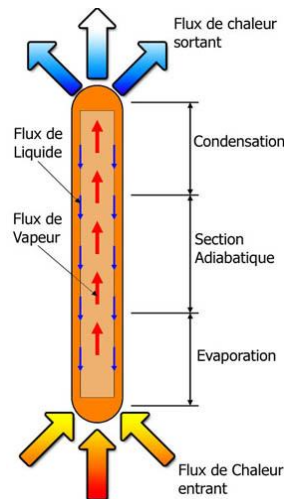


Figure - 1.3 : Principe de fonctionnement d'un caloduc.

Le principe du caloduc est basé sur la circulation d'un liquide en équilibre avec sa vapeur entre une région chauffée, l'évaporateur, et une région refroidie, le condenseur, le tout en l'absence d'air. Alors que la vapeur se déplace grâce à la différence de pression entre l'évaporateur et le condenseur, le condensat retourne alors vers l'évaporateur sous l'effet de forces. La circulation de ce liquide est induite soit par effet de la gravitation, soit par effet capillaire. Ainsi, selon ces effets, on distingue deux types de caloducs : les thermosiphons diphasiques et les caloducs capillaires.

Le caloduc est un dispositif statique permettant le transfert de flux thermiques très élevés avec un faible gradient thermique. Dès lors, il peut être très utilisé pour le refroidissement de microprocesseurs d'ordinateurs ou dans le domaine spatial, où existent d'importants flux thermiques à évacuer pour éviter l'altération du satellite. En effet, le contrôle thermique des composants dans ce domaine a été une des premières applications des caloducs qui sont très efficaces et souples dans la gestion thermique.

#### ➤ *La boucle fluide diphasique à pompe mécanique*

Ce système est composé d'un ou plusieurs évaporateurs et condenseurs ainsi que d'une pompe permettant la circulation du liquide. Les composants électroniques à refroidir sont placés à proximité de l'évaporateur de la boucle puis le liquide saturé issu de la pompe soutire de la chaleur aux composants. Le liquide devient donc vapeur à partir de la température de saturation, ce qui augmente d'autant plus l'efficacité des transferts thermiques. La vapeur arrive ensuite au condenseur par le biais de la pompe, ce qui permet la liquéfaction de celle-ci.

➤ ***La boucle fluide monophasique à pompage mécanique***

La boucle fluide monophasique utilise la chaleur du fluide caloporteur. Ce dernier absorbe la puissance dissipée par les équipements puis la rejette en se refroidissant dans un radiateur sans changer de phase. Le fluide est mis en mouvement par un système de pompage mécanique mais qui peut présenter l'inconvénient d'une durée de vie courte, peu souhaitable lors d'une mission satellitaire.

➤ ***La boucle fluide diphasique à pompage capillaire***

Tel le caloduc, ce type passif de boucle fluide utilise les propriétés de changement de phase d'un fluide caloporteur, mais permet le transport de chaleur sur une plus grande distance pouvant aller jusqu'à une dizaine de mètres. Le fluide est mis en mouvement grâce aux forces capillaires s'exerçant au sein d'un milieu poreux. Il existe deux catégories de boucles fluides diphasiques à pompage capillaire : les CPL (*Capillary Pumped Loop*) et les LHP (*Loop Heat Pipe*)

### **1.2.1.2 Refroidissement par air**

L'avantage du refroidissement de composants par un débit d'air incident par rapport aux caloducs est sa facilité de mise en place, sa fiabilité ainsi que son faible coût. En effet, le refroidissement par liquide peut endommager les composants si une fuite venait à se déclarer dans le système. De plus, une installation en plus pour contrôler et faire circuler le fluide de refroidissement est nécessaire, ce qui pose des problèmes d'encombrement. Le refroidissement par air est généralement mis en place avec un ventilateur.

### **1.2.1.3 Refroidissement par convection naturelle**

L'étude du refroidissement par air, c'est-à-dire par convection forcée, étant déjà un cas référencé, Epsilon nous a plutôt proposé de traiter le refroidissement des composants par convection naturelle, beaucoup plus difficile à mettre en œuvre. La convection naturelle est bien moins efficace que la convection forcée.

### 1.2.2 L'influence de la température sur les circuits électroniques

- Les performances électriques : la température peut être une valeur limite au-delà de laquelle le fonctionnement n'est plus garanti, des dérivées des paramètres provoquent une diminution des performances pouvant aller jusqu'à la défaillance.
- Le packaging soumis à des gradients de température très importants. Il existe des températures critiques pour lesquelles se produisent des changements d'état, de structure physique. Le fluage et le relâchement des contraintes dans les matériaux sont accélérées par la température et peuvent conduire à des ruptures d'éléments
- Les cycles thermiques, auxquels sont soumis des matériaux reliés entre eux et de coefficient de dilatation différent, induisent des forces très importantes qui peuvent conduire à une rupture instantanée ou créer une fatigue qui provoque une rupture à long terme.

### 1.3 bibliographie

Beaucoup de travaux scientifiques ont été publiés pour analyser le phénomène de refroidissement des composants électroniques en utilisant la convection sous ses trois formes. Parmi ces travaux publiés, nous citons par exemple le travail de *Castro et Robins(1977)*, qui ont utilisé dans leur étude expérimentale un anémomètre (HWA) ' Hotwire Anemometry ' pour mesurer le champ de vitesse autour d'un seul cube monté sur une plaque plane. Ils ont remarqué que la dimension de la zone de recirculation derrière le cube, dans la zone du sillage et la dimension du tourbillon sur le cube, dépend de condition de l'avancement de l'écoulement et les conditions aux limites à l'entrée. Une autre étude expérimentale a été réalisé par *Hussein et Martinuzzi(1996)*, *Larousse et al, (1991)* et *Martinuzzi et Tropea(1993)*, leurs but est d'étudier l'écoulement autour d'un seule cube montée dans une soufflerie multi couche qui développe un écoulement turbulent. L'étude représente une description détaillé sur le nombre de Reynolds, le calcul du nombre de Reynolds est basé sur la hauteur du cube et la vitesse de bulk (bulk velocity), où  $Re = 40.000$ . La figure (1.4) représente les différents types de tourbillons autour du cube.

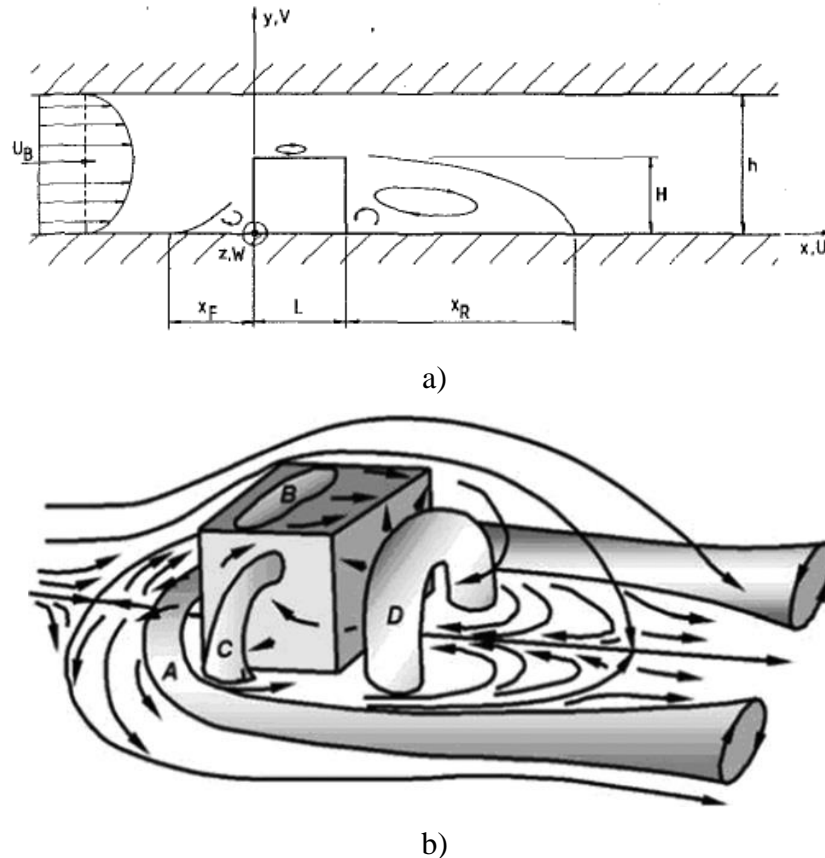


Figure – 1.4 : Schéma représentative : a) la géométrie et les dimensions du domaine de calcul  
 b) différents types de tourbillons autour du cube  
 (Martinuzzi & Tropea, 1993)

Des expériences en convection naturelle, sur le refroidissement des blocs simulant les composants électroniques, ont été réalisées par *Moffat et Ortega*(1986). Les blocs sont montés sur l'une des deux parois parallèles et verticales (80 blocs disposés dans un arrangement de 8 colonnes et 10 lignes) (voir Figure (1.5)). Les expériences montrent que l'écoulement du fluide à côté des blocs est en convection forcée même si le fluide est véhiculé par la flottabilité et quand le rapport :  $Gr_{loc} / ReB^2$ , est inférieur à 0,3, la valeur du coefficient de transfert thermique est dans la limite de 5% de la valeur qu'il avait lors des essais en convection forcée.  $ReB$  et  $Gr_{loc}$  sont respectivement le nombre de *Reynolds* (basée sur la vitesse d'écoulement en amont du canal et la hauteur du bloc B) et le nombre de *Grashof* local.

*Ortega et Moffat*, (1985) ont réalisé des simulations expérimentales de refroidissement des composants électroniques. Ils ont étudié la convection naturelle d'air pour le refroidissement de 10 lignes et 8 colonnes de cubes en aluminium (sources chauffée), montés sur une plaque, avec et sans emboîtement (Figure (1.5)).

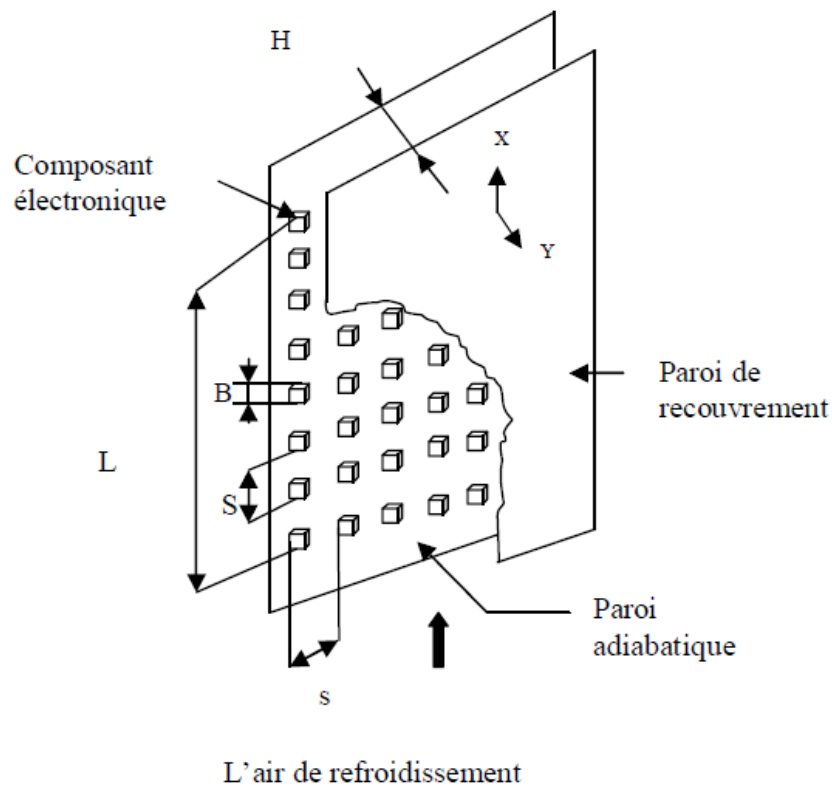


Figure - 1.5 : Arrangement des composants électroniques dans le canal (Ortega et Moffat, 1985 ; Moffat et Ortega, 1986).

Youn et vafai, (1998) ont étudié le refroidissement par convection forcée bidimensionnelle d'un ensemble de sources de chaleur montées sur la paroi inférieure d'un canal (figure (1.6)). L'étude emploie les variations de la hauteur, de la largeur de la source et de la conductivité thermique de la source de chaleur normalisée  $ks/k_f$ , ( $ks$  est la conductivité thermique de la source et  $k_f$  celle du fluide) et ils ont aussi étudié l'influence du nombre de Reynolds sur le transfert thermique. Les résultats de cette étude montrent que la forme et la nature du matériau utilisé pour la source ont des effets considérables sur les caractéristiques de l'écoulement et du transfert de thermique.

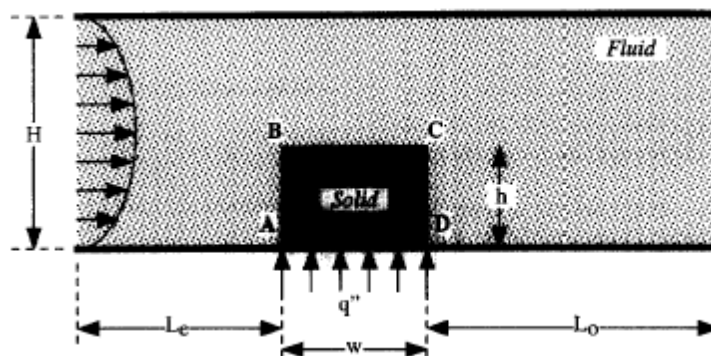


Figure - 1.6 : Canal contenant un seul obstacle chauffé (Youn et Vafai, 1998).

*Kim et al, (1998)* ont étudié l'écoulement pulsatif forcé et les caractéristiques du transfert thermique qui l'accompagnent dans un canal contenant deux blocs chauffés (figure (1.7)). A l'entrée du canal, l'écoulement est maintenu à une température uniforme  $T_c$ , animé d'une vitesse  $U$  (où  $U_0$  est la vitesse moyenne d'un cycle de l'écoulement à l'entrée,  $A$  est l'amplitude d'oscillations de la vitesse d'entrée axiale,  $\omega$  la vitesse angulaire et  $\tau$  le temps). Les parois des blocs sont maintenues à une température constante  $T_h$ . Les résultats obtenus montrent que la circulation des écoulements derrière les blocs situés en aval et entre les blocs est affectée substantiellement par le nombre de Reynolds, par le nombre de Strouhal ( $St$ ), par l'amplitude de la pulsation et enfin par l'espace entre les blocs.

\*  $f$ : Fréquence des oscillations.

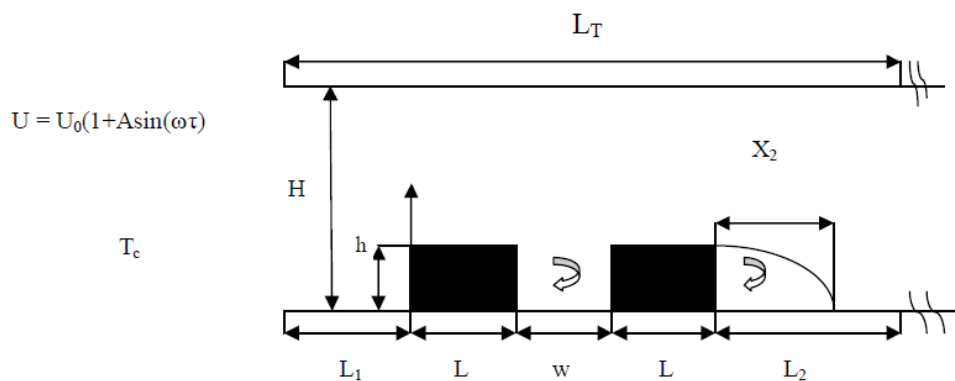


Figure – 1.7 : Canal horizontal contenant des blocs chauffés en présence d'un écoulement pulsatif (*Kim et al, 1998*).

*Icoz et Jaluria (2005)* ont étudié numériquement la convection naturelle bidimensionnelle, dans un canal rectangulaire ouvert des deux côtés, mis dans une position horizontale et contenant des mêmes sources de chaleur (figure (1.8)). Cette étude a un intérêt particulier qui est la simulation exacte des conditions aux limites réelles dans une telle chaîne. Les effets des ouvertures et des dimensions de canal, des conditions aux limites, de la température et de l'emplacement des sources sur le transfert de chaleur ont été examinés. L'apparition de l'instabilité a été étudiée aussi.

Les résultats montrent que les dimensions du canal et la présence d'ouvertures ont des effets notables sur l'écoulement du fluide. Cependant, leurs effets sur le transfert de chaleur sont jugés relativement faibles. Ainsi, l'augmentation de la hauteur du canal conduit à un écoulement moins stable, et par conséquent, à une diminution du nombre de Grashof critique.



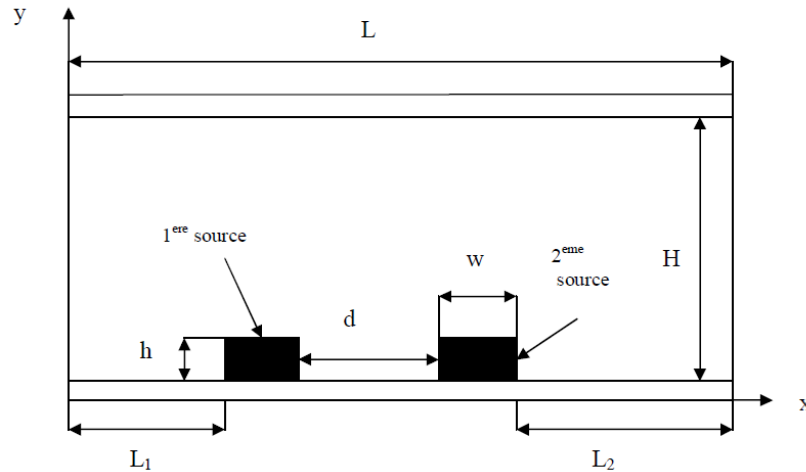


Figure – 1.8 : Canal horizontal contenant deux composants électroniques (Icoz et Jaluria , 2005).

Dans leur travail, *Bouttout et Bessaih (2008)* ont étudié la convection naturelle bidimensionnelle instationnaire dans un boîtier rectangulaire contenant des sources de chaleur refroidies par convection selon le schéma sur la figure (1.9). Deux configurations ont été étudiées, la première concernait une enceinte contenant une seule source de chaleur montée sur sa paroi inférieure (figure (1.9, a)), tandis que la deuxième configuration visait une enceinte comprenant deux sources de chaleur identiques montées, de même, sur sa paroi inférieure (figure (1.9, b)). Les résultats montrent que dans le cas d'une seule source de chaleur, l'écoulement devient oscillatoire pour les valeurs critiques suivantes du nombre de Rayleigh,  $Racr = 1,26.10^4$  ;  $1,9.10^4$  et  $1,02.10^5$ , correspondant, respectivement à la conductivité thermique de l'aluminium, du silicium et de la céramique.

Toutefois, pour le cas de deux sources de chaleur, l'espacement entre elles a un effet important sur l'écoulement du fluide et de transfert de chaleur, et par conséquent, sur la valeur du nombre critique de Rayleigh. Le champ de température dans chaque composant a été trouvé comme étant à peu près uniforme. Le mouvement du fluide oscillant généré par l'instabilité thermique peut aider efficacement le transfert de chaleur le long des surfaces des composants électroniques, et le mouvement du fluide oscillant généré par l'instabilité thermique peut aider efficacement le transfert de chaleur le long des surfaces des composants électroniques, et donc, peut améliorer le taux de transfert de chaleur. Les fréquences des oscillations ont été déterminées, et le diagramme de stabilité a également été présenté.

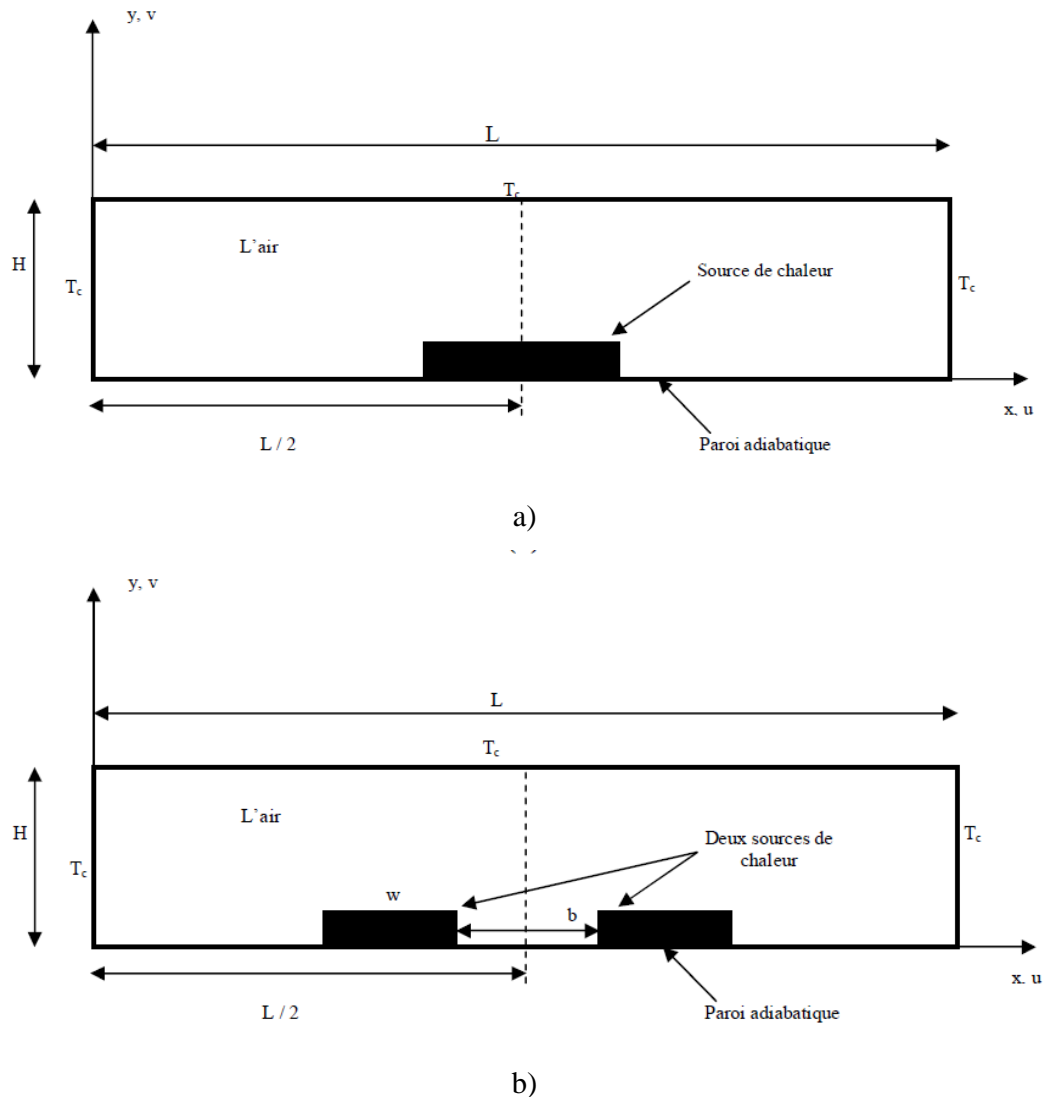


Figure – 1.9 : Schéma de configuration du problème et des conditions aux limites.  
 (a) enceinte avec une seule source de chaleur ; (b) enceinte avec deux sources de chaleur identiques  
 (Bouttout et Bessaih , 2008 ).

*Kim et Anand(2000)* ont étudié numériquement la convection forcée bidimensionnelle en régime laminaire, dans des canaux contenant chacun des fentes et 05 blocs chauffés, uniformément montée sur la paroi (figure (1.10)). Les effets de variations du nombre de Reynolds, de la hauteur des blocs, également de la taille et position des fentes sur les performances de refroidissement ont été présentés en termes du nombre de Nusselt ( $Nu$ ) et de la température des blocs. Trois cas de configuration concernant la position des fentes ont été considérés ; le cas où les fentes sont placées à gauche de la cavité (cas 1), au centre de la cavité (cas 2) et à droite de la cavité (cas 3). L'objectif de la méthode est d'améliorer les performances de refroidissement, sans augmenter la puissance de pompage thermique. Une étude comparative, portant sur les résultats obtenus, a montré une nette

amélioration des performances de refroidissement dans le cas des blocs avec fentes par rapport à ceux sans fentes (situation de référence).

Cette amélioration est proportionnelle à la taille des fentes. De même les cas 3 et 2, ont donné respectivement la plus grande et la plus faible augmentation du nombre de Nusselt.

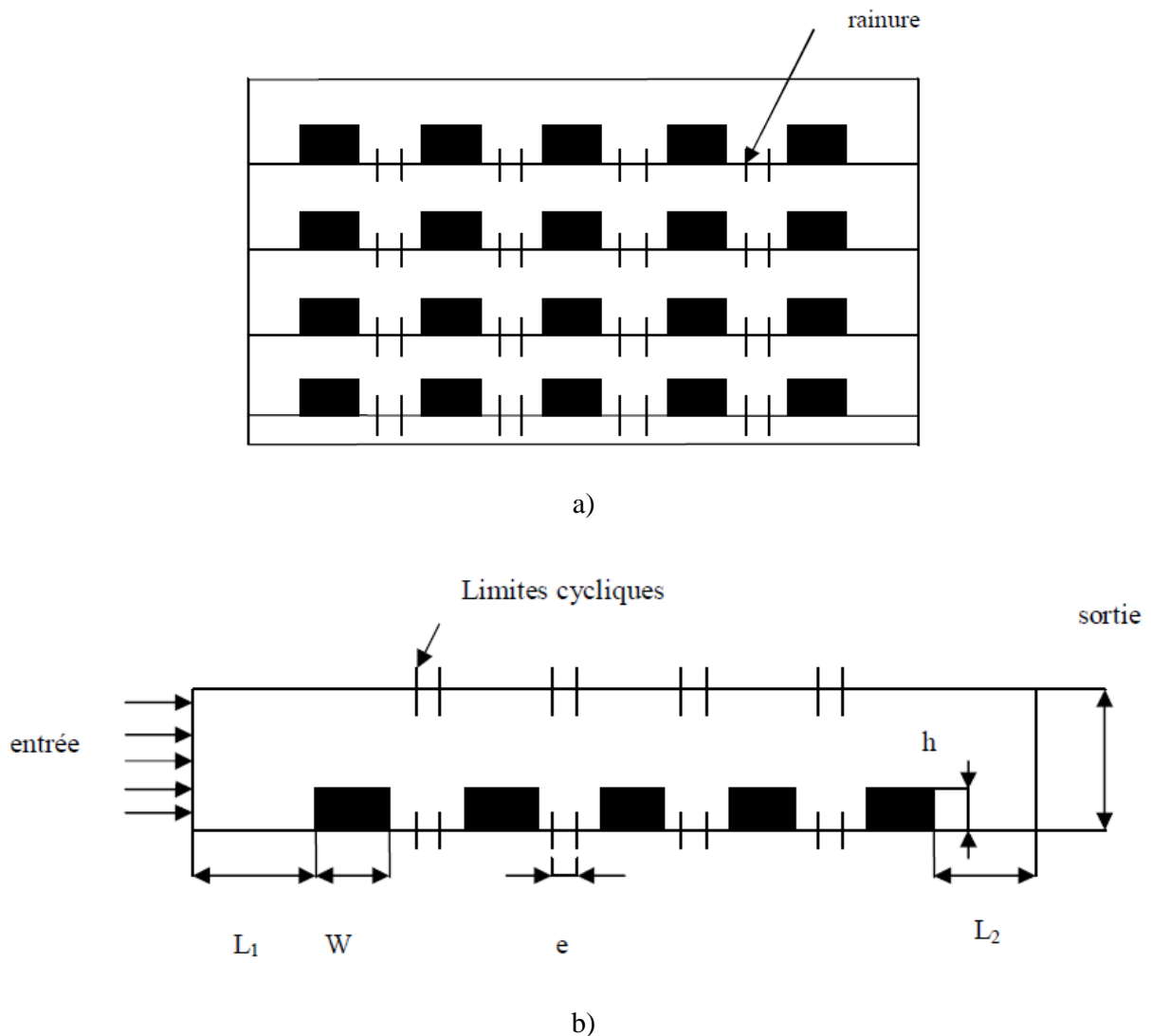


Figure - 1.10 : Model d'un canal bidimensionnel et avec fentes.

(a) Canaux à deux dimensions

(b) Domaine de calcul d'un canal à deux dimensions et avec fentes (Kim et Anand, 2000).

Kim et al. (1992) ont analysé numériquement les caractéristiques de l'écoulement et de transfert thermique en convection mixte dans un canal contenant des blocs rectangulaires attachés à une paroi du canal. Pour des nombres de Reynolds variant de 100 à 1500, des nombres de Grashof allant de 0 à  $2 \cdot 10^6$  et deux cas de positions différentes de canal (une horizontale et l'autre verticale) ; les résultats montrent que pour le cas du canal horizontal, la structure des flux (en particulier dans les régions immédiatement derrière le dernier bloc) est sensible à la variation du rapport  $Gr/Re^2$ . L'effet de flottabilité a une influence profonde dans la détermination des champs thermiques. Pour le cas

du canal vertical, l'impact d'effet de flottabilité sur l'écoulement et les champs thermiques est plus prononcé. L'effet de flottabilité aide la convection forcée et, par conséquent, engendre l'augmentation de transfert de chaleur.

*Wu et Perng (1999)* ont simulé la convection mixte à deux dimensions en régime laminaire stationnaire dans un canal horizontal contenant des blocks chauffés et une plaque en oblique (figure (1.11)) au-dessus d'un bloc en amont. L'effet d'une plaque oblique sur l'amélioration du transfert de chaleur est observé. Les résultats montrent que l'installation de la plaque peut effectivement améliorer les performances de transfert de chaleur et l'instabilité du champ d'écoulement.

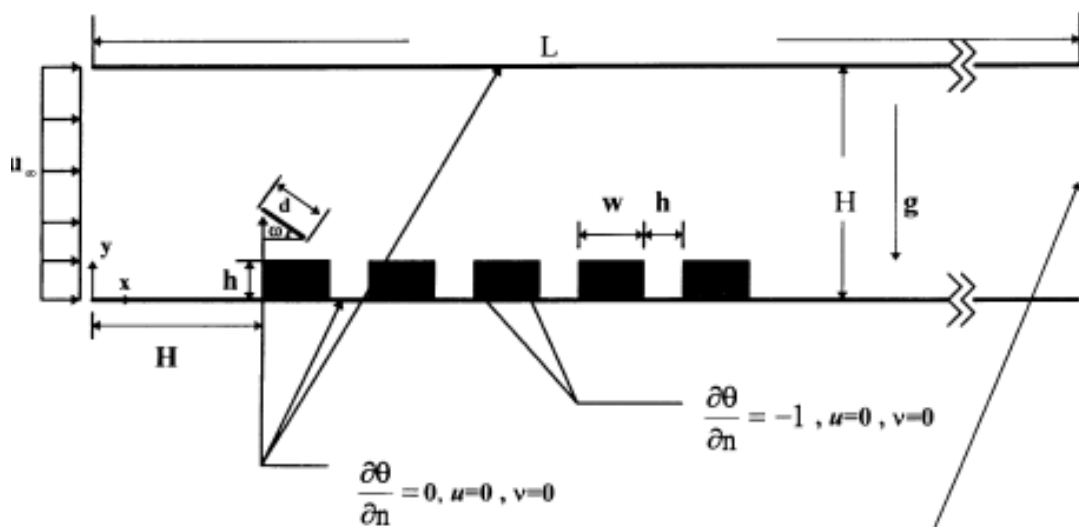


Figure - 1.11 : Canal contenant des composants électroniques avec une plaque oblique (*Wu et Perng, 1999*).

*Icoz et Jaluria (2004)* ont fait une méthodologie pour la conception et l'optimisation des systèmes de refroidissement des équipements électroniques. Deux configurations simples ont été utilisées pour démontrer cette approche (figure (1.12))

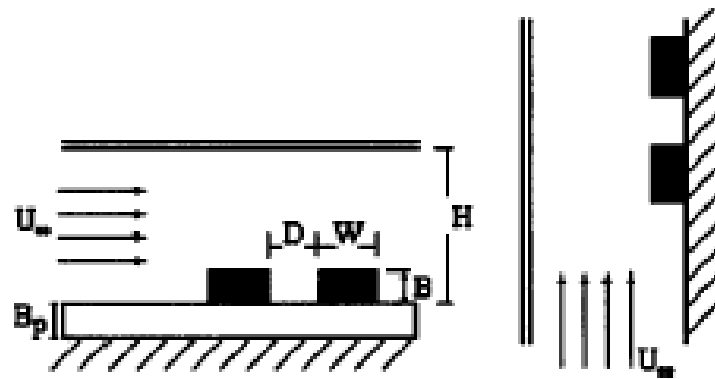


Figure - 1.12 : Canaux horizontal et vertical contenant des composants électroniques (Icoz et Jaluria, 2004).

Bae et al. (2004) ont étudié l'amélioration du transfert de chaleur par convection mixte dans un arrangement de blocs chauffés, montés dans un canal (figure (1.13)).

Dans le bloc le plus chauffé, se trouvant en amont, il existe un temps de génération de chaleur périodique, alors que la production de chaleur est constante dans les autres blocs de chauffage.

L'effet explicite d'utiliser la modulation thermique dans l'appareil de chauffage en amont est examiné, l'augmentation de transfert de chaleur est évaluée pour justifier l'utilisation de modulation thermique en amont. Les résultats montrent l'impact de la variation de la production de chaleur dans le temps. Le facteur d'augmentation de transfert de chaleur ( $F$ ) diminue lorsque  $(\rho C_p)$  augmente, ainsi l'augmentation de transfert de chaleur est maximale lorsque la résonance est réalisée. Une baisse sensible de température maximale dans le système peut être escomptée au titre des conditions de modulation correcte.

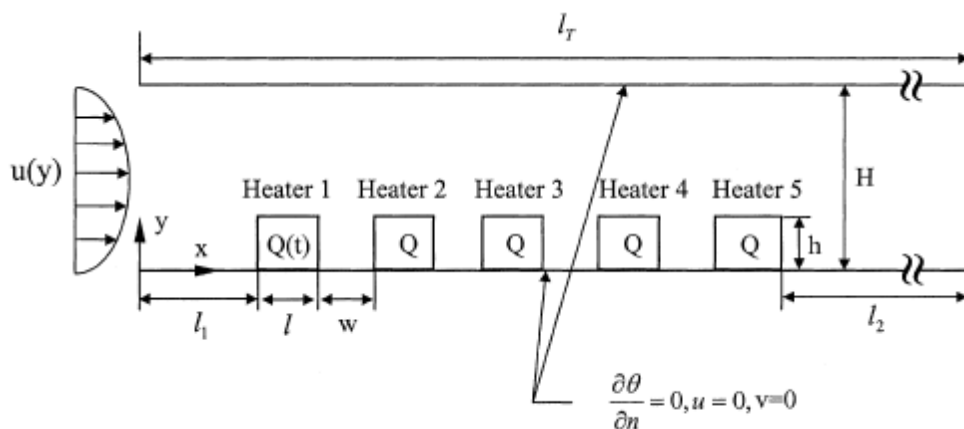


Figure -1.13 : La configuration géométrique (Bae et al , 2004).

*Hamouche et Bessaih (2008)* ont simulé la convection mixte bidimensionnelle d'air dans un canal horizontal, ouvert des deux côtés (figure (1.14)), contenant des sources de chaleur identiques, simulant les composants électroniques. Les effets des nombres de Reynolds ( $Re$ ) et de Richardson ( $Ri$ ), de la température des composants, de la vitesse d'air circulant et de l'installation d'une plaque au-dessus des composants sur le transfert de chaleur à l'intérieur du canal, ont été examinés pour ( $0 \leq Ri \leq 5$ ) et ( $5 \leq Re \leq 30$ ). Les résultats montrent que les hausses de transfert de chaleur sont remarquables et se trouvent au niveau du premier volet du premier composant (position 1) ; Par ailleurs, le second emplacement de la plaque (position 2) peut considérablement améliorer le refroidissement des composants. En plus l'installation d'une plaque rectangulaire au-dessus des composants a un effet remarquable aussi sur l'amélioration du taux d'extraction de chaleur à partir des composants.

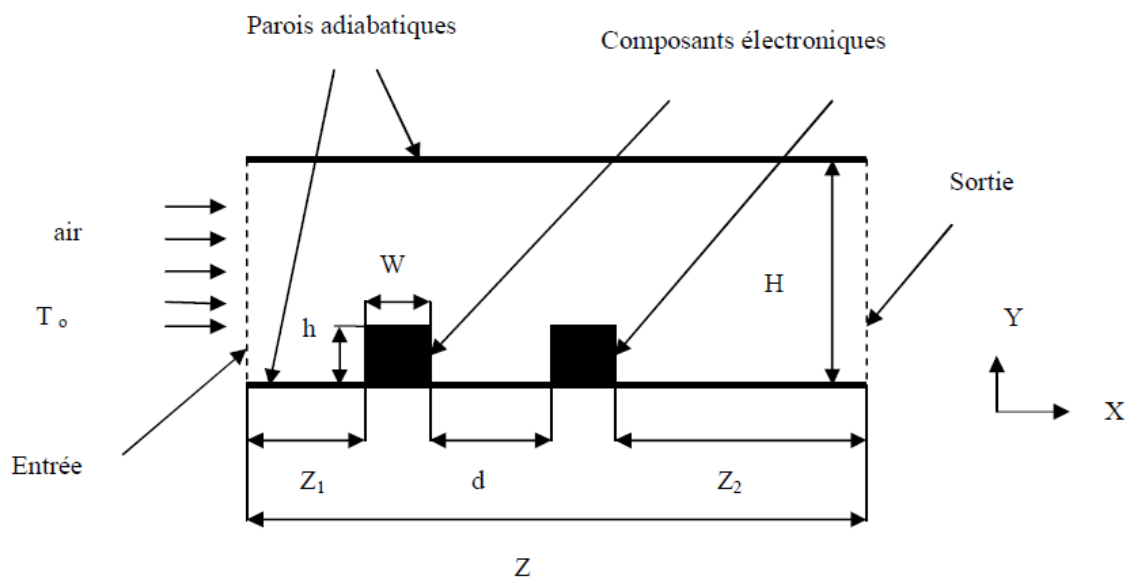


Figure - 1.14 : Géométrie du problème (*Hamouche et Bessaih, 2008*).

*Hamouche et Bessaih (2009)* ont simulé la convection mixte laminaire dans un canal horizontal ouvert des deux côtés (figure (1.15)) et contenant deux sources de chaleur identiques (simulant les composants électroniques). Les effets du nombre de Reynolds, de la distance de séparation, de la hauteur et de la largeur des composants sur la structure des flux et transfert de chaleur à l'intérieur du canal ont été examinés; des corrélations ont été proposées pour calculer le nombre de Nusselt moyen, du premier et deuxième composant. Les résultats montrent que, la chaleur transférée augmente remarquablement pour ( $5 \leq Re \leq 30$ ). Egalement, il a été constaté que l'augmentation de la distance de séparation, de la hauteur et de la largeur de ces composants a un renforcement considérable sur l'évacuation de la chaleur, prise à partir des composants et par conséquent, sur

l'amélioration du refroidissement des composants à l'intérieur du canal; en plus l'amélioration du taux d'évacuation de la chaleur est plus important pour le deuxième composant relativement au premier.

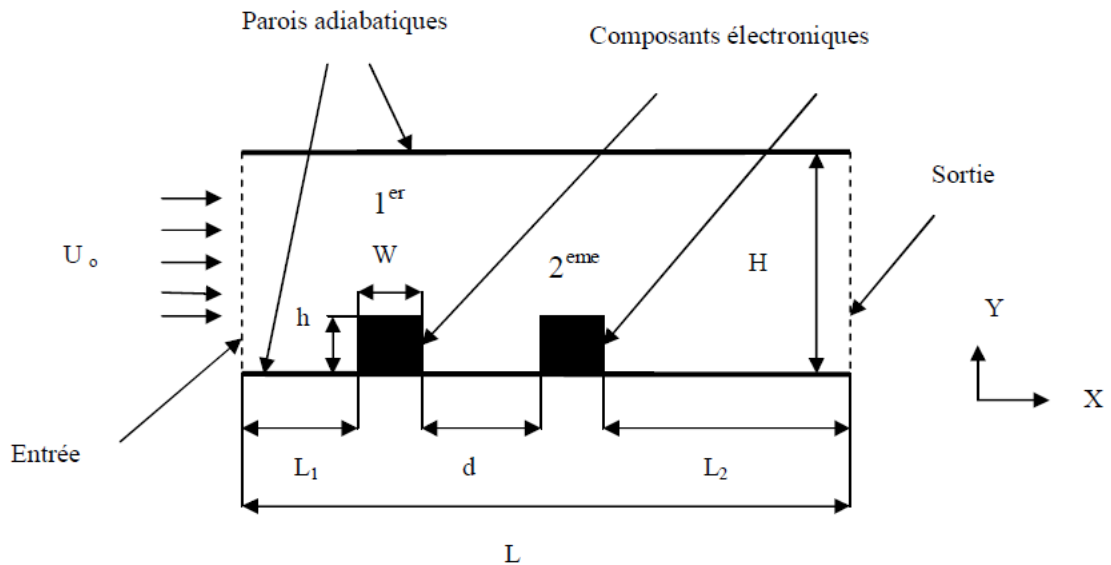


Figure - 1.15 : Géométrie du problème (Hamouche et Bessaih, 2009).

Amirouche.Y, Bessaih.R (2010) ont simulé la convection naturelle turbulente pour le refroidissement de cinq composants électroniques, placés sur une paroi d'un canal vertical. Les résultats obtenus sont comparés avec les données expérimentales et montrent que la largeur du canal et le non-chauffage des composants ont des effets considérables sur l'amélioration du transfert de chaleur à l'intérieur du canal.

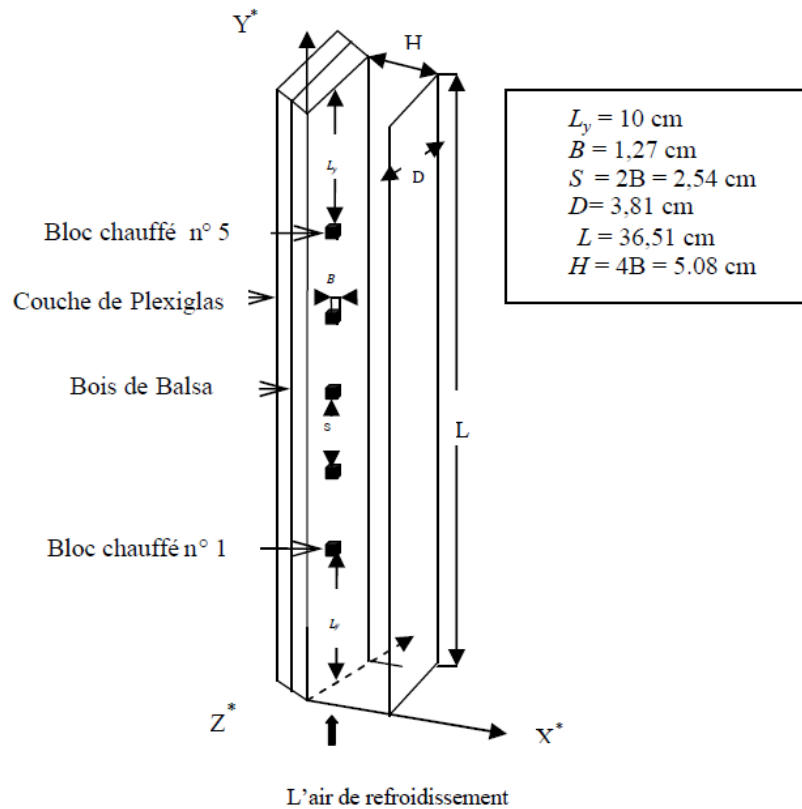


Figure - 1.16: Cinq sources de chaleur cubiques, simulant les composants électroniques, montées sur une paroi verticale d'un canal (Amirouche.Y, Bessaih.R, 2010).

La dynamique de l'écoulement et du transfert de chaleur à travers une matrice de cubes chauffés montés sur l'une des parois d'un canal plan (figure (1.17)), a été étudiée numériquement par Niceno *et al.* (2002). La configuration considérée est pertinente pour le refroidissement des composants électroniques. En utilisant la simulation à grandes échelles (SGE), le champ de température dans le cube et sur sa surface extérieure fournit les conditions aux limites pour la convection. Les résultats montrent que le transfert de chaleur local à partir du cube vers le fluide est directement lié à la cohérence des structures tourbillonnaires à la proximité directe du cube; l'arrivée sur la face avant et la séparation des écoulements à partir des bords tranchants du cube améliorent le transfert de chaleur, tandis que les zones de circulation empêchent le refroidissement bénéfique.

Les températures les plus élevées se trouvent sur la paroi arrière du cube, en raison de la présence d'un arc en forme ion des températures sur la surface du cube est très similaire aux données expérimentales. Un tourbillon est apparu dans la zone de sillage, ce qui provoque un long temps de séjour du fluide dans cette région. La répartition des températures sur la surface du cube est très similaire aux données expérimentales.



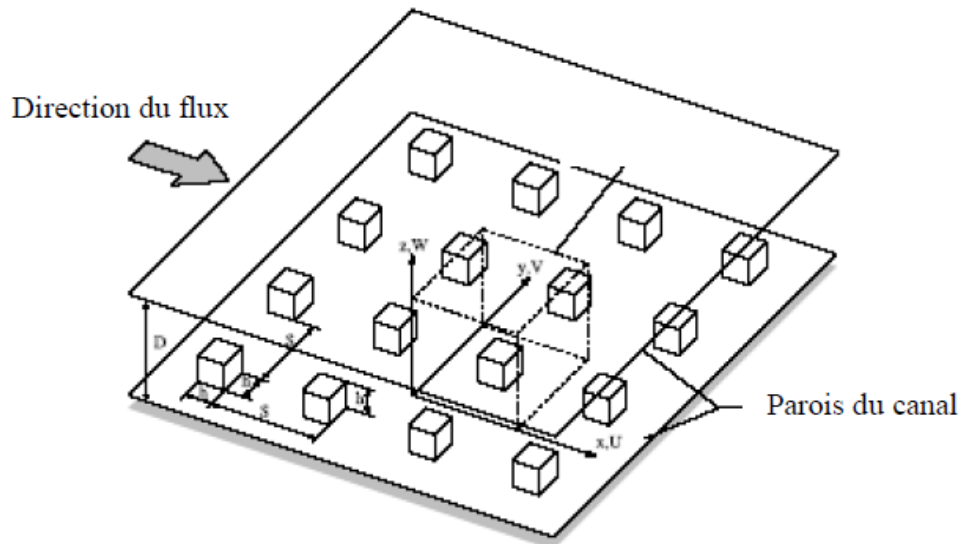


Figure -1.17 : configuration de la matrice des cubes (Niceno et al, (2002).

Ratnam et Vengadesan (2008) ont simulé les caractéristiques des structures tourbillonnaires et du coefficient de transfert de chaleur associée à un obstacle cubique monté sur la paroi inférieure d'un canal (figure (1.18)). Les calculs ont été effectués à l'aide de cinq modèles de turbulence. Les résultats ont montrés que le modèle ( $K-\omega$ ) amélioré, a un meilleur accord avec la simulation numérique direct (SND), ainsi que l'étude expérimentale. Les modèles ( $K-\mathcal{E}$ ) non linéaires ont donné de meilleures prévisions que celui des modèles ( $K-\mathcal{E}$ ) standard et ( $K-\mathcal{E}$ ) a faible nombre de Reynolds. Les coefficients maximal, et minimal de transfert de chaleur ont lieu respectivement à proximité des points de rattachement et de la zone de circulation.

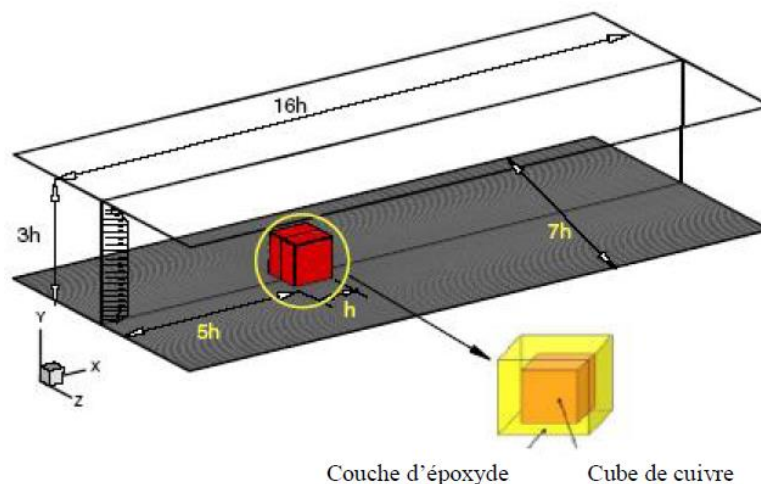
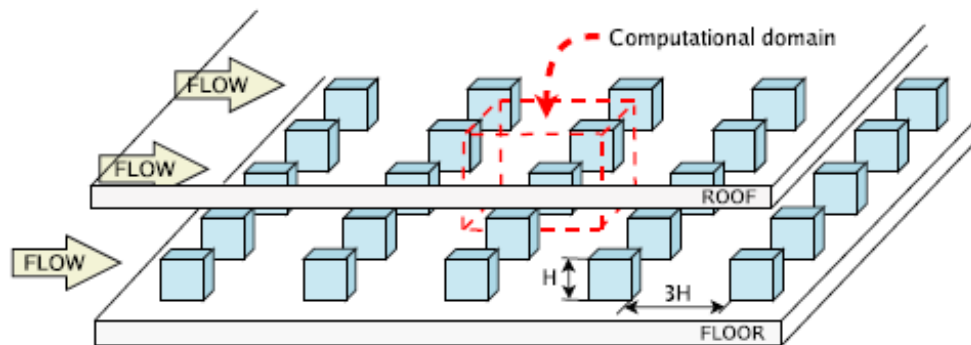
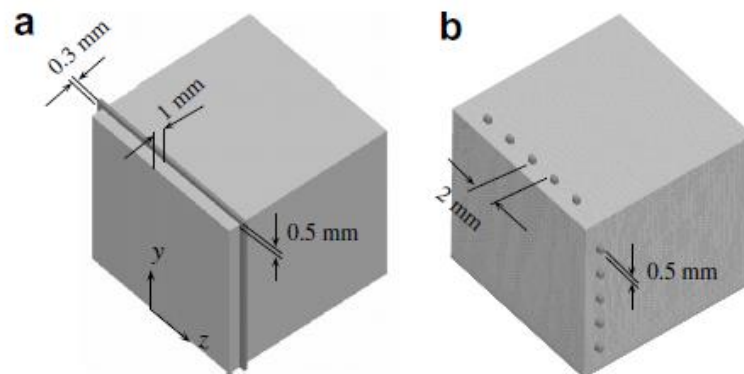


Figure - 1.18 : dimension du domaine de calcul. (Ratnam et Vengadesan, 2008).

*Hemida.H et a. (2008)* ont étudié l'influence des générateurs de tourbillons (VGs) attachés à une surface d'un cube chauffée sur la structure d'écoulement et le transfert de chaleur en utilisant la simulation de grand-échelles LES. Le cube est situé au milieu d'une matrice des cubes similaires. Deux genres de générateurs de tourbillons ont été étudiés. Le premier était une nervure simple se prolongeant dans la direction transversale de l'écoulement (VG1), tandis que le deuxième se compose de plusieurs petits cubes (VG2). L'écoulement et le transfert de chaleur autour d'un cube avec des générateurs de tourbillons ont été comparés avec l'écoulement et transfert de chaleur autour d'un cube à paroi lisse. Les résultats de LES ont prouvé que l'écoulement dans la couche limite autour des cubes avec VGs est plus turbulent et instable que l'écoulement autour du cube lisse. Des structures plus complexes sont produites près de la surface du cube avec VGs, et les résultats montrent une augmentation considérable du coefficient de transfert de chaleur. La surchauffe locale a été observée derrière la nervure de forme VG, Alors que la distribution de la température a été observée au-dessus des surfaces du cube dans le cas VG2. Il y avait une augmentation globale de 14% et de 17% du coefficient de transfert de chaleur pour les cas VG1 et VG2, respectivement. (Figure – 1.19, a) et (Figure –1.19, b)



a)



b)

Figure - 1.19 : a) matrice des cubes montés dans un canal  
b) forme des générateurs de tourbillon (*Hemida.H et al, 2008*).

*Meinders .E.R, Hanjalic .K (1999)* ont étudié la structure de l'écoulement turbulent et la distribution du coefficient de transfert de chaleur sur les surfaces du cube placé dans une matrice des cubes monté dans un canal plat. La thermographie infrarouge a été appliquée pour mesurer la température sur les parois du cube, avec laquelle la distribution locale de coefficient de transfert de chaleur a été déterminée. La structure de vitesse est évalués à partir des mesures d'anémométrie (LDA) 'laser Doppler et des visualisations'. Les résultats ont montré que l'écoulement a marqué une structure de tourbillon seulement près des parois du cube, alors que l'écoulement au-dessus du cube et dans les couloirs longitudinaux était simplement tordu, et atteint un niveau élevé d'intensité de turbulence. Le décollement de l'écoulement au-dessus et sur les côtés latérales produit des recirculations et un ré-attachement à côté de ces parois. Le ré-attachement de la couche de cisaillement à la paroi inférieure du canal a produit une structure de deux-cellule dans la région d'inter-obstacle : un arc-type vortex dans la région aval du cube et un tourbillon de forme fer à cheval devant le cube à la paroi amont. Les instabilités d'écoulement ont causé le décollement de tourbillon aux parois latérales du cube qui a produit des mouvements périodiques dans la zone de sillage. Le nombre analysé de Strouhal a montré une valeur constante  $St= 0.109$ . La structure d'écoulement, en particulier séparation, ré attachement, engendre la variation de la distribution locale du coefficient de transfert de chaleur, avec un grand gradient détectés aux parois supérieures et latérales du cube, (Figure (1.20)).

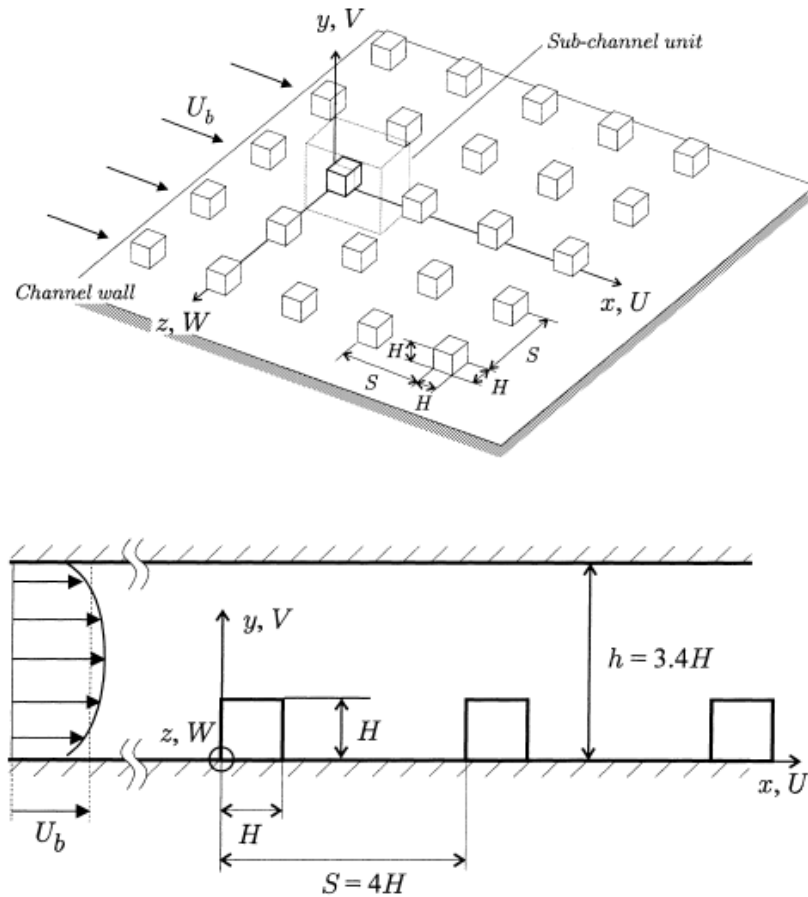


Figure – 1.20 : Schéma tridimensionnelle représente configuration de matrice des cubes dans un canal (schéma haut) et configuration du sous-domaine (schéma bas) (Meinders .E.R, Hanjalic .K, 1999).

Plusieurs méthodes de refroidissement ont été étudiées dans le but d'améliorer le transfert de chaleur et augmenter l'efficacité des systèmes de refroidissement. Parmi ces méthodes, on trouve les méthodes classiques de refroidissement par convection naturelle et forcée avec des écoulements gazeux et liquides. Il est à noter que la convection naturelle est utilisée pour les systèmes de faible puissance et de densités de flux réduite. Le refroidissement des systèmes de forte puissance et à grande échelle nécessite une dissipation thermique plus élevée, raison pour laquelle la convection forcée est la plus utilisée. Sakakibara *et al.* (1997) ont étudié expérimentalement l'effet de structure des tourbillons et le transfert de chaleur dans la région de stagnation d'un jet impactant. Leur travail consiste à prendre des mesures en utilisant un outil de mesure 'Particle Image Velocimetry (PIV)' pour différents nombres de Reynolds, cette valeur est entre 2000 et 20.000, leur calcul dépend de la largeur du cylindre du jet. Sakakibara *et al.* (1997) ont observés qu'une paire de vortex tournant en sens inverse, ainsi qu'une amplification du tourbillon a amélioré le transfert de chaleur dans la région de stagnation.

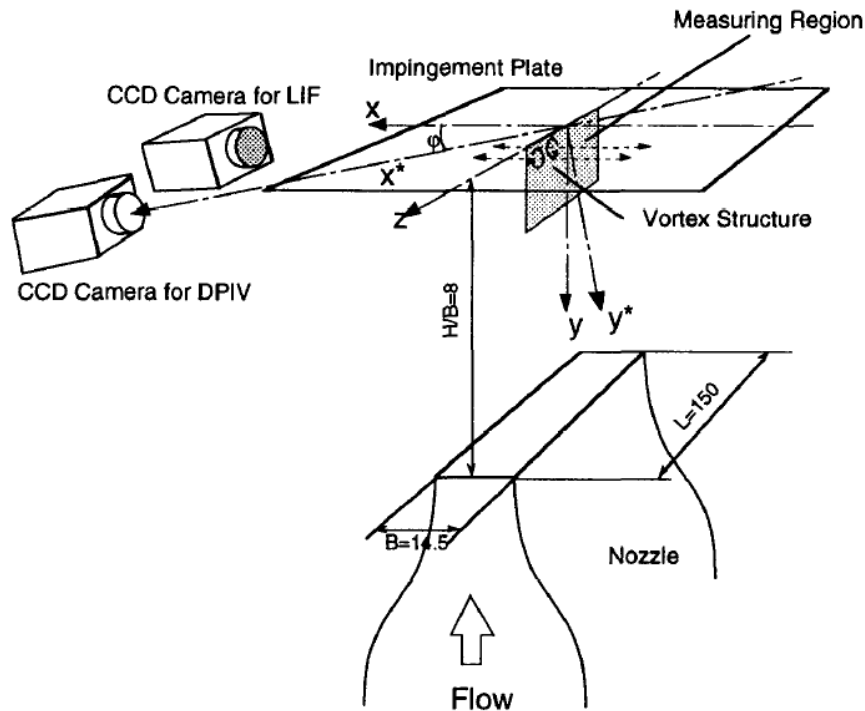


Figure - 1.21 : appareille expérimentale et les cordones du système (Sakakibara et al, 1997).

L'étude expérimentale de *Tummers et al. (2005)*, montre la structure d'écoulement et la distribution de température sur les parois d'un cube disposé dans une rangée de cinq cubes intégré à la paroi inférieure du canal avec un jet perpendiculaire pointé au-dessus. L'écoulement turbulent autour du cube est mesuré par un outil de mesure ' Particle Image Velocimetry (PIV)' et la distribution de la température est évaluée par un système ' infrared imaging system '. Avec deux différentes positions de jet impactant; Les résultats ont déterminé que la structure de l'écoulement est très complexe : création des tourbillons, des zones de recirculations, zone de ralentissement, les points de stagnations, de séparations, et d'effets de courbure, tous ces phénomènes ont marqué une influence sur la distribution de la température sur les parois du cube.

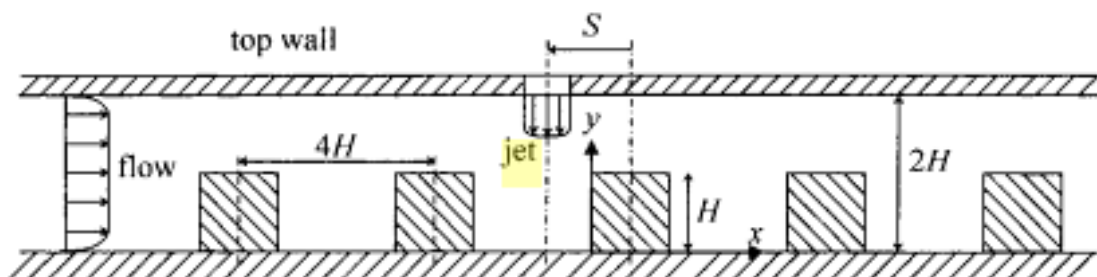


Figure - 1.22 : configuration de l'écoulement (Tummers et al, 2005).

Déférentes études numérique basées sur les équations moyennées de Navier Stokes (RANS) ont été étudié par *Rundström and Moshfegh*.

*Rundström et Moshfegh*, (2006 et 2008) ont présenté une comparaison entre deux modèles de turbulence «  $v^2-f$  » et le modèle ‘RSM’ pour prédire le champ de vitesse et le transfert de chaleur. Après plusieurs tests, ils ont remarqué que le modèle RSM est plus performant que le model «  $v^2-f$  ».

*Rundström, Moshfegh* (2006) ont étudié l’influence des vitesses sur les coefficients de transfert de chaleur sur chaque paroi du cube, les résultats ont été comparés avec les résultats de l’étude expérimentale.

Une simulation des grand-échelles (LES) a été effectuée par *Rundström and Moshfegh* (2008) afin de prédire le champ moyen de vitesse du jet impactant, les caractéristiques de turbulence et le taux de transfert de chaleur sur les parois d’un cube chauffées. Le modèle WALE est employé pour modeler le tenseur (sub-grid scale). Une comparaison entre les deux modèles de turbulence montre que les résultats de la simulation (LES) marquent un meilleur accord avec les résultats expérimentaux par rapport aux résultats de la simulation (RSM), en particulier, dans la zone de stagnation, (Figure (1.24)).

L’objectif de l’étude de *Rundström, Moshfegh* (2007) est de comparer les deux model de turbulence «  $v^2-f$  » et « RSM » pour la prédiction du champ moyen de vitesse du jet impactant ainsi que les caractéristiques de la turbulence et le rapport du transfert de chaleur. Les prévisions numériques sont validées avec des mesures expérimentales détaillées, mesurées par un outil de mesure ‘Particle Image Velocimetry (PIV)’ et un système infrarouge de formation image de bas-longueur d’onde ‘Infrared Imaging System’, pour les mesures de température des surfaces et l’écoulement turbulent, (Figure (1.23)).

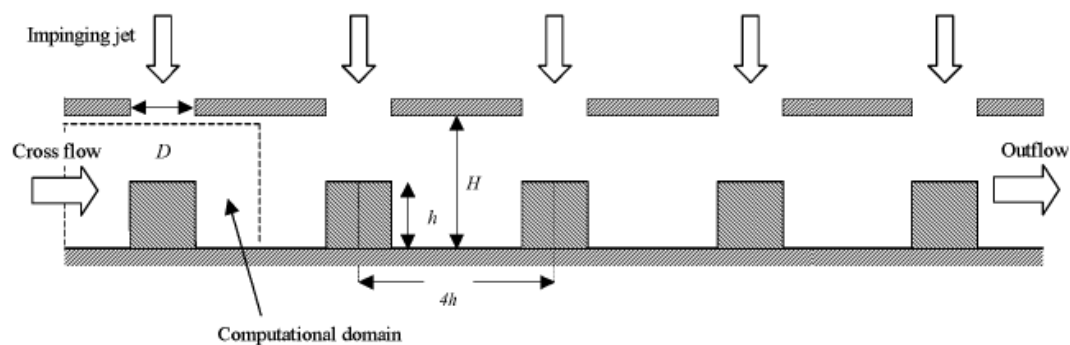


Figure - 1.23: schéma du domaine de calcul (*Rundström et Moshfegh* 2007).

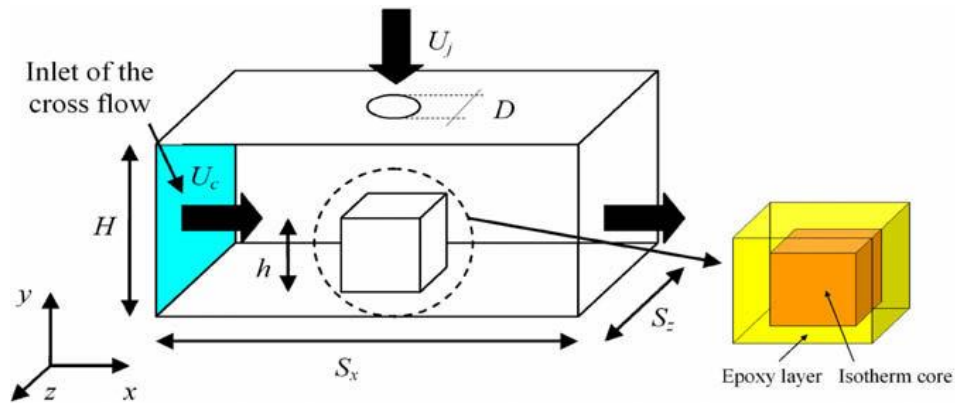


Figure - 1.24: Schéma du domaine de calcul (Rundström et Moshfegh (2008)).

Une simulation numérique des grandes échelles est réalisée par Popovac, Hanjalic (2007). L'étude comporte un seul cube chauffé est placé dans un canal avec un jet perpendiculaire pointé au-dessus, comme est montré par la figure (1.25). Le cube chauffé est refroidi par un mélange d'air, écoulement du canal ( $Re_C = 4800$ ) et un jet rond ( $Re_j = 5200$ ), respectivement. L'étude a été visée pour étudier les structures d'écoulement et des statistiques de turbulence, et le transfert thermique sur les surfaces du cube. La comparaison des résultats simulés avec les mesures expérimentales montre une concordance qualitative avec quelques différences importantes dans l'état de l'écoulement.

Popovac, Hanjalic (2009) ont exécuté une simulation numérique des grands-échelles (LES), dans le but de refroidir un composant électronique simplifié. La configuration se compose de rangée de cinq cubes montés sur la paroi du canal plat avec un jet perpendiculaire pointé au-dessus du cube chauffé, son axe est aligné avec la paroi avant de cube. Après plusieurs tests de changement dans la position de l'axe du jet testé, les résultats montre que l'interaction complexe des deux jets avec le cube produit plusieurs structures de tourbillons autour du cube qui régissent le transfert de chaleur local sur les surfaces du cube.

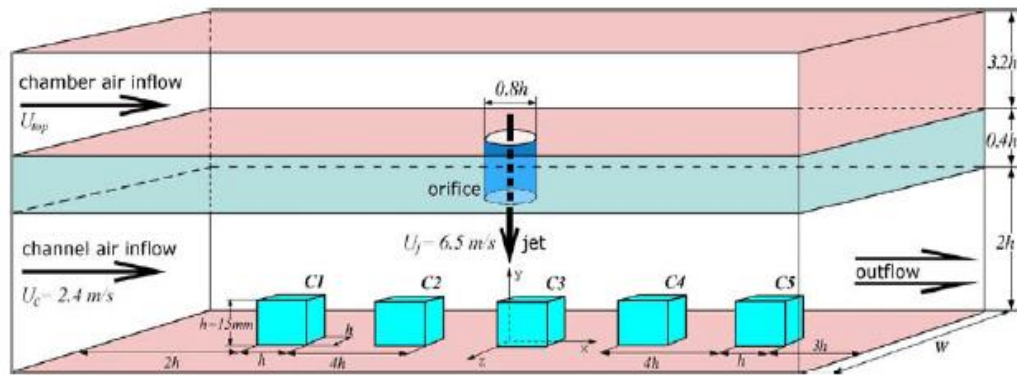


Figure - 1.25 : schéma des dimensions du domaine de calcul. (Popovac, Hanjalic, 2007,2009).

Rundstrom, Moshfegh (2009) ont réalisé une simulation numérique en convection mixte afin de prédire les caractéristiques de turbulence pour l'écoulement d'un jet sur la paroi chauffée d'un cube (voire figure (1.26)). Deux simulations différentes telles que, des grandes échelles (SGE) et du modèle de tensions de Reynolds (MTR) ont été effectuées, une comparaison entre les résultats de la simulation et de l'expérimentation a été faite. Les résultats ont révélé que la structure de l'écoulement est très complexe, là il y a plusieurs écoulements liés aux phénomènes, tels que les points de stagnations, de séparations, de circulations et d'effets de courbure. Les résultats montrent que la simulation de température par (SGE) est en meilleur accord avec les résultats expérimentaux par rapport à la simulation due au (MTR), en particulier, dans la zone de stagnation. En plus, la prédiction des échelles de longueur de température par (SGE) est aussi plus proche des mesures expérimentales sur les faces avant et arrière du cube relativement à la prédiction par (MTR).

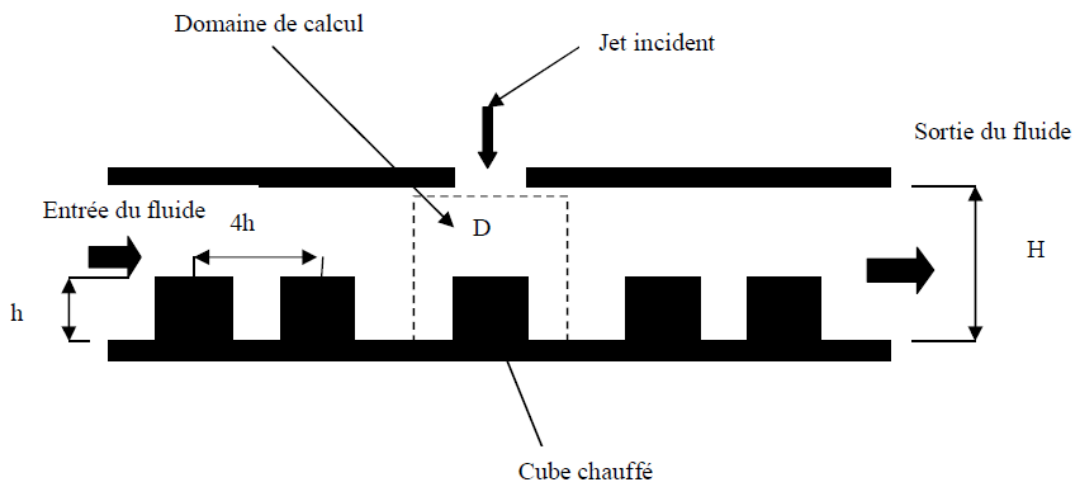


Figure - 1.26 : Schéma de croquis de l'installation expérimentale (Rundstrom et Moshfegh, 2008).



Dans ce travail, la configuration géométrique étudiée ressemble sensiblement à celle étudiée expérimentalement par *Masip et al. (2012)*. Cette configuration représente un cube chauffé à une température de  $60^{\circ}\text{C}$ , qui est placé dans un écoulement d'air forcé à une température de  $20^{\circ}\text{C}$ . Le cube est exposé aussi à un jet perpendiculaire au-dessus et qui est à une température de  $20^{\circ}\text{C}$ . *Masip et al. (2012)* ont étudié l'influence du nombre de Reynolds ( $Re_j$  et  $Re_H$ ) sur la structure de l'écoulement, trois nombre de Reynolds de 3410, 5752, 8880, ont été étudiés, correspondants au rapport suivants 0.5, 1.0, 1.5, respectivement. Les résultats montrent que le jet impactant n'arrive pas à frapper la paroi supérieure du cube pour le cas d'un faible nombre de Reynolds, cela élimine l'existence du vortex en fer à cheval sur la paroi supérieure et change les caractéristiques d'écoulement dans la région au-dessus du cube. La configuration géométrique est représentée sur la figure (1.27). Les résultats numériques obtenus dans cette étude sont comparés aux mesures expérimentales de *Masip et al. (2012)*.

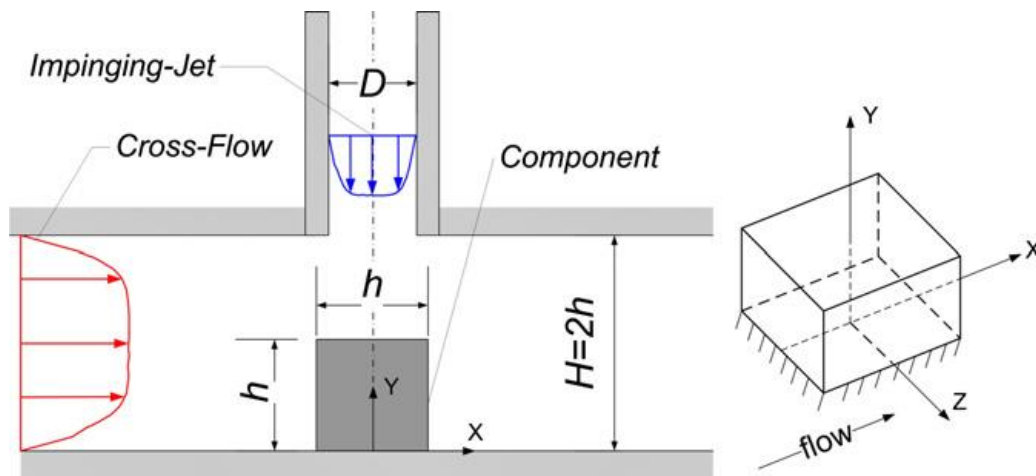


Figure - 1.27 : schéma représente la dimension du domaine de calcul et système de coordonnées locale.

# **Chapitre 2**

## ***Modélisation de la turbulence***

## Chapitre 2 : Modélisation de la turbulence

### 2.1 La mécanique des fluides

La dynamique des fluides est un sujet qui s'applique largement : en biologie, en géophysique et en astrophysique, en océanographie et en météorologie, ainsi qu'en génies chimique, nucléaire, aéronautique, hydraulique et en écologie. Dans tous ces contextes, le fluide, qui est soit en phase liquide, soit gazeux, soit sous forme de plasma (gaz ionisé), est traité comme un milieu continu représenté par les champs de densité, de pression et de vitesse satisfaisant la fameuse équation de Navier-Stokes. Cette équation décrit des phénomènes se produisant sur une très grande gamme d'échelles de longueur, allant de l'échelle 'sub-micron' des phénomènes biologiques à un extrême, jusqu'à l'échelle 'super-parsec' des phénomènes cosmologiques et astrophysiques à l'autre.

"Les ouragans sur la terre nous ont brutalement rappelé l'importance des fluides tels que l'air et l'eau. Ces fluides obéissent aux lois de la mécanique classique de Newton. Ils sont très instables: dans le sillage d'un obstacle (sur une automobile, un TGV, un avion ou un navire), les différences de vitesse engendrent de magnifiques tourbillons en spirale, qui, tels des vagues sur l'océan, déferlent en turbulence. Cette turbulence est bien décrite à petite échelle par la fameuse "" cascade de Kolmogorov "", où les différences de vitesse entre deux points sont proportionnelles à la puissance un tiers de leur distance. La turbulence est en fait considérée comme un des derniers grands problèmes non résolus de la physique moderne. La simulation numérique est un outil très précieux pour le contrôle de la turbulence en aérodynamique, acoustique, combustion et pollution..."

### 2.2 La turbulence

Cinq siècles après les travaux de *Léonard de Vinci* sur le contrôle des tourbillons et de leur effet dans la rivière *Arno*, le sujet n'est toujours pas clos. Au *XXème* siècle ce sont d'abord les innombrables applications pratiques (par exemple dans le domaine de l'aéronautique) qui ont été le moteur d'un progrès qui se concrétisait plutôt par le développement de modèles empiriques que par de véritables percées fondamentales. A partir de 1940, grâce en particulier au mathématicien russe *Andrei Nikolaevich Kolmogorov*, une véritable théorie a été proposée.



Figure - 2.1 : La turbulence

## 2.2.1 Modélisation de la turbulence

### 2.2.1.1 Introduction

Un écoulement turbulent présente un grand nombre de degrés de liberté spatiale proportionnel à  $Re^{9/4}$  pour une turbulence tridimensionnelle (respectivement temporelles en  $Re^{11/4}$ ). par conséquent, il est difficile de prédire théoriquement son évolution à partir des conditions initiales notamment dans la plupart des applications industrielles.

Un écoulement turbulent est en effet composé d'une grande hiérarchie de structures tourbillonnaires les plus grandes « structures porteuses d'énergie », présentent des dimensions comparables à la longueur caractéristique du domaine de l'écoulement  $L$  (diamètre du canal, l'épaisseur de la couche de mélange.....) les plus petites sont des « structures dissipatrices » dites structures de *Kolmogorov (1941)* dont les dimensions sont proportionnelles à  $Re^{3/4}$  une cascade d'énergie s'établit et passe en général des grandes structures vers les échelles de Kolmogorov où elle sera dissipée par la viscosité. L'énergie passe donc en moyenne du champ de l'écoulement moyen vers le champ fluctuant (suivant la cascade de *Kolmogorov*).

Le spectre d'énergie est représenté sur la figure (2.2), où les nombres d'onde sont adimensionnés par le nombre de *Kolmogorov* (échelle dissipatrice) et l'énergie par  $(\epsilon \nu^5)^{1/4}$ .

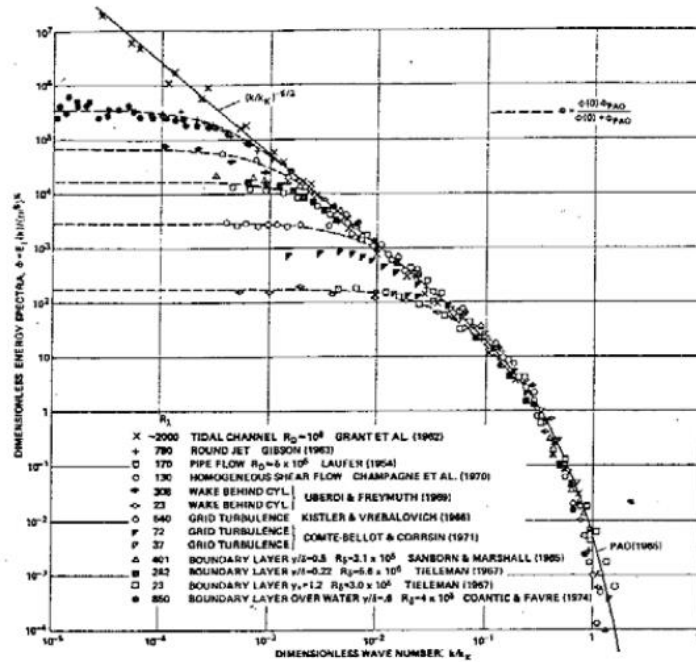


Figure - 2.2 : Spectre d'énergie turbulente longitudinale pour différents écoulements les nombre d'ondes sont adimensionnés par le nombre d'onde de Kolmogorov.

### 2.2.1.2 Cascade d'énergie

Au sein d'un l'écoulement turbulent, coexistent plusieurs structures de tailles et de fréquences différentes. Les grandes structures (*structures énergétiques*) sont porteuses d'énergie cinétique, qui est généralement produite par les gradients de vitesse de l'écoulement moyen. Ces grandes structures donnent naissance à des structures plus petites en leur transférant une partie de leur énergie.

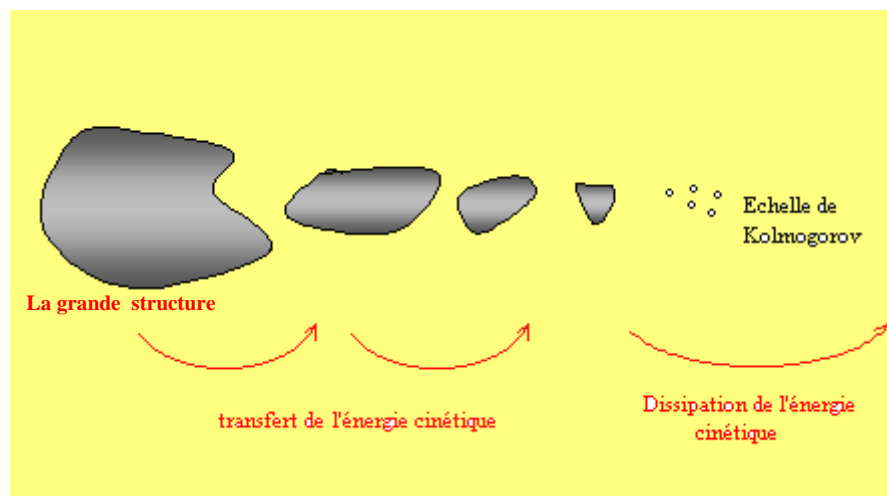


Figure - 2.3 : Cascade d'énergie.

La dimension de ces grandes structures peut atteindre l'ordre de grandeur du domaine occupé par l'écoulement, et la viscosité n'y joue aucun rôle. Par contre, elle a un rôle important à partir d'une certaine échelle de longueur, où l'énergie cinétique transférée des grandes structures vers les plus petites structures est dissipée sous forme de chaleur. Ce processus est appelé "*Cascade d'énergie*", développée par *Kolmogorov* en 1941 (Figure (2.3)). On définit l'échelle de *Kolmogorov* comme étant une dimension caractéristique où les tourbillons seront dissipés et ne pourront plus produire de plus petites structures. Il est à noter que la dissipation de l'énergie ne se produit qu'à la fin de la cascade.

L'hypothèse de *Kolmogorov* stipule que le taux de dissipation d'énergie cinétique  $\varepsilon$  qui représente également le flux d'énergie à travers la cascade, est indépendant de la taille de la structure. Les macrostructures (grandes structures) sont fortement anisotropes, par contre les micro-structures (petites structures) sont isotropes et indépendantes de la spécificité de l'écoulement (*Azzi, 2007*). Quand le nombre de Reynolds augmente la différence entre la plus grande structure et la plus petite devient claire et grande.

Il existe actuellement deux techniques pour approcher le problème de turbulence dans un fluide :

**Modélisation de la turbulence** : est une méthode basée sur la décomposition du champ de vitesse et de la température en une composante moyenne et une fluctuation turbulente. Pour des calculs pratiques, les écoulements turbulents emploient généralement les équations de *Navier-Stokes* sous une forme d'une moyenne (par exemple, moyenne de *Reynolds* ou moyenne de *Favre*). Une variété de modèles est à présent disponible dans la littérature, allant du plus simple (à zéro équation) au plus complexe (*Reynolds Stress Model, RSM*).

**Simulation directe (Direct Numerical Simulation, DNS)** : Est une méthode dans laquelle toutes les structures de la turbulence (macro- et microstructures) sont résolues directement et sans le recours à des approximations. Mais, compte tenu d'une part de la non linéarité des équations de la quantité de mouvement notamment, d'autre part, de l'échelle de turbulence qui est très faible, il est impossible dans l'état actuel des moyens de calcul de connaître rigoureusement le mouvement du fluide sur des grandes distances ou sur un temps très long à partir de conditions aux limites et initiales données.

Afin de contourner le problème lié à la taille des matrices du calcul, une méthode intermédiaire entre la simulation numérique directe *DNS* et la modélisation est en cours de développement. Il s'agit de la **Simulation des macro-structures (Large Eddy Simulation, LES)** : qui est une méthode aussi sophistiquée que la méthode *DNS*, elle prend en compte les perturbations de grande taille par

la résolution directe des macrostructures, et modélise l'effet des petites structures par des modèles plus ou moins simples, dits 'modèle de sous-maille' (*subgrid models*). Cette technique donne des résultats comparables à celle de la *DNS*, mais à moindre coût (*Azzi, 2007*).

Les méthodes de simulation *DNS* et *LES* sont réservées aux écoulements à faible nombre de Reynolds et pour des configurations géométriques simples. Elles sont de plus en plus utilisées comme "expérimentation numérique" pour valider des modèles statistiques de turbulence. Dans le présent travail on va se limiter à la procédure de modélisation de la turbulence mais avec des modèles très sophistiqués.

### 2.2.1.3 Théorie de Reynolds

La théorie de *Reynolds* nous permet de décomposer chaque propriété de l'écoulement en une valeur moyenne  $\Phi$  et une valeur fluctuante  $\phi'$ , de telle sorte que:

$$\phi(t) = \Phi + \phi'(t)$$

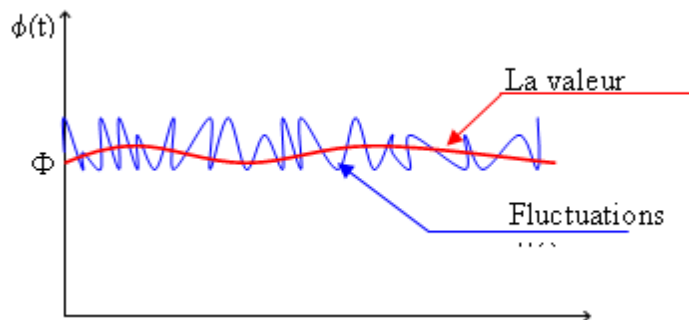


Figure - 2.4 : Ecoulement moyen et fluctuations.

En écoulement turbulent, le mouvement des particules de fluide devient instationnaire même lorsque les conditions aux limites sont stationnaires.

L'introduction de cette décomposition sur les équations de Navier Stokes et en appliquant les règles de *Reynolds*, ci-dessous, on aboutit aux équations de Navier Stokes moyennées appelées RANS (Reynolds Averaged Navier Stokes Equations).

$$\begin{aligned} \overline{\phi'} = \overline{\psi'} = 0, \quad \overline{\phi} = \Phi, \quad \overline{\phi + \psi} = \Phi + \Psi, \quad \overline{a\phi} = a\Phi, \quad a: \text{constante}, \\ \overline{\Psi\phi} = \Psi\Phi, \quad \overline{\phi'\Psi} = 0, \quad \overline{\phi\psi} = \Phi\Psi + \phi'\psi', \quad \overline{\text{div } \vec{a}} = \text{div } \vec{A}, \quad \frac{\partial \overline{\phi}}{\partial x} = \frac{\partial \Phi}{\partial x} \\ \overline{\text{div}(\phi \vec{a})} = \text{div}(\overline{\phi \vec{a}}) = \text{div}(\Phi \vec{A}) + \text{div}(\phi' a'), \quad \overline{\text{div grad } \phi} = \text{div grad } \Phi \end{aligned}$$

### Equations de Reynolds (Reynolds Averaged Navier-Stokes equations, RANS)

Pour un écoulement incompressible et non stationnaire les équations de continuité et de Navier-Stokes s'écrivent:

Equation de continuité:

$$\text{div } \vec{c} = 0 \quad (2-1)$$

$$\text{où } \vec{c} = u \cdot \vec{i} + v \cdot \vec{j} + w \cdot \vec{k}$$

Equation de quantité de mouvement :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \text{div}(uc) = \nu \text{div grad } u - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (2-2)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \text{div}(vc) = \nu \text{div grad } v - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \quad (2-3)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \text{div}(wc) = \nu \text{div grad } w - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} \quad (2-4)$$

On remplace chaque variable de l'écoulement (u, v, w, et p) par la somme de sa moyenne et de sa composante fluctuante:  $u = U + u'$ ,  $v = V + v'$ ,  $w = W + w'$ , et  $p = P + p'$

Les équations (2-1), (2-2), (2-3), et (2-4) deviennent:

Equation de continuité :

$$\text{div}(C + c') = 0, \quad \text{div } c' = 0$$



Donc

$$\operatorname{div} C = 0 \quad (2-5)$$

Equation de quantité de mouvement :

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \operatorname{div}(U C) = \nu \operatorname{div} \operatorname{grad} U - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \left[ -\frac{\partial \overline{u'u'}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z} \right] \quad (2-6)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + \operatorname{div}(V C) = \nu \operatorname{div} \operatorname{grad} V - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + \left[ -\frac{\partial \overline{v'u'}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{v'v'}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial z} \right] \quad (2-7)$$

$$\frac{\partial W}{\partial t} + \operatorname{div}(W C) = \nu \operatorname{div} \operatorname{grad} W - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} + \left[ -\frac{\partial \overline{w'u'}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{w'v'}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{w'w'}}{\partial z} \right] \quad (2-8)$$

On remarque que ces équations sont des équations de *Navier-Stokes* avec des termes supplémentaires qui résultent des contraintes additionnelles (normales et tangentielles) qui sont appelées "*Contraintes de Reynolds*". Ces équations sont appelées les *équations de Reynolds*.

*Les contraintes turbulentes normales:*

$$\tau_{xx} = -\rho \overline{u'u'} , \quad \tau_{yy} = -\rho \overline{v'v'} , \quad \tau_{zz} = -\rho \overline{w'w'} \quad (2-9)$$

*Les contraintes turbulentes tangentielles:*

$$\tau_{xy} = \tau_{yx} = -\rho \overline{u'v'} , \quad \tau_{xz} = \tau_{zx} = -\rho \overline{u'w'} , \quad \tau_{yz} = \tau_{zy} = -\rho \overline{v'w'} \quad (2-10)$$

Les modèles de turbulences ont pour rôle de proposer des expressions en fonction de variables dynamiques de l'écoulement pour remplacer ces contraintes de Reynolds. C'est le problème de fermeture du système d'équation qui comporte plus d'inconnus que d'équations.

*Equation d'état et conservation de l'énergie*

L'équation de l'énergie (conservation de l'enthalpie) inclut les contributions du transport de la chaleur sensible mais aussi de la chaleur latente :

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + u_j \frac{\partial \theta}{\partial x_j} = \frac{1}{\rho C_p} \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \lambda \frac{\partial \theta}{\partial x_j} \right) + S_\theta, \quad (2-11)$$

Où  $\lambda$  : est la conductivité thermique moléculaire et  $S_\theta$  un terme source additionnel qui peut inclure la chaleur latente lors des éventuels changements de phases ainsi que la divergence des fluides radiatifs.

### 2.2.2 La couche limite

La notion de la couche limite a été introduite pour la première fois par *Prandtl* en 1904. Elle permet de donner une explication à de nombreux phénomènes observés avec les fluides visqueux près de la paroi, contrairement aux fluides parfaits. Pour un fluide parfait on admet le glissement des particules sur les parois alors que pour un fluide visqueux les particules adhèrent aux parois (Figure 2.5). La couche limite représente une mince couche de fluide influencée par le contact avec la paroi. Dans cette couche, la vitesse du fluide varie très rapidement, passant de la valeur nulle pour les molécules au contact de la paroi à la valeur normale que prend la vitesse du fluide à une certaine distance de celle-ci. L'épaisseur de la couche limite dépend du profil et de la rugosité de la paroi, ainsi que de la viscosité du fluide. Son épaisseur croît avec le déplacement du fluide à partir de son point de contact avec la surface de la paroi.

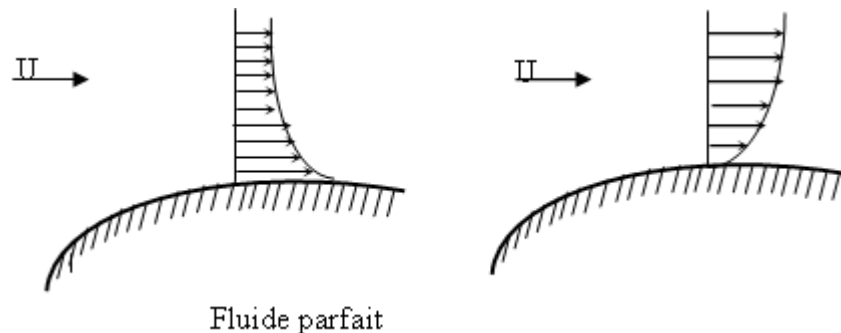


Figure - 2.5 : Couches limites pour fluide parfait et visqueux (*Nemdili.F, 2008*).

La couche limite est une zone de gradients de vitesse et de température, qui varie en fonction de la distance à la paroi. Elle résulte d'échanges de quantité de mouvement et de chaleur entre le fluide et la paroi.

### 2.2.2.1 Présentation générale d'un écoulement sur plaque plane chauffée

Un écoulement incident sur une plaque plane chauffée sera principalement caractérisé par le développement d'une *couche limite dynamique* (en vitesse) et d'une *couche limite thermique* (en température).

L'origine du développement de la couche limite dynamique provient des effets de viscosité, c'est-à-dire de diffusion de quantité de mouvement, entre le fluide incident et la plaque. En effet, la vitesse du fluide est nulle sur la plaque, tandis qu'elle est non nulle à l'infini, ce qui implique qu'au voisinage de la plaque il y ait une zone de transition : la couche la plus lente freine la couche la plus rapide, qui, en retour, l'accélère. La couche limite dynamique est une zone où la variation de vitesse est la plus marquée, c'est-à-dire là où l'on trouve de forts gradients de vitesse. La vitesse à l'extrémité de la couche limite est égale à 99% de la vitesse à l'infini, on a donc :

$$U(\delta) = 0,99U_0 \quad (2-12)$$

L'épaisseur de la couche limite varie selon la relation suivante :

$$\delta(x) = 4,64 \sqrt{\frac{\nu x}{U_0}} \quad (2-13)$$

$\nu$  : viscosité cinématique du fluide incident en [ $m^2/s$ ]

$x$  : Abscisse de la plaque en [ $m$ ]

$U_0$ : vitesse du fluide incident en [ $m/s$ ]

- De la même manière que la couche limite dynamique, la couche limite thermique est une zone proche de la plaque où la température varie de façon significative entre la température de la plaque et la température du fluide incident. La température à l'extrémité de la couche limite est telle que :

$$\frac{T(\delta_T) - T_P}{T_\infty - T_P} = 0,99 \quad (2-14)$$

L'épaisseur de la couche limite thermique varie selon l'expression suivante :

$$\delta_T = \frac{\delta}{1,026 Pr^{1/3}} = 5,09 \sqrt{\frac{\nu_T x}{U_0}} \quad (2-15)$$

$\alpha$ : Diffusivité thermique du fluide incident en [ $m^2/s$ ]

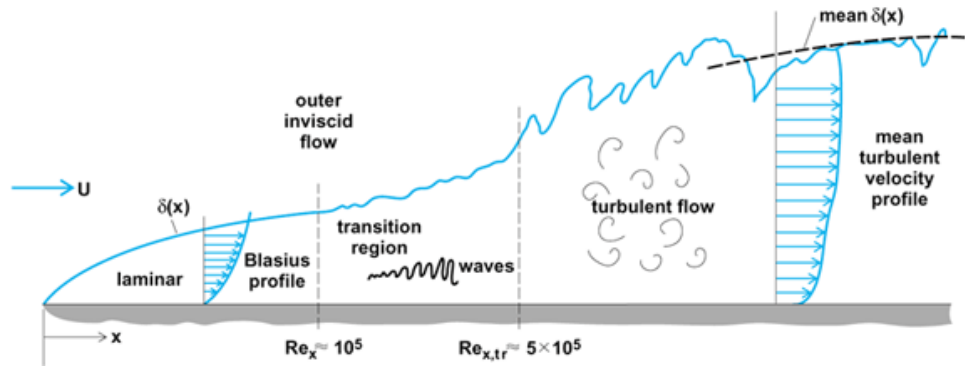


Figure - 2.6 : Régimes d'écoulement sur plaque plane.

**La couche limite dynamique** : dans cette couche on observe des forces de frottement qui freinent l'écoulement au voisinage de la paroi où la vitesse du fluide est nulle. L'épaisseur de couche limite,  $\delta$ , est définie par la distance à la paroi pour laquelle:  $U_l(y) = 0,99 U_e$ .

**La couche limite thermique** : Lorsqu'un fluide, à température  $T_e$ , s'écoule sur une paroi à température  $T_p$ , des échanges thermiques s'établissent. Les particules du fluide s'échauffent ou se refroidissent au contact à la plaque, et un gradient thermique se forme. L'épaisseur de cette couche limite ( $y = \delta_T$ ) correspond à la frontière où :  $T_{fluide}(y) = 0,99 (T_e - T_p) + T_p$ .

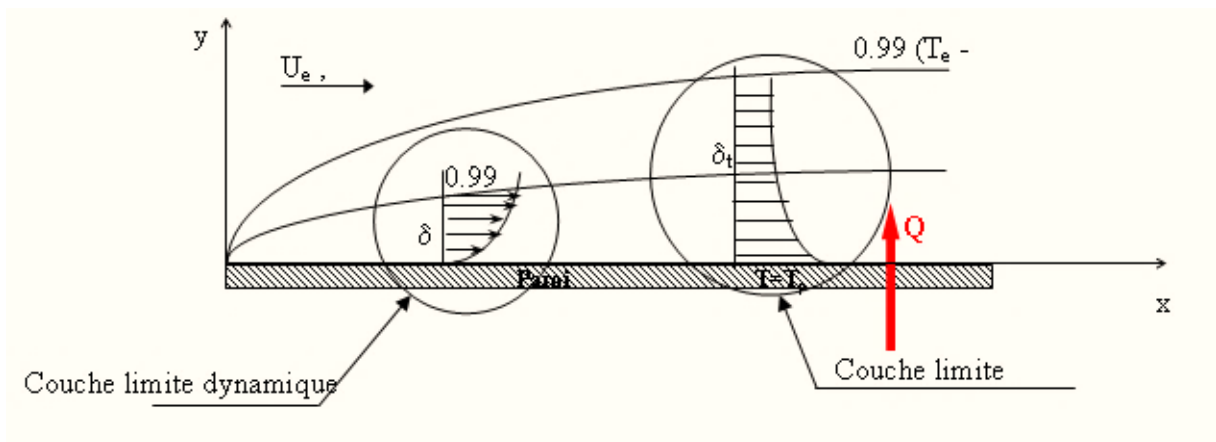


Figure - 2.7 : Couches limites dynamique et thermique

## 2.3 Convection

La convection est un mode d'échange de chaleur qui s'accompagne d'un transfert de masse dans un milieu fluide. Lorsqu'un solide est en contact avec un fluide de température différente il se met en place un transfert d'énergie par mouvement des molécules dans le fluide que l'on nomme phénomène de convection.

La convection est un des trois modes de transfert de chaleur avec la conduction et le rayonnement. Le terme de convection fait référence aux transferts de chaleur se produisant entre une surface et un fluide en mouvement lorsque ceux-ci sont à des températures différentes. En plus du transfert d'énergie dû à la diffusion, il y a également transfert par le biais du mouvement du fluide. Ce dernier est associé au fait que de multiples molécules ont un mouvement collectif, ce qui implique un transfert de chaleur dans le cas où il existe un gradient thermique. La contribution due au mouvement aléatoire des molécules, la diffusion, domine près de la surface où la vitesse du fluide est faible. En effet, à l'interface entre la surface et le fluide, étant donné que la vitesse du fluide est nulle, le seul mode de transfert est la diffusion. La contribution due au mouvement du fluide tient son origine du fait que la couche limite croît au fur et à mesure de l'avancée du fluide sur la surface.

Le transfert thermique par convection est divisé en deux parties suivant la nature de l'écoulement :

- La **convection forcée** apparaît lorsque l'écoulement est engendré par des moyens externes comme un ventilateur ou les vents atmosphériques
- La **convection naturelle** se produit lorsque l'écoulement est induit par une différence de masse volumique qui varie en fonction de la température au sein du fluide :

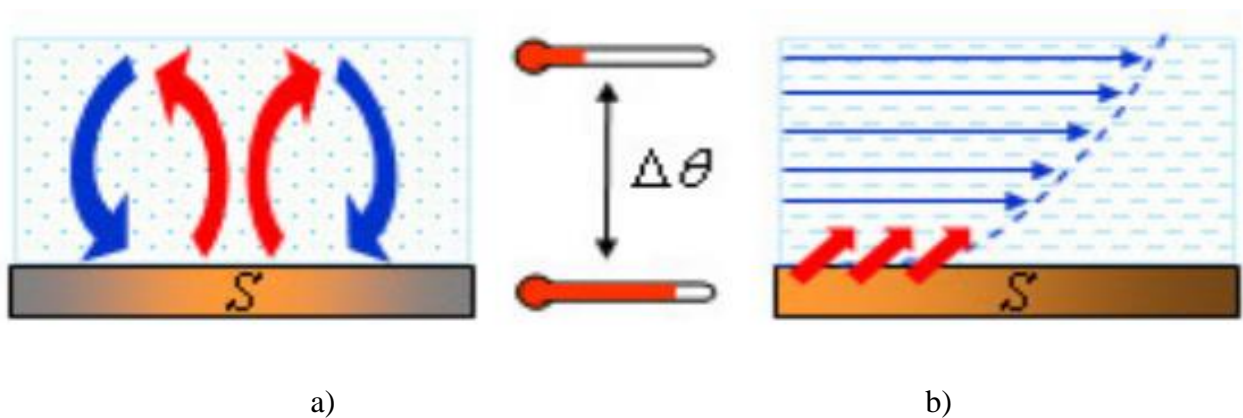


Figure - 2.8 : Les deux modes de transfert de chaleur par convection : a) mode naturelle  
b) mode forcée.

Pour mesurer l'intensité du transfert thermique dans le fluide dû à ses mouvements et pour caractériser l'échange thermique entre le fluide et la paroi, on utilise le **nombre de Nusselt**. Le nombre de *Nusselt* représente le gradient thermique adimensionné à la paroi :

$$Nu = \left( \frac{\partial T^+}{\partial y^+} \right)_{paroi} = \frac{h x}{\lambda_{fluide}} \quad (2-18)$$

- En convection forcée, on a :  $Nu = f(Re, Pr)$
- En convection naturelle, on a :  $Nu = f(Gr, Pr)$

Nombre de **Reynolds** :

$$Re = \frac{U L}{\nu} \quad (2-19)$$

Nombre de **Prandtl** :

$$Pr = \frac{\nu}{\alpha} \quad (2-20)$$

Nombre de **Grashof** :

$$Gr = \frac{g \beta \Delta T L^3}{\nu^2} \quad (2-21)$$

Avec :

$U$  : vitesse caractéristique [ $m/s$ ]

$L$  : longueur caractéristique [ $m$ ]

$\nu$  : viscosité cinématique [ $m^2/s$ ]

$\alpha$  : diffusivité thermique [ $m^2/s$ ]

$g$  : accélération de la pesanteur [ $m/s^2$ ]

$\beta$  : coefficient de dilatation thermique [ $K^{-1}$ ]

On peut remarquer que le flux de chaleur qui intervient entre une surface chaude et le milieu ambiant (fluide) est proportionnel à l'écart de température présente entre ces deux milieux. Pour cette raison on introduit un coefficient de proportionnalité  $h$ , appelé coefficient d'échange thermique par convection (ou coefficient de convection).

### 2.3.1 Le coefficient d'échange par convection

L'échange thermique par convection a pour origine le mouvement d'un fluide en effet hormis le rayonnement à travers les corps transparents, la conduction est le seul mode de transmission de la chaleur à travers le solide.

Pour les fluides, c'est différent :

- Le transfert thermique s'effectue par conduction lorsqu'il n'y a pas de mélange de matière, ou lorsque l'écoulement est laminaire.
- Dans un écoulement turbulent en contact avec une paroi solide, il existe le long de la paroi une mince couche de fluide en écoulement visqueux que l'on considère comme laminaire. L'épaisseur de ce film laminaire dépend des propriétés physiques du fluide et de la nature de l'écoulement.
- Dans une direction perpendiculaire à la paroi (donc à la ligne de courant), on admettra qu'il n'y a aucun mélange de matière et que la chaleur peut se transmettre que par conduction.
- En dehors de la couche laminaire, la chaleur se transmet par mélange des particules de fluides, provoquant une égalisation rapide de la température.

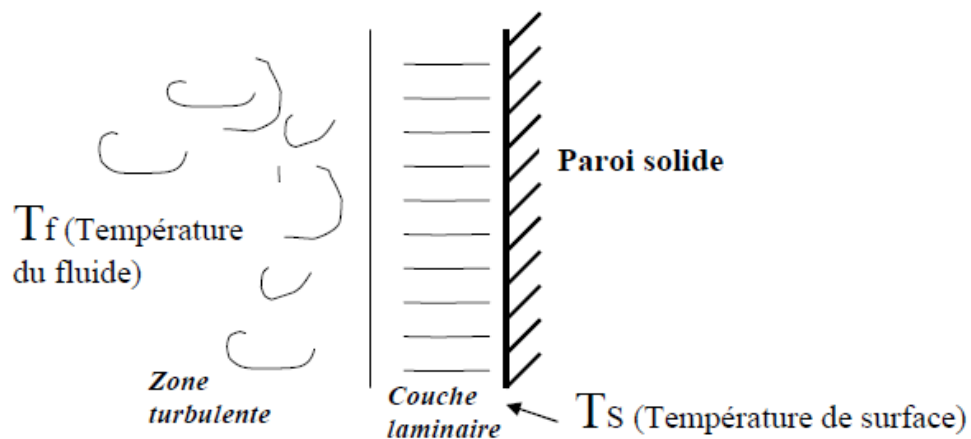


Figure - 2.9 : Gradient thermique dans la couche laminaire.

On exprime le flux thermique par la loi de Newton :

$$\Phi = h_c \cdot s \cdot (T_f - T_s) \quad (2-22)$$

$\Phi$  : flux échangé entre la surface et le fluide

$s$  : surface d'échange

$h_c$  : coefficient d'échange superficiel Loi de Newton ( $W/m^2C^\circ$ )

$T_f$  : température du fluide.

$T_s$  : température de la surface.

Le transfert de chaleur par convection est complexe car il résulte de la superposition de deux phénomènes :

- Conduction entre les particules de fluides qui se rencontrent.
- Mélange de ces particules par suite du mouvement d'ensemble du fluide. Si ce mouvement n'est provoqué que par les différences de températures (donc la densité), la convection est naturelle. Si ce mouvement résulte d'une action mécanique (pompe, ventilateur...), la convection est forcée.

### 2.3.2 Convection forcée laminaire sur plaque plane

Lorsque  $Re$  augmente, l'écoulement près d'une paroi consiste en une zone lointaine (éloignée de la paroi), de vitesse  $U_0$ , et une zone très mince, où les gradients transverses de vitesse sont élevés, permettant de respecter la condition  $U = 0$  à la paroi. Cette zone est appelée couche limite hydrodynamique.

Cette couche limite est d'une importance essentielle dans les transferts thermiques entre le fluide et la paroi : il existe également une zone mince près de la paroi où les variations de température sont rapides : c'est la couche limite thermique.

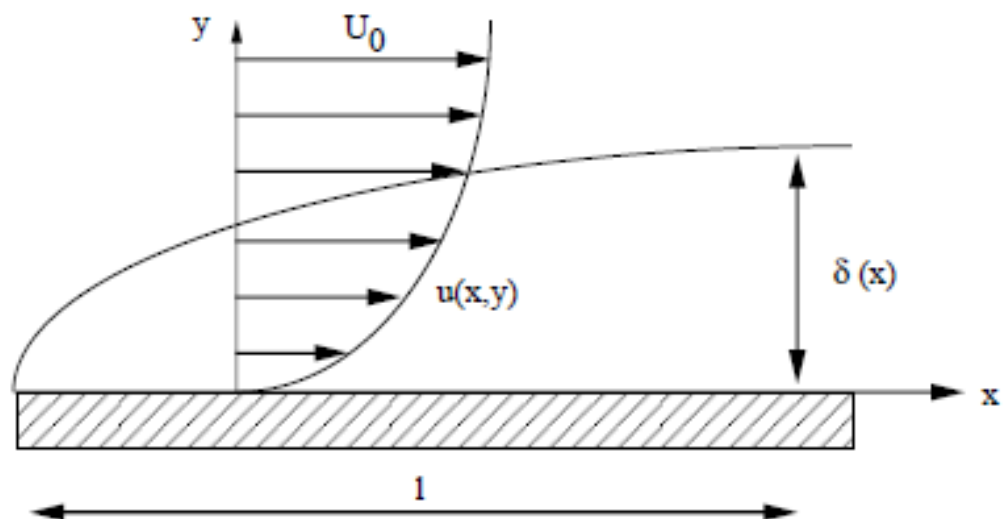


Figure - 2.10 : Développement d'une couche limite sur une plaque plane.



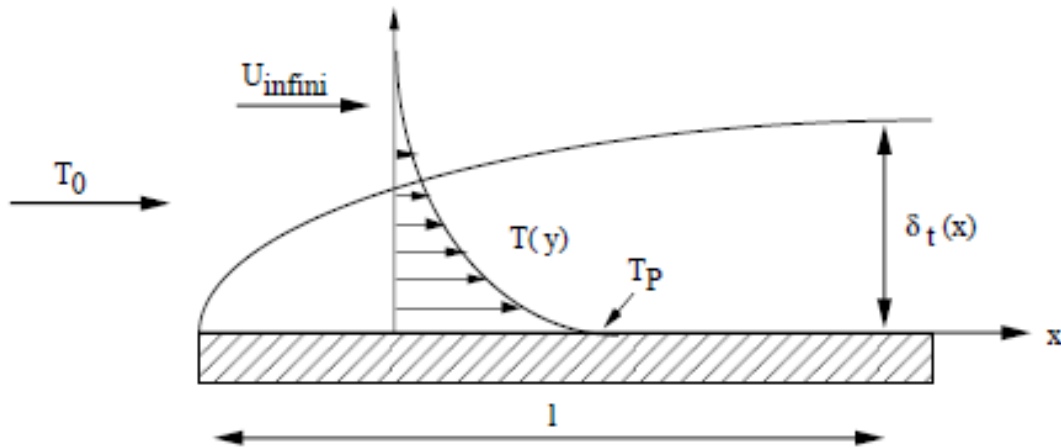


Figure - 2.11 : Développement d'une couche limite thermique sur une plaque plane.

### 2.3.3 Convection naturelle

La convection naturelle est rencontrée dans plusieurs situations. En effet, elle est toujours présente tant que la température du fluide est variable ainsi que quand il y a un champ d'accélération tel que la gravité. Dans quelques applications, le transfert de chaleur en convection naturelle est parfois petit, comparé aux autres modes de transfert de chaleur (conduction - rayonnement), par conséquent, il peut être négligé ; Sinon il est le mécanisme le plus dominant en transfert de chaleur. Il y a des situations où on a besoin de supprimer la convection naturelle, comme dans le cas de la chaleur perdue par la vapeur depuis une canalisation, depuis des fenêtres, ou depuis des collecteurs solaires. Mais d'autre part on cherche à augmenter le transfert de chaleur par convection naturelle afin de refroidir les composants microélectroniques dégageant de la chaleur par effet Joule.

Dans la convection naturelle, le mouvement du fluide est dû aux variations de masse volumique du fluide provenant des échanges de chaleur entre le fluide et la paroi. Le fluide est mis en mouvement sous l'effet des forces d'Archimède car sa masse volumique est en fonction de sa température,  $\rho = \rho_0(1 - \beta(T - T_0))$  où  $\beta$  est le coefficient de dilatation volumique du fluide. Le nombre sans dimension caractéristique de la convection naturelle est le nombre de *Graschof*  $Gr$  :

$$Gr = \frac{\rho g \beta \Delta \theta L^3}{\mu^2} \quad (2-23)$$

$L$  : La dimension linéaire permettant de calculer la surface d'échange (hauteur d'une plaque, diamètre d'un cylindre).

$\Delta\theta$  : La différence de température entre la paroi et le fluide.

$g$  : La accélération de la pesanteur.

$\rho, \mu$  : La masse volumique et viscosité dynamique du fluide.

## 2.4 Équations du fluide de *BOUSSINESQ*

### 2.4.1 Formulations en convection naturelle

Les formulations dépendent du choix des grandeurs caractéristiques. Trois formulations sont le plus souvent utilisées, elles dépendent du choix de la vitesse caractéristique du problème. On trouve :

#### 2.4.2 La vitesse de diffusion visqueuse :

$$U_c = \frac{v}{L} = \frac{L}{t_{vis}} \quad (2-24)$$

vitesse caractéristique de la 'propagation' d'une perturbation. Elle est déduite d'un temps caractéristique  $t_{vis}$  pour qu'une fluctuation de vitesse soit amortie par viscosité, soit :

$$t_{vis} = \frac{L^2}{\nu} \quad (2-25)$$

#### 2.4.3 La vitesse de diffusion thermique :

$$U_c = \frac{a}{L} = \frac{L}{t_{cond}} \quad (2-26)$$

Résultant de la définition du temps caractéristique  $t_{cond}$ , pour obtenir le retour, par conduction, à une température donnée, suite à une perturbation thermique, soit :

$$t_{cond} = \frac{L^2}{a} \quad (2-27)$$

#### 2.4.4 La vitesse de convection naturelle :

$$U_c = \sqrt{\frac{g\beta(T_0 - T_\infty)L}{Pr}} = \sqrt{\frac{L^2}{t_{conv}^2} \frac{t_{vis}}{t_{cond}}} \quad (2-28)$$

Cette vitesse peut aussi être trouvée en considérant l'accélération relative  $g^*$ , définie par :

$$g^* = g \frac{\Delta\rho}{\rho} = g\beta(T_0 - T_\infty) \quad (2-29)$$

Et qui est due aux variations relatives de masse volumique. Il lui correspond un temps caractéristique de convection  $t_{conv}$  tel que :

$$t_{conv}^2 = \frac{L}{g^*} \quad (2-30)$$

Qui est pondéré en tenant compte, en quelques sortes, du ralentissement dû à la viscosité et de l'accélération due à la conduction.

En formant le rapport  $\frac{t_{vis}^2}{t_{conv}^2}$ , on définit le nombre de *GRASHOF* :

$$Gr = \frac{g\beta(T_0 - T_\infty)L^3}{\nu^2} \quad (2-31)$$

#### 2.4.5 Formulation et paramètres du transport en convection mixte

Il faut reprendre l'équation de conservation de quantité de mouvement où l'on a fait apparaître les grandeurs de référence. Cette fois  $U_C$  représente la vitesse caractéristique de l'écoulement de convection forcée (en l'absence de convection naturelle) :

$$\frac{U_C}{\tau_0} \frac{\partial \vec{W}}{\partial t'} + \frac{U_C^2}{L} \vec{W} \text{grad} \vec{W} = -\frac{U_C^2}{L} \text{grad} P_m - \vec{g}[\beta(T_0 - T_\infty)\theta] + \frac{\nu U_C}{L^2} \Delta \vec{W} \quad (2-32)$$

En multipliant par  $\frac{L}{U_C^2}$  on fait apparaître le paramètre suivant :

$$\frac{g\beta(T_0 - T_\infty)L}{U_C^2} = \frac{g\beta(T_0 - T_\infty)L^3}{\nu^2} \frac{\nu^2}{L^2 U_C^2} = \frac{Gr}{Re^2} \quad (2-33)$$

En général, on considère la vitesse de convection forcée comme vitesse caractéristique. Elle suffit pour donner un ordre de grandeur des paramètres en convection mixte, la convection naturelle n'intervenant que comme une perturbation de l'écoulement forcé.

Cette combinaison des deux paramètres est souvent appelée nombre d'*ARCHIMÈDE* ( $Ar$ ) ou encore (dans la littérature anglo-saxonne), le nombre de *RICHARSON* ( $Ri$ ).

$$Ar = Ri = \frac{Gr}{Re^2} \quad (2-34)$$

## 2.5 L'impact de jet

La technique de l'impact de jet trouve de nombreuses applications industrielles et les résultats de sa mise en place dépendent de nombreux paramètres. Ainsi de nombreuses études expérimentales et numériques ont été menées dans le but d'une meilleure compréhension des phénomènes physiques intervenant et régissant l'impact de jet. Étant donné le nombre important de paramètres à prendre en compte, il aurait semblé préférable de sonder l'influence de ces paramètres avec l'outil numérique. Or, les modèles numériques actuels doivent encore gagner en précision (*weigand, 2009*) et pour cela les données expérimentales restent nécessaires. Nous allons présenter ici une partie de la littérature sur les menées sur l'impact de jet qui semblent nécessaires à la compréhension de notre cas d'étude. On s'intéressera donc dans un premier temps aux transferts thermiques d'un jet unique en impact sur un obstacle cubique,

### 2.5.1 Jet unique en impact

Pour comprendre les structures propres au jet en impact, il convient d'abord de s'intéresser au cas du jet libre.

#### 2.5.1.1 Structure du jet libre

Une décomposition classique proposée pour le jet libre est de distinguer trois zones (figure (2.16)) : **La zone de corps potentiel** : elle se caractérise par une vitesse en sortie de buse conservée sur l'axe central du jet à l'intérieur de ce qui s'appelle alors le corps potentiel.

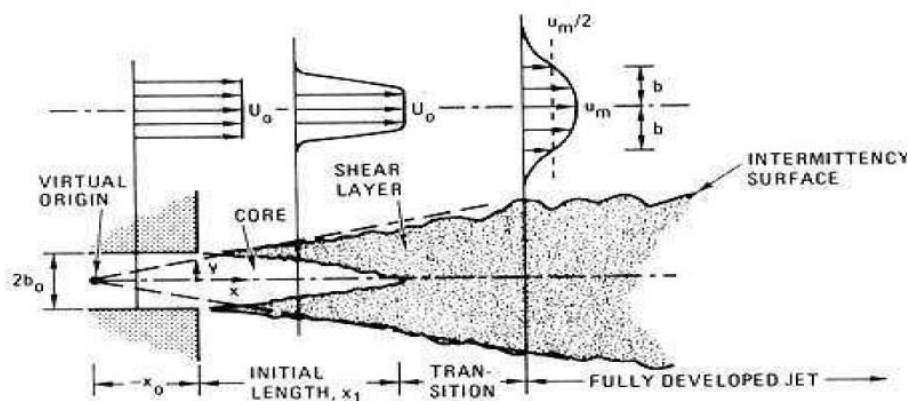


Figure - 2.12 : Structure générale du jet libre (*Blevins R 1984*).

L'air environnant est entraîné par le jet et réduit ainsi progressivement la vitesse dans le jet jusqu'à atteindre la ligne centrale. L'entraînement de l'air environnant crée une région de mélange et de fort cisaillement. La longueur du corps potentiel est généralement évaluée entre 4 et 7 fois le diamètre hydraulique de l'injecteur (*Gautener.jet al, 1970*), (*Livingood.j et al 1973*), (*Sparrowe.E, 1975*),

mais ce résultat dépend fortement des profils de vitesse et des taux de turbulence en sortie d'injecteur. La géométrie de l'injecteur influence nécessairement ces deux paramètres.

**La zone de transition :** Cette zone commence lorsque les couches de mélange se rejoignent au centre du jet. On observe alors une baisse de la vitesse axiale due aux fortes contraintes de cisaillement dans cette zone.

**La zone développée :** Les profils de vitesse sont désormais auto semblables et peuvent être déduits des profils amont par similitude. Différents auteurs placent le début de cette zone à partir de 8 fois jusqu'à 20 fois le diamètre hydraulique de l'injecteur. La turbulence dans le jet a deux origines qui sont la turbulence initiale en sortie de buse, et la turbulence générée par les contraintes de cisaillement dans la couche de mélange entre l'air environnant et le jet. Ainsi *Cornaro et al. (1999)*, ainsi que *Popiel et Boguslawski (1979)* ont observé des structures tourbillonnaires cohérentes en bordure de jet. Ces structures n'apparaîtraient que pour une couche limite fine et laminaire à l'injection. Seules des traces de ces structures sont observées lorsque la couche limite à l'injection devient turbulente. De plus, le jet devient instable à partir d'environ 1,5 fois le diamètre hydraulique et un phénomène de battement du jet commence à apparaître.

## 2.5.2 Jet unique en impact

### 2.5.2.1 Structure du jet en impact

Une fois explicitée la structure du jet libre, il apparaît que les caractéristiques d'un jet en impact peuvent se révéler très différentes selon la distance d'impact et donc selon la zone dans laquelle se situe l'impact. Trois régions distinctes sont considérées dans la structure d'un jet en impact (figure (2.17)).

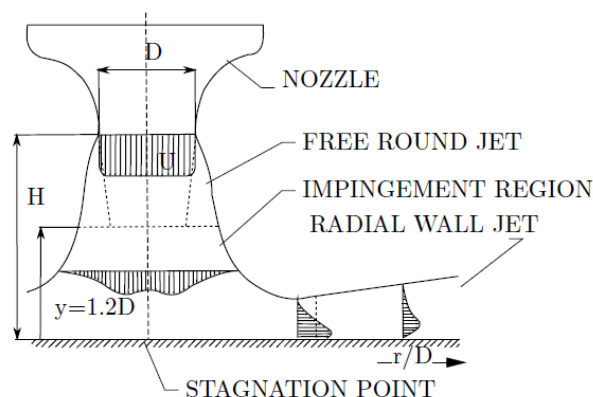


Figure - 2.13 : Schéma d'un jet en impact (*Popiel, C. et Trass. O, 1991*).

- **La zone de jet libre :** Il s'agit de la zone qui possède les caractéristiques énoncées précédemment. Cette région n'est pas affectée par la paroi d'impact et se comporte donc comme le jet libre. Cependant sa longueur va varier selon la distance d'impact.
- **La zone d'impact :** Elle se caractérise principalement par une baisse de la vitesse axiale au profit d'une augmentation de la vitesse radiale. On note également que la pression près de la paroi décroît radialement depuis le point de stagnation. L'écoulement le long de la plaque d'impact est donc accéléré depuis le point de stagnation. La fin de cette zone peut être définie comme étant l'endroit où la vitesse radiale est maximale.

Lorsque la distance d'impact est petite ( $H/D \leq 4$ ), les structures tourbillonnaires issues du jet libre s'étirent et grossissent (figure (2.17)). Pour de plus grandes distances d'impact, *Cornaro et al. (1999)* et *Méola et al. (2000)*. Observent une oscillation dans la zone d'impact du jet qui disloque les structures tourbillonnaires issues du jet libre.

- **La zone de jet pariétal :** L'écoulement possède maintenant les caractéristiques d'un jet pariétal. La couche limite se développe le long de la surface d'impact et la vitesse radiale diminue. Les structures tourbillonnaires observées pour de petites distances d'impact se disloquent dans la zone de jet pariétal (*meaola.C 2000*).

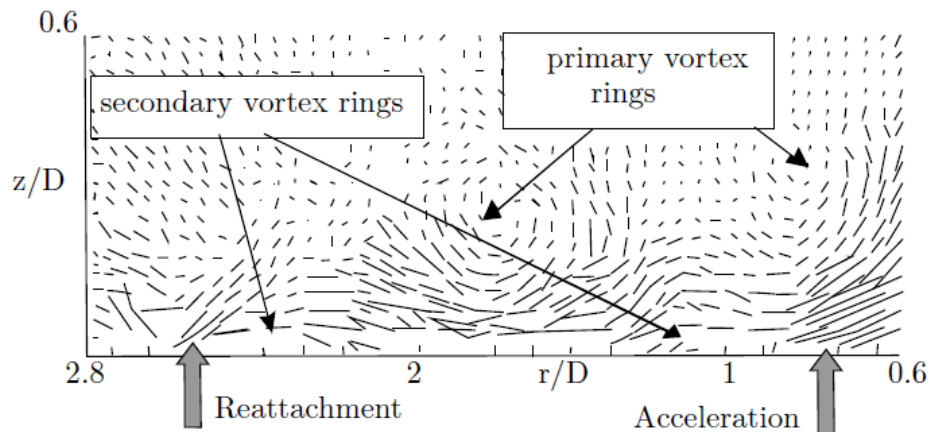


Figure - 2.14 : Structures tourbillonnaires primaires et secondaires observées par PIV (*Buchlin. J, 2000*).

## 2.6 Loi de la paroi (wall function)

On distingue deux zones au sein des couches limites dynamiques turbulentes Figure (2-19) et Figure (2-20) :

**Une région interne :** qui dépend fortement des conditions à la paroi, et elle contient trois zones :

*Sous-couche visqueuse :* est une zone très mince et très proche de la paroi où les effets des forces visqueuses sont prépondérants devant les effets des forces d'inertie. Dans cette zone :

$$U_p^+ = y_p^+ \quad (2-39)$$

Une couche (tampon) de transition : où les contraintes visqueuses et turbulentes sont de même grandeur.

Zone logarithmique : est une zone où la vitesse varie proportionnellement à  $\log y^+$ . Dans cette zone, les effets turbulents sont prépondérants par rapport aux effets moléculaires. Le profil de vitesse est décrit par la relation (loi logarithmique) suivante :

$$U_p^+ = \frac{1}{k} \ln(E y^+) \quad (2-40)$$

Une région externe : est une région de turbulence pleinement développée, où l'effet de la turbulence l'emporte sur la viscosité, et les contraintes pariétales s'expriment par :

$$\tau_w = -\rho \overline{u'v'} \quad (2-41)$$

L'idée de la loi de paroi consiste à placer le point de calcul dans la zone logarithmique. En supposant principalement que :

l'écoulement est en équilibre dans cette zone, si bien que la production de la turbulence est égale à sa dissipation ( $P = \varepsilon$ ).

Le profil de vitesse suit la loi logarithmique.

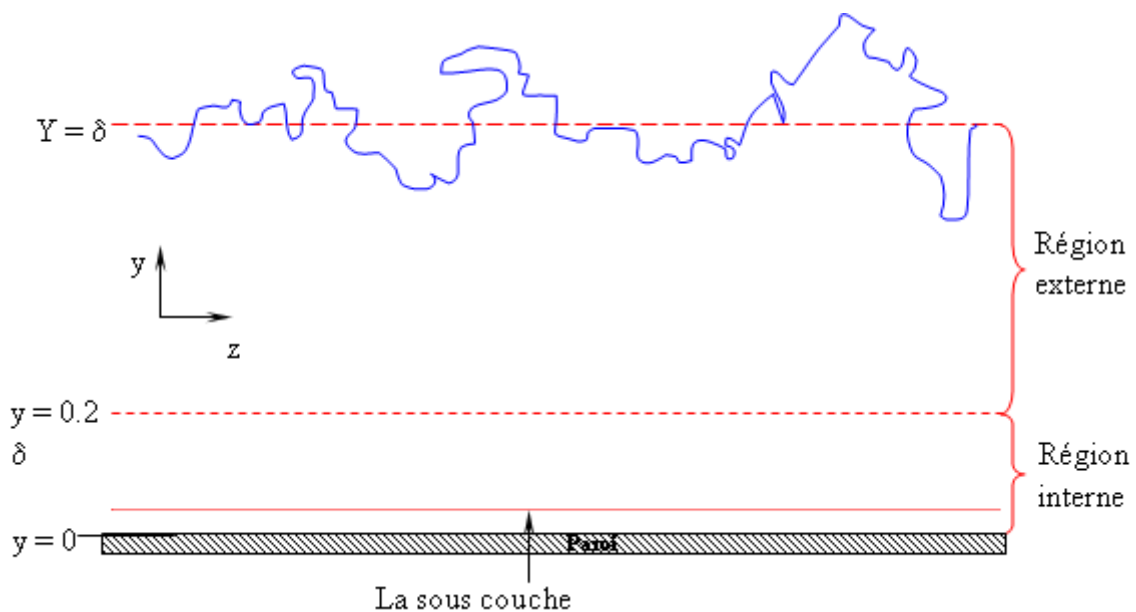


Figure - 2.15 : Structure typique de la couche limite turbulente (Lakehal, 2001).

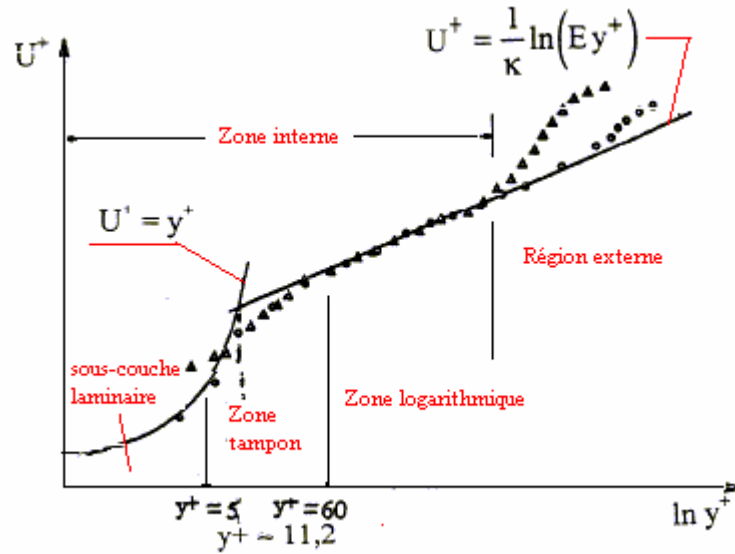


Figure - 2.16 : Subdivision de la couche limite turbulente (Bellettre, 1998).

Puisque le principe de l'équilibre n'est pas valable dans la sous couche visqueuse, une attention très particulière doit être consacrée à la position du centre du premier volume de contrôle sur lequel les conditions aux limites sont appliquées. Il doit se situer dans la zone où  $11.6 \leq y_p \leq 200$ .

$$\begin{cases} U_p^+ = y_p^+ & \text{si} & y_p^+ \leq 11.63 \\ U_p^+ = \frac{1}{k} \ln(E y_p^+) & \text{si} & y_p^+ > 11.63 \end{cases} \quad (2-42)$$

où

$$U^+ = U \sqrt{\frac{\rho}{\tau_w}} \quad \text{et} \quad y^+ = \frac{\rho y}{\mu} \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}$$

## 2.6.1 Les modèles de Turbulence

### 2.6.1.1 Modèle k-ε :

Le modèle k-ε est un modèle semi-empirique développé par (Launder et Spalding (1974)). L'approche consiste à représenter les propriétés de la turbulence à l'aide d'échelle de vitesse "θ" et de longueur de mélange "l" où :

$$\theta = k^{\frac{1}{2}} \quad \text{et} \quad l = \frac{k^{\frac{3}{2}}}{\varepsilon}$$



On spécifie la viscosité turbulente comme suit :

$$\mu_t = C_\mu \rho \theta l = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \tag{2-43}$$

Où  $C_\mu$  : est une constante adimensionnelle.

Le modèle  $k-\varepsilon$  comporte deux équations de transport l'une pour l'énergie cinétique turbulente  $k$ , et l'autre pour le taux de sa dissipation  $\varepsilon$  :

$$\underbrace{\frac{\partial(\rho k)}{\partial t}}_{\text{Taux de variation de } k} + \underbrace{\text{div}(\rho k c)}_{\substack{\text{Transport} \\ \text{Par} \\ \text{convection de} \\ k}} = \underbrace{\text{div}\left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \text{grad } k\right)}_{\text{diffusion}} + \underbrace{2 \mu_t E_{ij} E_{ij}}_{\text{Production}} - \underbrace{\rho \varepsilon}_{\text{dissipation}} \tag{2-44}$$

$$\underbrace{\frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t}}_{\text{Taux de variation de } \varepsilon} + \underbrace{\text{div}(\rho \varepsilon c)}_{\substack{\text{Transport} \\ \text{Par} \\ \text{convection de} \\ \varepsilon}} = \underbrace{\text{div}\left(\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \text{grad } \varepsilon\right)}_{\text{diffusion}} + \underbrace{C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} 2 \mu_t E_{ij} E_{ij}}_{\text{Production}} - \underbrace{C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k}}_{\text{dissipation}}$$

Tableau-2.1 : Les constantes les plus couramment utilisées :

$C_\mu$	$\sigma_k$	$\sigma_\varepsilon$	$C_{1\varepsilon}$	$C_{2\varepsilon}$
0.09	1.00	1.30	1.44	1.92

### 2.6.1.2 Modèle de Turbulence SST (Shear Stress Transport) :

Sous un gradient de pression défavorable, le décollement joue un rôle important près de la paroi (intensification du transfert de chaleur). Le modèle Shear Stress Transport (SST) a démontré ces possibilités de prédictions précises de la séparation dans de nombreux cas

L'idée derrière le SST est de combiner le modèle  $k-\varepsilon$  et le modèle  $k-\omega$  à l'aide de coefficients d'amortissements  $f_1$ .

$f_1$  est égale à 1 près de la paroi et zéro loin de cette dernière. Il active le modèle de Wilcox ( $k-\omega$ ) dans la région près de la paroi et le modèle  $k-\varepsilon$  pour le reste de l'écoulement. Par cette approche, l'exécution du modèle Wilcox, peut être utilisé sans erreurs potentielles.

La formulation du modèle de SST est comme suit:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j k)}{\partial x_j} = \tilde{P}_k - \beta^* \rho k \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) \quad (2-45)$$

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j \omega)}{\partial x_j} = \frac{\gamma}{\nu_t} P_k - \beta \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + 2 \rho \sigma_{\omega^2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (2-46)$$

Avec :

$$\Gamma_k = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k}; \quad \Gamma_\omega = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega}; \quad P_k = \tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j}; \quad \tilde{P}_k = \min(P_k, C_{1\varepsilon}) \quad (2-47)$$

Les coefficients,  $\varphi_1$  et  $\varphi_2$  du modèle sont des fonctions de :

$$\varphi = f_1 \varphi_1 + (1 - f_1) \varphi_2 \quad (2-48)$$

Où les coefficients du modèle  $k - \omega$  et du modèle  $k - \varepsilon$  sont respectivement égales à :

$$\sigma_{k_1} = 2.0; \quad \sigma_{\omega_1} = 2.0; \quad \kappa = 0.41; \quad \gamma_1 = 0.5532; \quad \beta_1 = 0.075; \quad \beta^* = 0.09; \quad C_1 = 10$$

$$\sigma_{k_2} = 2.0; \quad \sigma_{\omega_2} = 1.168; \quad \kappa = 0.41; \quad \gamma_2 = 0.4403; \quad \beta_2 = 0.0828; \quad \beta^* = 0.09$$

# **Chapitre 3**

## *Méthode numérique*

## Chapitre 3 : Méthode numérique

### 3.1 Introduction

Beaucoup de phénomènes physiques peuvent être modélisés par des équations différentielles et non linéaires ; par exemple le flux d'un fluide dans un tuyau et tous les phénomènes de mécanique des fluides. Mais la résolution de ces équations en méthode analytique est souvent difficile.

Durant ces dernières années, de nombreuses méthodes numériques ont été conçues pour résoudre les équations des différents phénomènes physiques, on peut citer à titre exemple :

- La méthode des différences finies.
- La méthode des éléments finis.
- La méthode des volumes finis.

### 3.2 Méthode des volumes finis

La méthode des volumes finis est une méthode de discrétisation pour les lois de conservation. Cette méthode consiste à discrétiser le domaine de calcul en une multitude de volumes de contrôle (cellules) la forme intégrale du problème à résoudre à une place de sa forme différentielle considérée. Ces volumes de contrôle enveloppent tout le domaine de calcul sans chevauchement, de telle façon que la somme de leurs volumes soit égale exactement au volume du domaine de calcul. Un point est positionné au centre de chaque volume et est appelé centre du volume de contrôle, il sera noté  $P$ , (figure (3.1)). Les nœuds des volumes voisins seront notés suivant leurs positions  $N$ ,  $S$ ,  $W$ ,  $E$ ,  $T$  et  $B$  (se rapportant aux directions *North*, *South*, *West*, *East*, *Top* et *Bottom* respectivement). Dans la méthode des volumes finis les lois de conservation (de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie) sont exprimées localement sous une forme intégrale. La pierre angulaire de cette méthode réside dans le théorème de *Gauss* (appelé aussi le théorème de la divergence ou théorème d'*Ostrogradski*) et qui permet de transformer une intégrale de volume en une intégrale de surface.

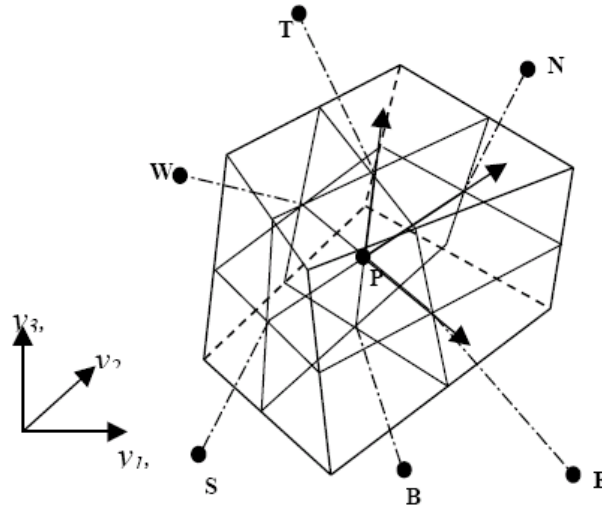


Figure - 3.1 : Volume de contrôle dans un maillage tri dimensionnel non orthogonal (Azzi. A, 2001).

### 3.2.1 Etape de la méthode des volumes finis

On considère un problème de transport de la variable  $\phi$  par diffusion

$$\text{div}(\Gamma \text{grad}\phi) + S\phi = 0 \tag{3-1}$$

L'application du théorème de la divergence ou théorème d'Ostrogorski est la clé de la méthode des volumes finis qui permet de changer une intégrale de volume en intégrale de surface.

$$\int_A \Gamma \text{grad}(\phi) \cdot n \cdot dA + \int_{CV} S_\phi dV = 0 \tag{3-2}$$

A : surface enveloppant le volume de contrôle CV.

n : vecteur unitaire.

L'équation (3.1) en 1 D prend la forme suivante :

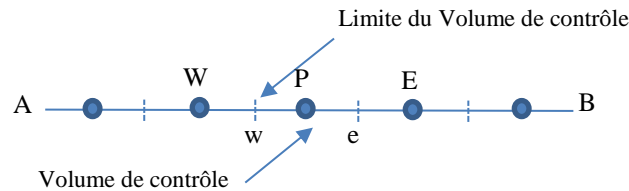
$$\frac{d}{dx} \left( \Gamma \frac{d\phi}{dx} \right) + S = 0 \tag{3-3}$$

$\Gamma$  : Coefficient de diffusion.

S : terme source.

▪ **Etape 1 : Le Maillage**

La première étape dans la méthode des volumes finis est de générer le domaine de calcul, ça veut dire que cette étape consiste à diviser le domaine de calcul en un nombre fini et discret de volume de contrôle. La valeur de  $\phi$  aux frontières A et B est maintenues constante.



La valeur de  $\phi$  aux frontières A et B est maintenue constante (conditions de Dirichlet). La première étape dans cette méthode consiste à diviser le domaine de calcul en un nombre fini et discret de volume de contrôle. L'opération consiste à subdiviser le domaine de calcul (Ligne AB) en un certain nombre de segments (Volume de contrôle). Le centre de chaque volume est placé exactement au milieu du segment correspondant. Il est commode d'arranger pour que les facettes des nœuds de frontières coïncident exactement avec les frontières du domaine de calcul. Dans le cas de la figure ci-dessous le domaine de calcul est divisé en cinq volumes de contrôles.

○ **Système de notation**

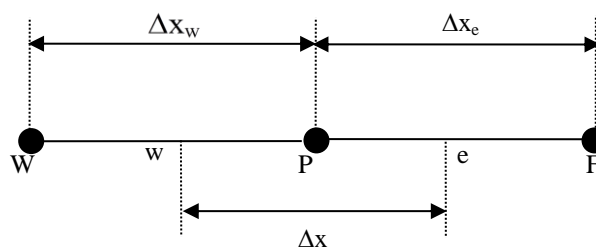


Figure - 3.2 : Notion pour la grille de discrétisation monodimensionnelle.

▪ **Etape 2 : La discrétisation**

L'intégration de l'équation (3-3) sur le volume de contrôle de centre P donne :

$$\int_{\Delta v} \frac{d}{dx} \left( \Gamma \frac{d\phi}{dx} \right) dv + \int_{\Delta v} S dv = \left( \Gamma A \frac{d\phi}{dx} \right)_e - \left( \Gamma A \frac{d\phi}{dx} \right)_w + \bar{S} \Delta V = 0 \quad (3-4)$$

**1**
**2**
**3**

Interprétation : (principe de conservation)

**1** : Production de  $\phi$  dans le CV.

**2** : Flux diffusif de  $\phi$  sortant de la facette « e ».

**3** : Flux diffusif de  $\phi$  entrant de la facette « w ».

Dans le cas générale ou le coefficient de diffusivité n'est pas constant ces valeurs sur les facettes « w » et « e » du volume de contrôle CV seront exprimées en fonction des valeurs au points nodaux P, W et E par :

$$\Gamma_e = \frac{\Gamma_E + \Gamma_P}{2} ; \quad \Gamma_w = \frac{\Gamma_P + \Gamma_W}{2} \quad (3-5)$$

Pour simplifier l'exposer nous allons utiliser un maillage uniforme ( $\Delta X_e = \Delta X_w = \Delta X$ ) et appliquer un schéma centré d'ordre deux pour remplacer les dérivées primaires sur les facettes de volumes de contrôle

$$\left( \Gamma A \frac{d\phi}{dx} \right)_e = \Gamma_e A_e \left( \frac{\phi_E - \phi_P}{\Delta X} \right) \quad (3-6)$$

$$\left( \Gamma A \frac{d\phi}{dx} \right)_w = \Gamma_w A_w \left( \frac{\phi_P - \phi_W}{\Delta X} \right) \quad (3-7)$$

Généralement le terme source  $S$  peut aussi dépendre de la fonction  $\phi$  elle-même.

Dans une telle situation nous écrirons :

$$\bar{S} \Delta V = S_u + S_P \phi_P \quad (3-8)$$

En substituant les équations (3-5) (3-6) (3-7) (3-8) dans (3-4), nous obtenons :

$$\Gamma_e A_e \left( \frac{\phi_E - \phi_P}{\Delta X} \right) - \Gamma_w A_w \left( \frac{\phi_P - \phi_W}{\Delta X} \right) + S_u + S_P \phi_P = 0 \quad (3-9)$$

Et après arrangement :

$$a_p \phi_p = a_w \phi_w + a_e \phi_e + S_u \quad (3-10)$$

Avec :

$$a_w = \frac{\Gamma_w}{\Delta X} A_w, a_e = \frac{\Gamma_e}{\Delta X} A_e, a_p = a_w + a_e - S_p \quad (3-11)$$

### ▪ Etape 3 : La résolution des équations

L'équation (3-8) sera construite pour tous les volumes de contrôles du domaine de calcul. En vue d'incorporer les conditions aux limites, un traitement spécial sera réservé aux volumes de frontières. Le système d'équations résultant sera un système d'équations. La distribution discrète de la variable  $\phi$  sur le domaine de calcul peut être obtenue par inversion de la matrice du système d'équations. Cependant, cette méthode n'est quasiment jamais utilisée pour la simple raison qu'elle est très coûteuse en mémoire de stockage. Les méthodes itératives (par exemple : *Gauss Seidel*) sont plus efficaces dans ce cas. Dans un calcul itératif il faut aussi définir un critère de convergence pour pouvoir arrêter les calculs à un moment donné.

#### Critère de convergence :

A partir de l'équation (3-10) nous pouvons écrire une expression du résidu pour estimer la satisfaction éventuelle de l'équation :

$$R = \sum_{l'ensemble\ des} |a_w \phi_w + a_e \phi_e + S_u - a_p \phi_p| \quad (3-12)$$

$R$  représente le résidu des calculs et possède par conséquent l'unité de l'équation différentielle intégrée. Dans notre cas c'est le flux de chaleur (Joule par second). Pour avoir une idée précise sur la convergence des calculs, il faut contrôler la valeur normalisée du résidu  $R/F \leq \mathcal{E}$  où  $F$  représente le flux total.

## 3.3 Le code de calcul ICEM-CFD CFX-14.0

### 3.3.1 Introduction

Au cours de ces vingt dernières années, l'évolution rapide des capacités des calculateurs, a permis des progrès notables dans la compréhension de nombreux phénomènes physiques, notamment dans les écoulements turbulents. Les perspectives offertes par la simulation numérique en font un outil



essentiel pour l'étude et la prédiction de la turbulence, tant du point de vue fondamental que de celui des applications à des écoulements dont la complexité est sans cesse croissante.

Pour l'aspect fondamental, quand il s'agit d'étudier un phénomène physique particulier, on a souvent recours à la simulation numérique directe (*DNS*). Ce type de simulation, qui consiste en la résolution numérique des équations de Navier Stokes sans aucune modélisation.

Dans certains cas de configuration géométriques complexes, ces écoulements sont traités numériquement à l'aide de techniques de *CFD* (*Computation Fluide Dynamique*). A l'heure actuelle, il existe un certain nombre de codes tridimensionnels conviviaux, aux meilleurs performants permettant la prédiction d'écoulements fluides par la résolution des équations de Navier Stokes grâce aux méthodes des volumes finis. Des différences finies ou des éléments finis (CFX, PHOENICS, FLUENT, STAR-CD, TRIO...).

### 3.3.2 - Présentation du code de calcul CFX-14.0

Dans nos jours, la simulation numérique joue un rôle important pour accélérer le travail de l'ingénieur, et lui faire gagner beaucoup de temps, surtout pour ceux qui s'intéressent au domaine de la mécanique des fluides.

La simulation numérique a été réalisée par un logiciel de dynamique des fluides ; CFX 14.0 d'une robuste performance, ce logiciel se base sur la méthode des volumes finis.

La géométrie, à la visualisation des résultats, en passant par la création du maillage et le calcul. Le *CFX* dans sa version 14.0, est divisé en 4 modules : *ICEM-CFD*, *CFX-pre*, *CFX-solver*, *CFX-post*.

## 3.4 Etude expérimentale

L'étude expérimentale réalisée par *Masip et al. (2012)*, comporte un seul cube simple d'une hauteur de (15mm) qui représente un élément électronique placé dans une soufflerie. Cet obstacle est placé dans un écoulement d'air qui se produit par une conduite de hauteur égale à 30 mm et un jet circulaire pointé perpendiculairement sur la face supérieur du cube imposé, où le diamètre du cylindre est de l'ordre de 12 mm, comme il est représenté sur la Figure (3.3). Le but du travail et d'étudier l'influence du nombre de Reynolds (*Rej* et *ReH*) sur la structure de l'écoulement, trois nombre de Reynolds de 3410, 5752, 8880, ont été étudiés, correspondants au rapport suivants 0.5, 1.0, 1.5, respectivement.

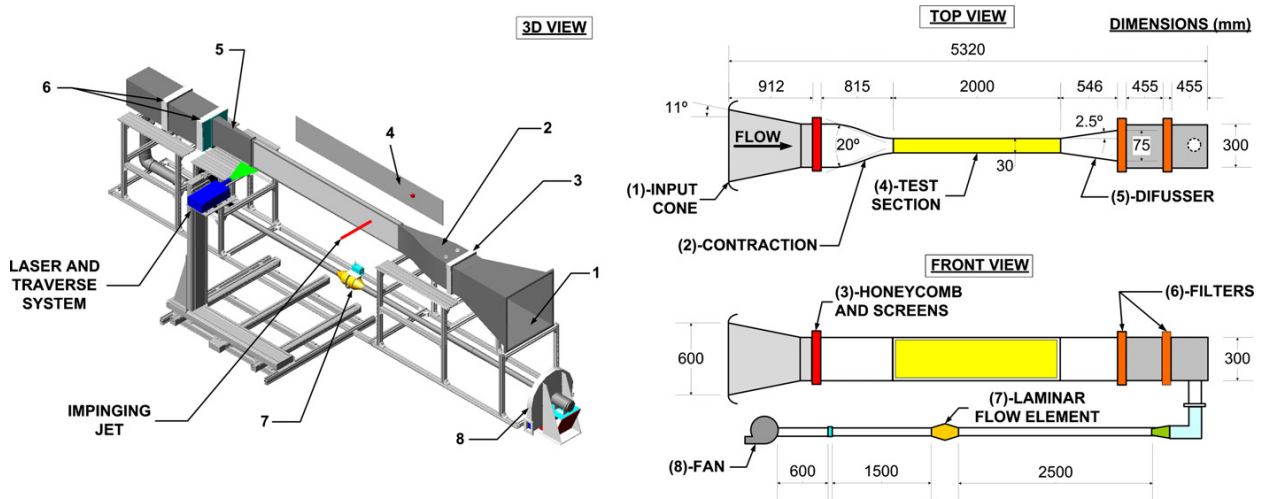


Figure - 3.3 : Schéma représente les dimensions de la soufflerie de (Masip et al.2012).

### 3.5 Cas étudié

La configuration géométrique étudiée, ressemble sensiblement à celle étudiée expérimentalement par Masip et al. (2012). Dans cette étude, un cube chauffé à une température de  $60^{\circ}\text{C}$ , est placé dans un écoulement d'air forcé à  $20^{\circ}\text{C}$ . Cette étude est basée sur l'écoulement principal qui est maintenue à un nombre de Reynolds de 3410, calculé sur la base de la hauteur du canal ( $H=2h$ , où  $h$  est la dimension de l'arête du cube et vaut  $15\text{ mm}$ ) et de la vitesse débitante ( $U=1.705\text{ m/s}$ ). Coté jet impactant, trois nombres de Reynolds de 3410, 5752, 8880, ont été étudiés numériquement, correspondants aux rapports suivants:  $Re_j/ReH=0.5; 1.0$  et  $1.5$ . Ces rapports correspondent aux cas :  $F00, F05, F10, F15$ , respectivement, où  $F00$  correspond au cas sans injection. Les nombres de Reynolds du jet sont calculés sur la base du diamètre du jet ( $D=12\text{ mm}$ ) et de sa vitesse débitante (voir tableau (3.1)).

Tableau 3.1: Les dimensions du domaine de calcul et détail sur l'écoulement.

diamètre du jet	D	12 mm
Hauteur du cube	h	15 mm
Hauteur du de la conduite	H	$2h = 30\text{mm}$
Hauteur du chanfrein	S	1, 2 et 4 mm
Vitesse de référence	$U_{\text{inf}}$	1.705 m/s
Longueur du domaine de calcul	$S_x$	1000 mm
Largeur du domaine de calcul	$S_z$	150 mm
Nombre de Reynolds basé sur la hauteur de la conduite est la vitesse de référence	$Re_H$	3410

On considère les quatre premiers cas :  $F00$ ,  $F05$ ,  $F10$ ,  $F15$  comme des cas de base. La simulation est reproduite; d'une part pour trois cubes ayants des chanfreins sur leurs facettes du haut, la hauteur du chanfrein prend trois valeurs différentes 1, 2 et 4 mm, correspondants au rapport  $Re_j/Re_H=0.5$ ; 1.0 et 1.5 respectivement, voici les notations des cas avec chanfreins :  $FC105$ ,  $FC110$ ,  $FC115$ ,  $FC205$   $FC210$ ,  $FC215$  ;  $FC305$ ,  $FC310$ ,  $FC315$ .

Exemple :

$FC110$  : chanfrein de hauteur égale à 1 avec rapport (Taux d'injection)  $Re_j/Re_H=1.0$

$FC205$  : chanfrein de hauteur égale à 2 avec rapport (Taux d'injection)  $Re_j/Re_H=0.5$

D'autre part en ne considérant que le rapport des nombres de Reynolds le plus élevé ( $Re_j / Re_H=1.5$ ) pour le cas  $FC215$  (chanfrein de 2mm), on propose une modification de géométrie sur la facette haute du cube :  $FS15$ ,  $FF15$ ,  $FR15$ .

Les cas suivants sont représentés en couleur rouge dans le tableau (3.2).

$FS15$  : chanfrein sur les facettes droite et gauche seulement,

$FF15$  : chanfrein sur facette avant seulement,

$FR15$  : chanfrein sur facette arrière

Le but étant de vérifier si l'ajout des chanfreins améliore l'efficacité du refroidissement ou non.

En tout, la présente étude concerne seize configurations différentes rassemblées sur le tableau 3.2.

Tableau - 3.2: Détails des configurations étudiées

	Hauteur du chanfrein	$Re_j/Re_H$	$Re_j$	$U_j$ [m/s]
Case 1, $F00$	Cube régulier	0.0	0.0	0.0
Case 2, $F05$		0.5	1705	2.131
Case 3, $F10$		1.0	3410	4.262
Case 4, $F15$		1.5	5115	6.393
Case 5, $FC105$	1mm	0.5	1705	2.131
Case 6, $FC110$		1.0	3410	4.262
Case 7, $FC115$		1.5	5115	6.393
Case 8, $FC205$	2mm	0.5	1705	2.131
Case 9, $FC210$		1.0	3410	4.262
Case 10, $FC215$		1.5	5115	6.393
Case 11, $FC305$	4mm	0.5	1705	2.131
Case 12, $FC310$		1.0	3410	4.262
Case 13, $FC315$		1.5	5115	6.393
Case 14, $FS15$	2mm	1.5	5115	6.393
Case 15, $FF15$		1.5	5115	6.393
Case 16, $FR15$		1.5	5115	6.393

La figure (3.4) schématise le domaine de calcul considéré, qui se compose d'un canal rectangulaire sur lequel un cube est disposé sur la paroi inférieure. En plus de l'écoulement principal qui va de droite vers la gauche, il existe un jet circulaire pointé perpendiculairement sur la face supérieure du cube. Le cube est maintenu à une température de  $60^{\circ}\text{C}$  alors que les deux jets (jet horizontal, qui représente l'écoulement principal, et le jet vertical) ainsi que toutes les autres parois du canal sont maintenues à  $20^{\circ}\text{C}$ .

La simulation numérique est conduite via la suite du logiciel *ANSYS-CFX*, résolvant les équations moyennées de Navier Stokes et l'équation de l'énergie. Combinant un maillage non structuré et la méthode des volumes finis, la solution est obtenue via un algorithme de couplage pression-vitesse. La turbulence est modélisée par le modèle *Shear Stress Transport (SST)* de *Menter FR, (1993)*. Ce modèle est bien validé pour les écoulements à recirculation et combine les avantages de deux modèles qui sont le  $k - \omega$  et le modèle  $k - \epsilon$ . Après quelques essais, une grille optimisée (voir Figure (3.6)) d'environ 2253986 d'éléments et 2197576 nœud est retenue pour le calcul ralliant précision et économie de calcul. La compatibilité de la grille de calcul vis-à-vis du modèle de turbulence est vérifiée à posteriori pour assurer des valeurs de  $(y^+)$  inférieur à l'unité (voir figure (3.7)).

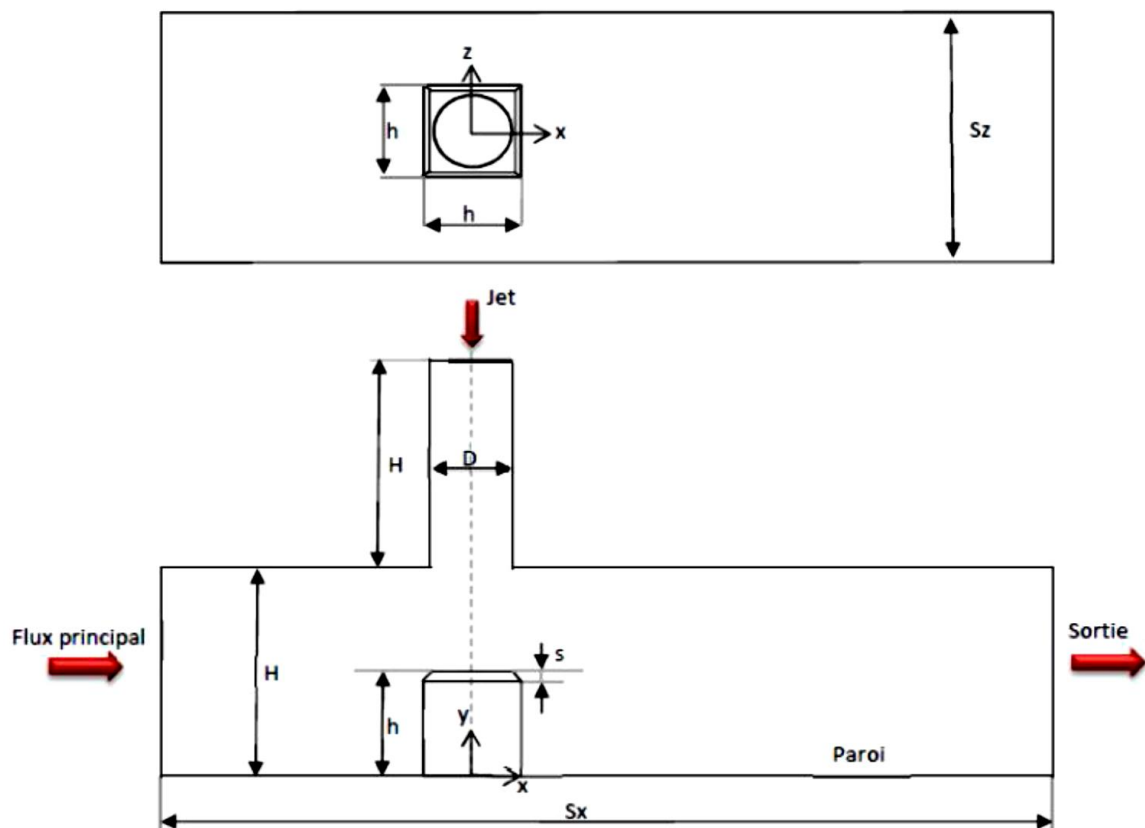
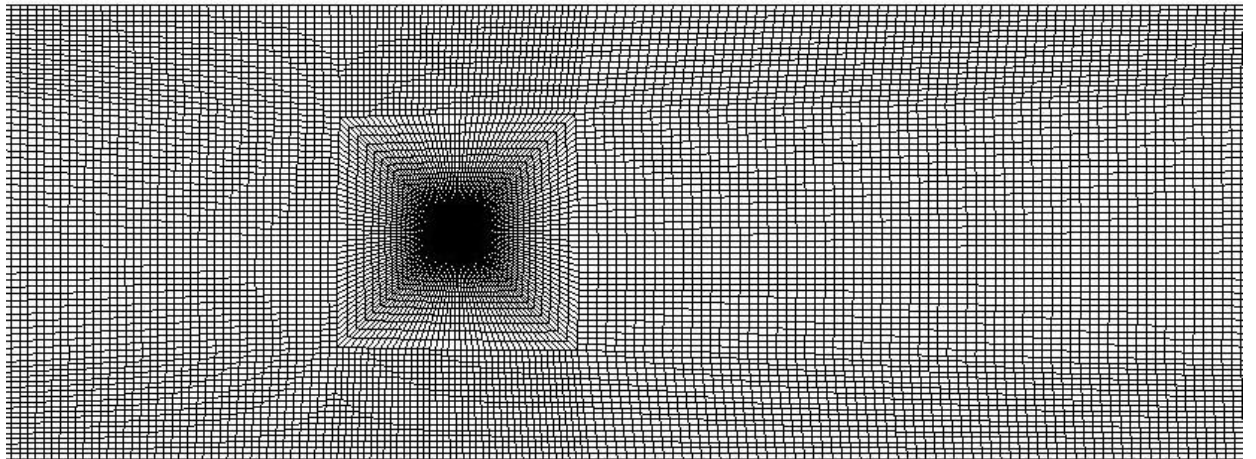
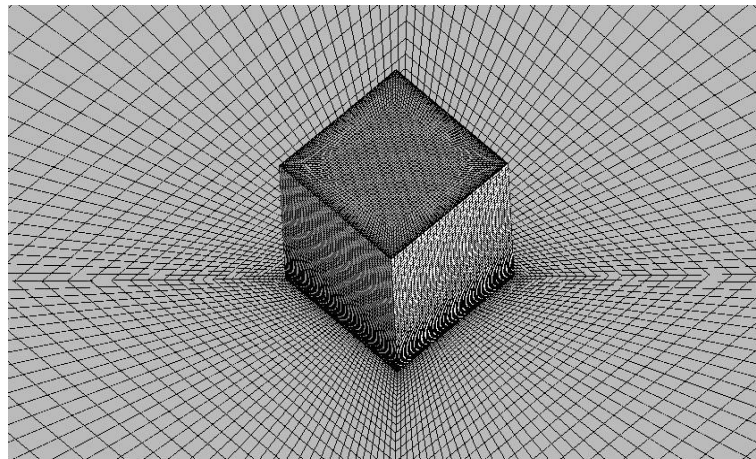


Figure - 3.4 : Domaine de calcul et conditions aux Limites.

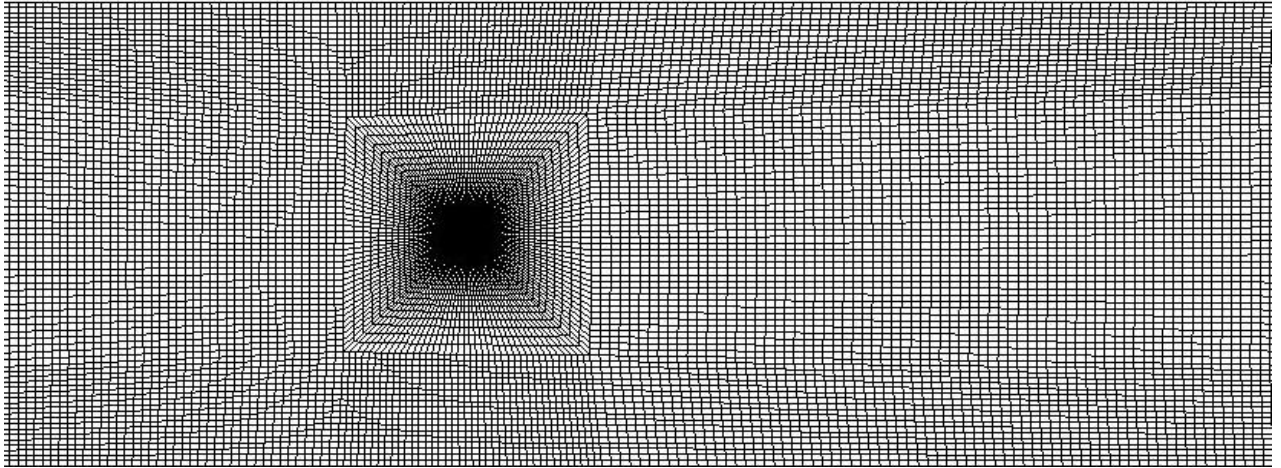


a)

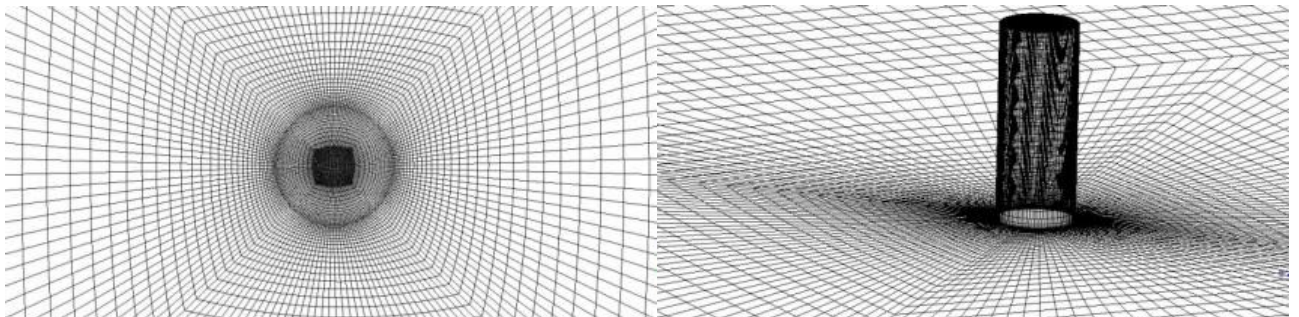


b)

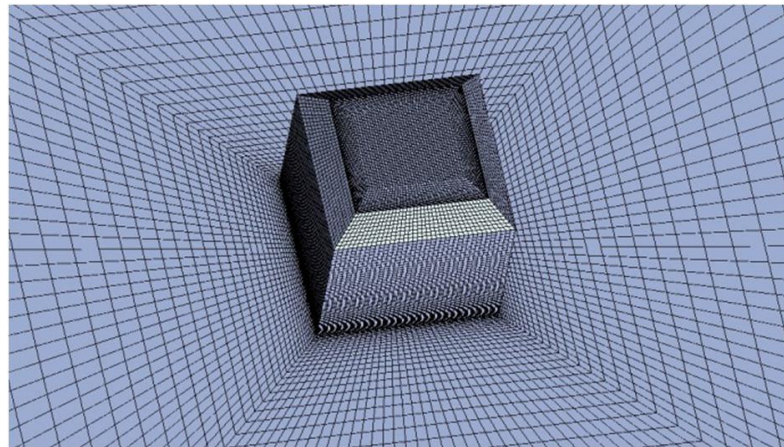
Figure - 3.5 : maillage du cas F00 : Environ 2253986 d'éléments et 2197576 nœuds  
a) grille de domaine de calcul.  
b) Vue rapprochée de la grille de calcul.



a)



b)



c)

Figure - 3.6: maillage du cas FC215 :

- a) grille du domaine de calcul.
- b),c) Vue rapprochée de la grille de calcul.

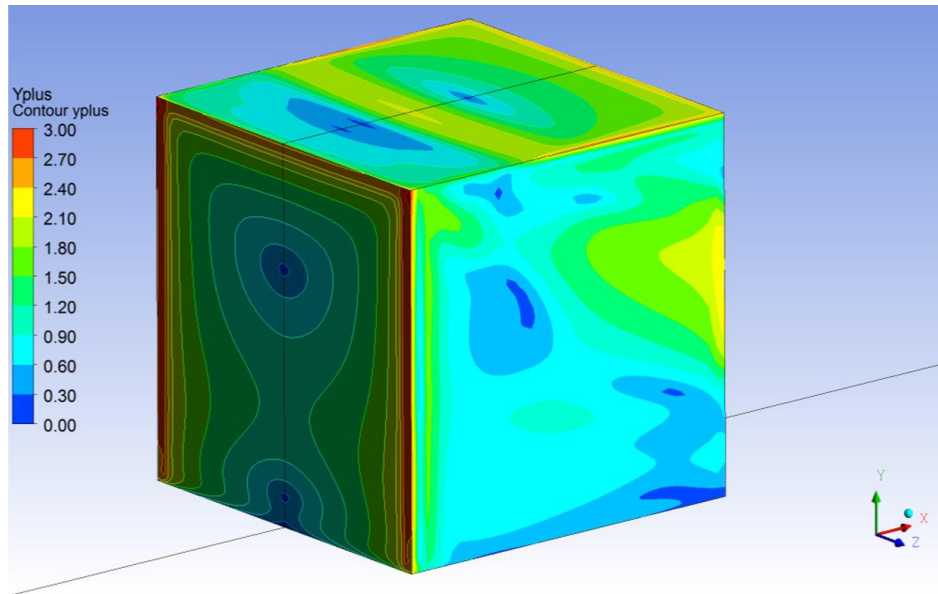


Figure - 3.7: Valeurs de  $y^+$  pour une cellule sur les parois solide du cube (case F05).

## **Chapitre 4**

### ***Résultats et discussions***



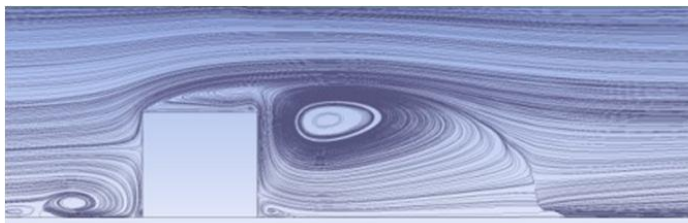


### 4.1.1 Cube régulier :

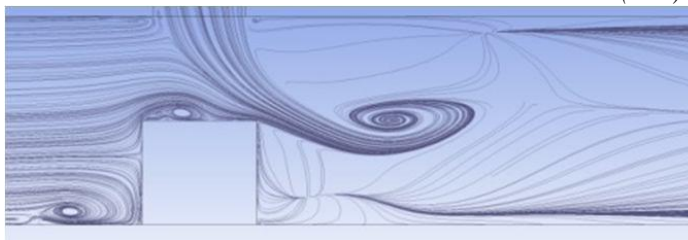
#### 4.1.1.1 Comparaison entre les résultats numériques, expérimentaux et le cas FC215

La structure longitudinale de l'écoulement est visualisée par les lignes de courants tracées sur le plan  $XY$  passant par l'origine à la position  $z/h=0$ . La figure (4.2) montre les résultats comparés à ceux obtenus expérimentalement par *Masip et al. (2012)*. Globalement, la validation est bonne du moins sur le côté qualitative. Pour la valeur la plus faible de  $Re_j$ , le jet est clairement dévié par l'écoulement principal et n'atteint pas la surface supérieure du cube. Une bulle de recirculation est maintenue en amont du cube ainsi que sur la face supérieure de celui-ci. En augmentant le  $Re_j$ , le jet est plus intense et réussit à atteindre la surface supérieure du cube.

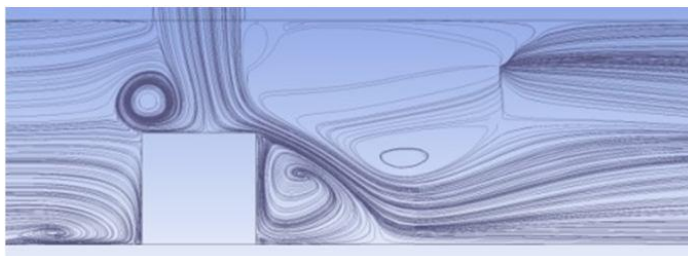
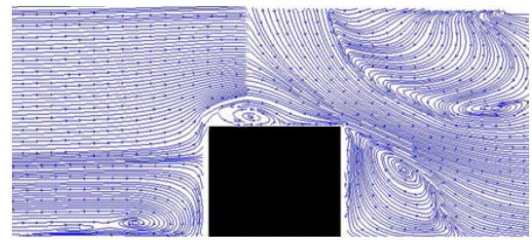
Alors que pour le  $Re_j$  le plus important, le jet impacte le cube et réussit même à se déverser sur la facette amont du cube. On remarque aussi la naissance des recirculations en amont du cube et du jet, témoins de la naissance des deux vortex en forme de fer à cheval. Sur la figure du dernier cas avec chanfrein (*FC215*), le jet impactant est dévié dans une direction oblique au lieu qu'elle soit horizontale. La structure de l'écoulement en aval du cube se trouve ainsi modifiée.



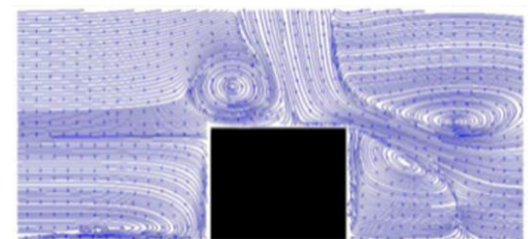
Cas1 (F00)

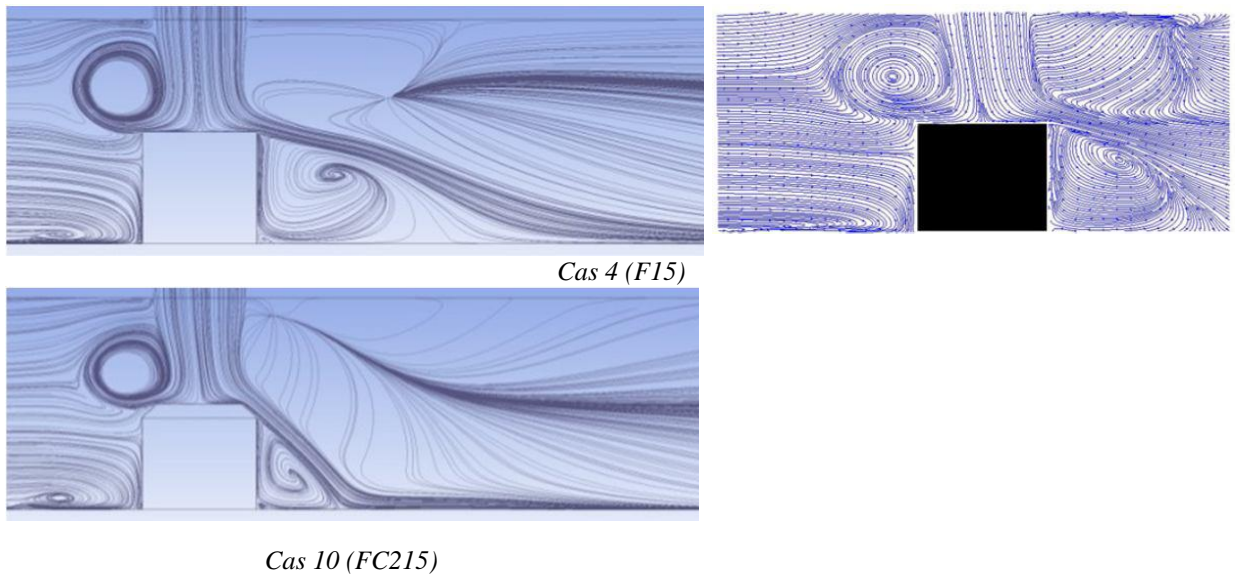


Cas2 (F05)



Cas3 (F10)



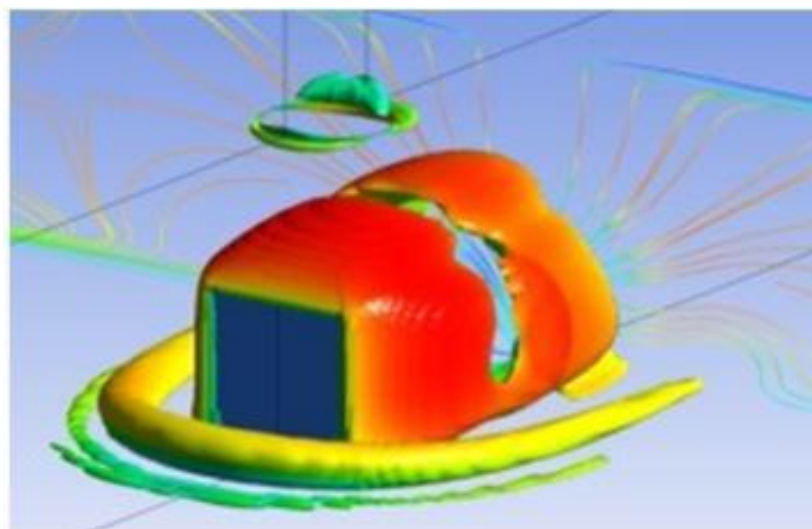


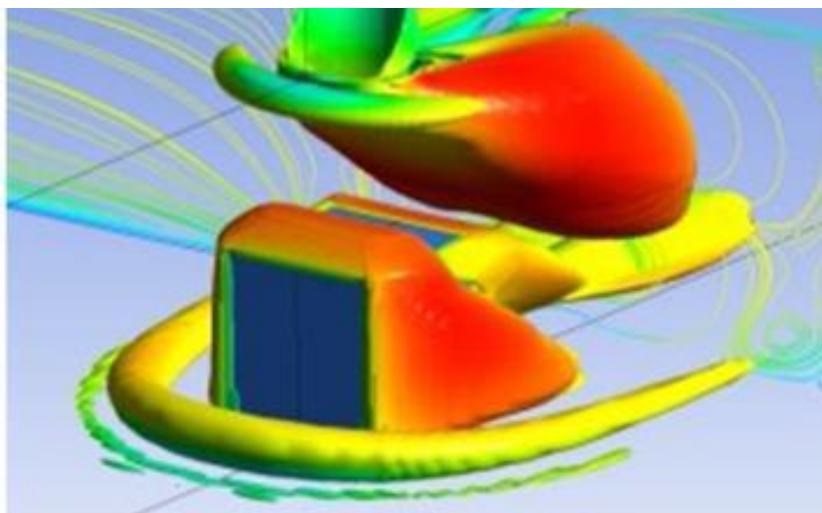
a) Résultats numériques

b) Résultats expérimentaux de (Massip et al, 2012)

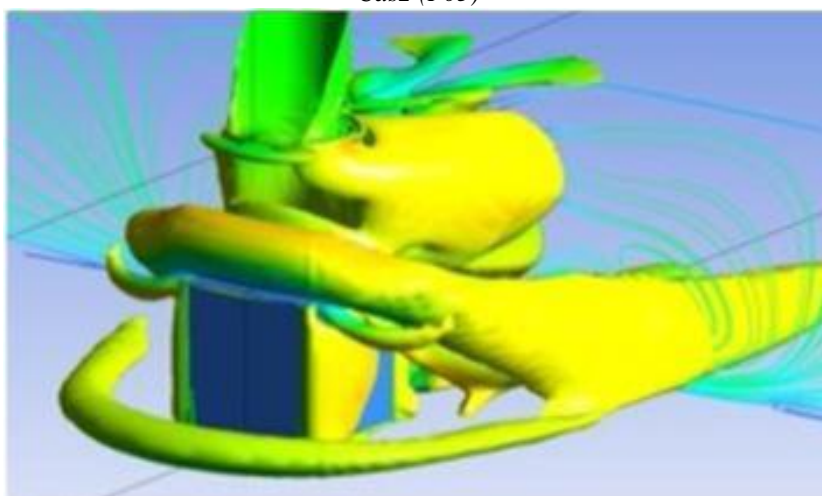
Figure - 4.2 : Lignes de courant sur le plan XY à  $z/h = 0$ .

La figure (4.3) montre la morphologie de l'écoulement en 3D à travers les iso surfaces du critère  $Q$  colorées par la vitesse longitudinale. La figure montre bien le caractère tri-dimensionnel de l'écoulement, notamment le développement du tourbillon en forme de fer à cheval autour de la facette amont du cube. L'autre tourbillon qui se développe autour du jet s'intensifie et prend une forme distinguée pour les valeurs élevées de  $Re_j$ .

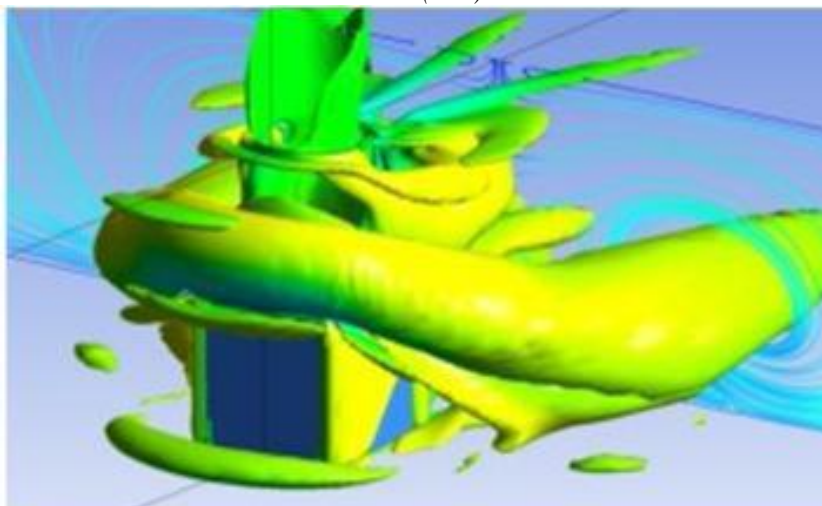
*Cas 1 (F00)*



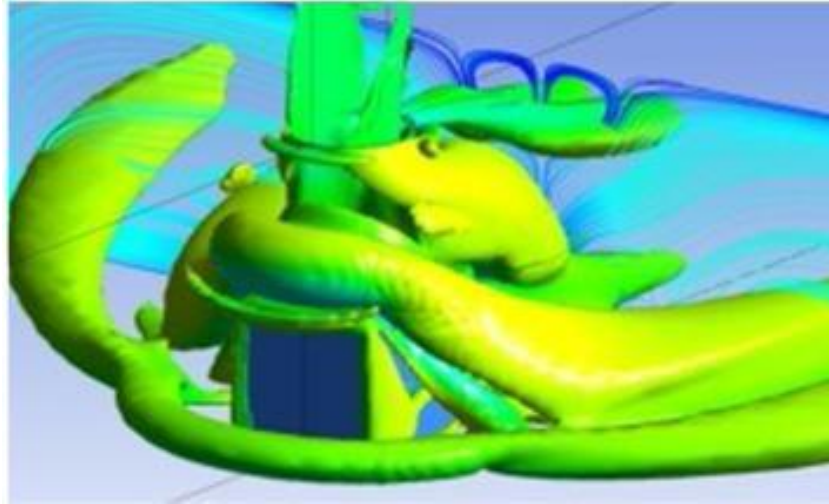
Cas2 (F05)



Cas 3 (F10)



Cas 4 (F15)



Cas 10 (FC215)

Figure - 4.3 : Iso surfaces du critère Q ( $6000 [s^{-2}]$ ) colorées par la vitesse longitudinale.

L'étude est complétée par une comparaison quantitative basée sur la comparaison des modules de la vitesse longitudinale sur quatre lignes verticales placées de part et d'autre du cube. La figure (4.4) montre la position des mesures alors que la comparaison en elle-même est représentée sur la figure (4.5). Globalement, la validation est satisfaisante et reproduit fidèlement la structure de l'écoulement. Pour le premier cas sans jet, le profil de l'écoulement principal, un peu avant le cube, est légèrement modifié par rapport à l'écoulement pleinement établi dans un canal. Sur le cube, on remarque la vitesse négative témoin de la bulle de recirculation au-dessus du cube. Alors qu'après le cube, l'écoulement s'accélère sur la moitié supérieure et se renverse sur la moitié inférieure. Ceci est un résultat naturel de la présence du cube comme obstacle à l'écoulement. Le premier cas, du jet le plus faible, modifie légèrement la structure de l'écoulement. La bulle de recirculation au-dessus du cube disparaît et le jet dévié horizontalement, participe à l'accélération observée au milieu du canal. L'intensification du jet impactant a pour effet de faire apparaître un écoulement inverse sur la première station en amont du cube. Le jet est tellement intense qu'après impact, il se divise en deux fragments horizontaux allant dans les deux sens de l'écoulement. On remarque aussi, que pour le cas avec chanfrein le flux horizontal est sensiblement incliné vers le bas.

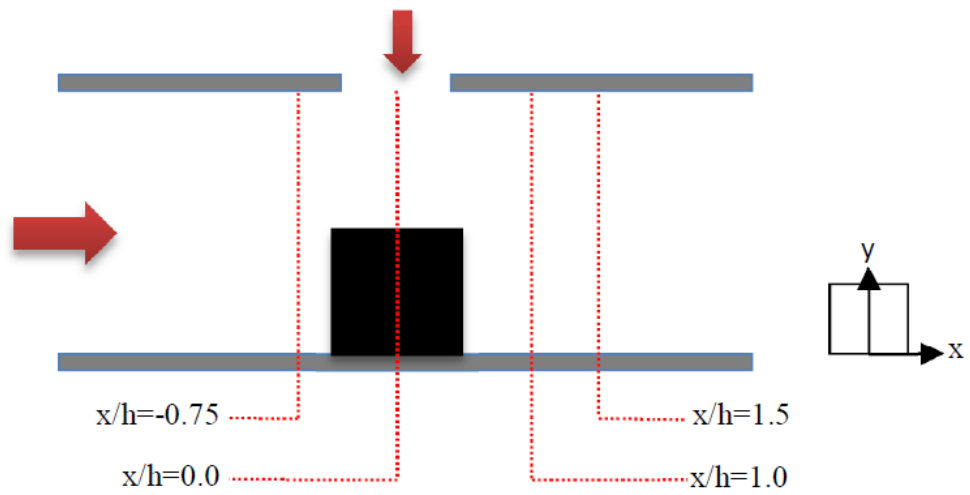
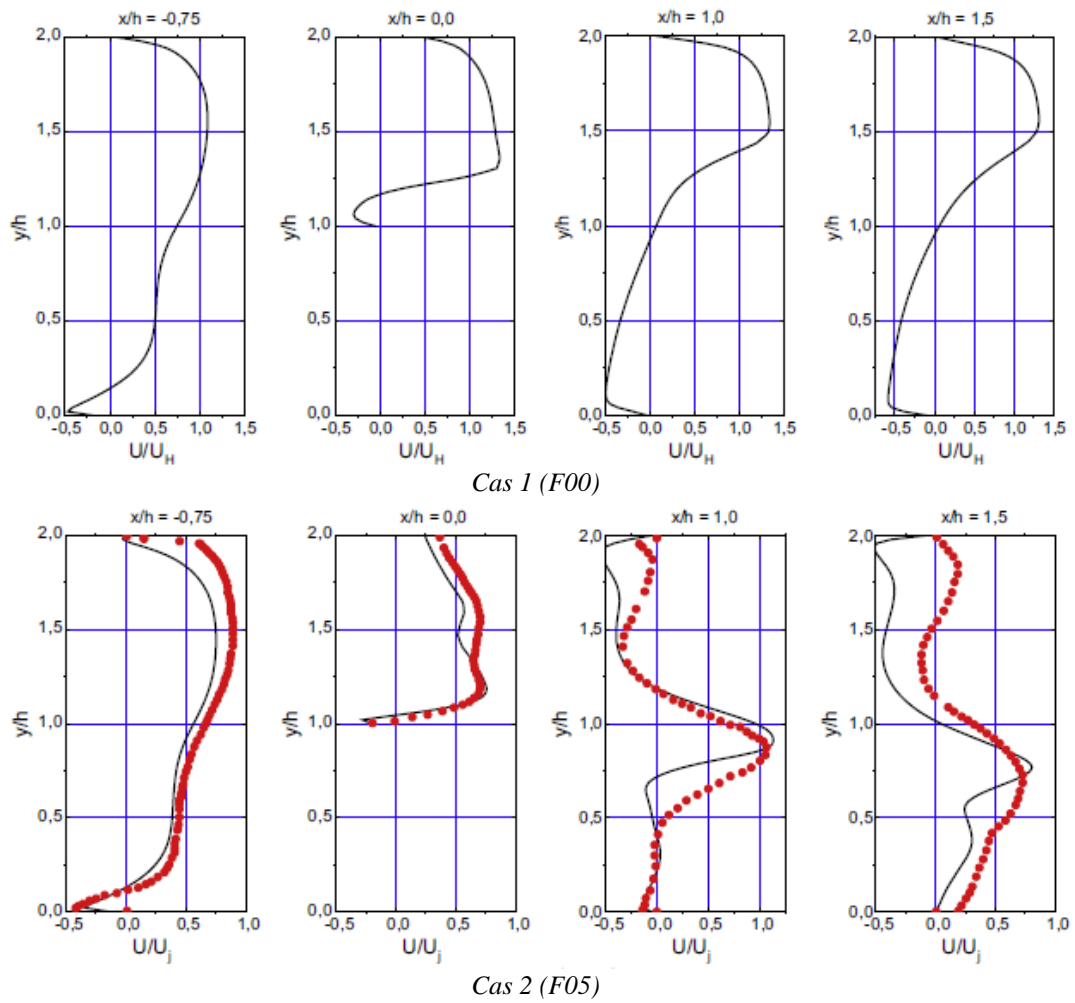


Figure - 4.4 : Position longitudinale des lignes pour validation



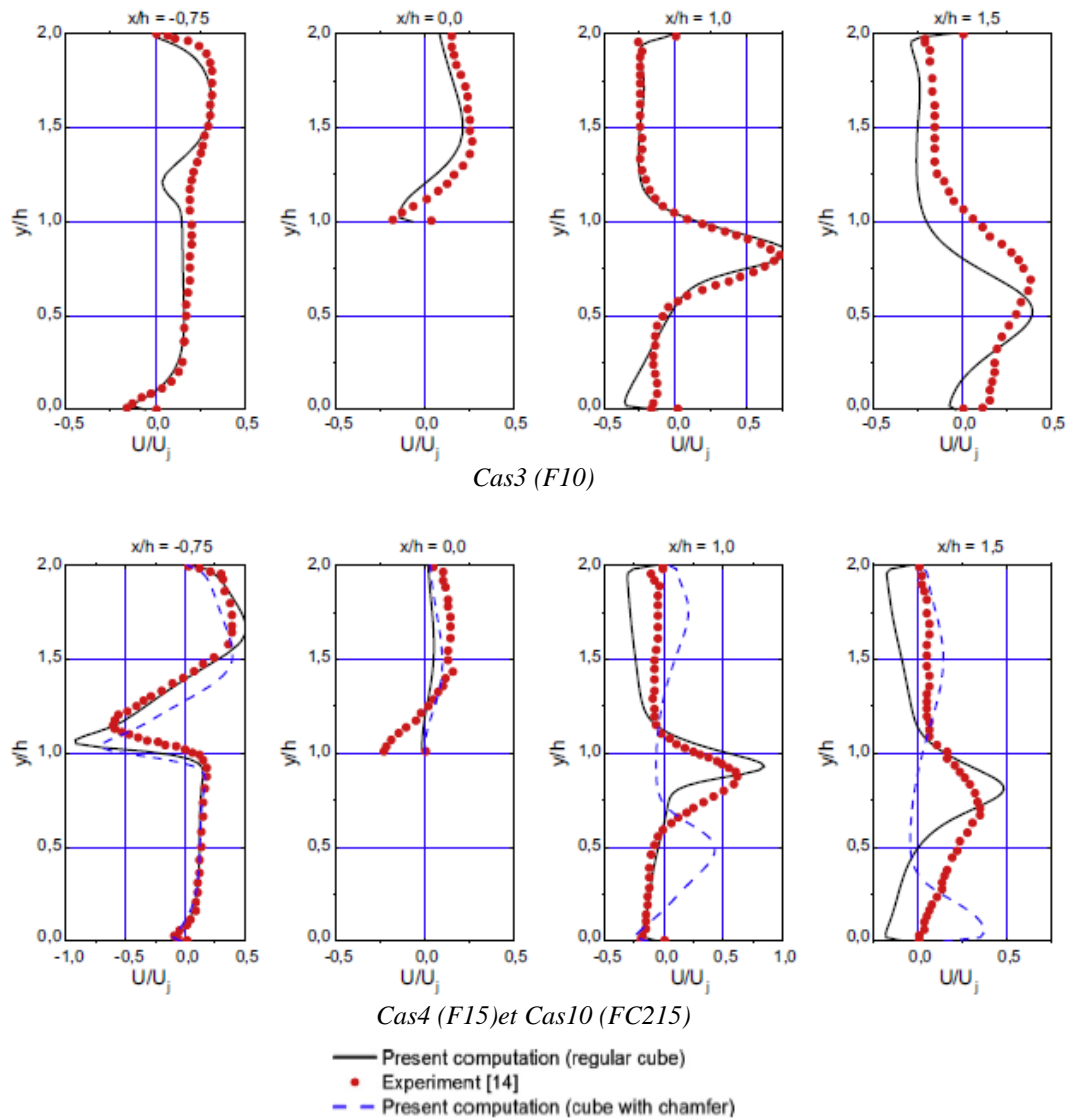
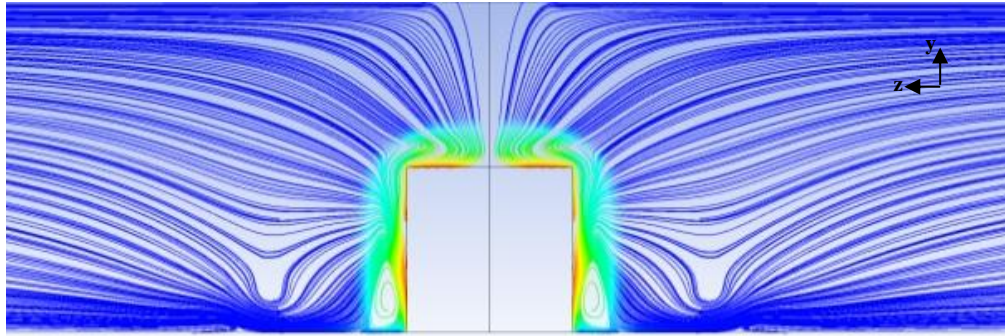
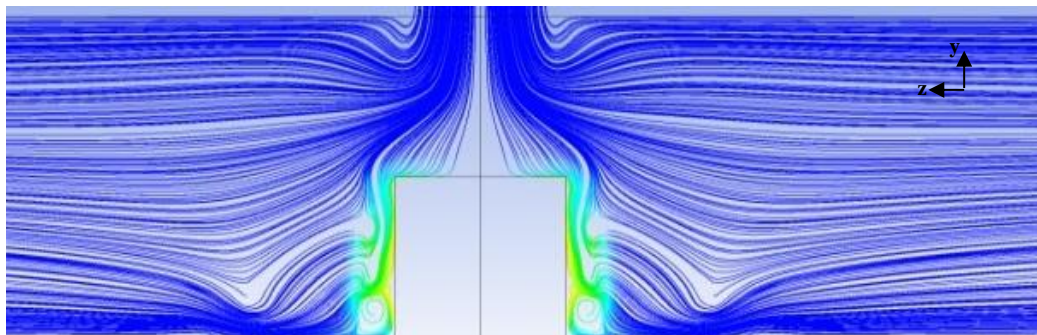


Figure - 4.5 : Profil de la vitesse longitudinale à  $z/h = 0$ , sur les quatre stations de la Figure 5.4.

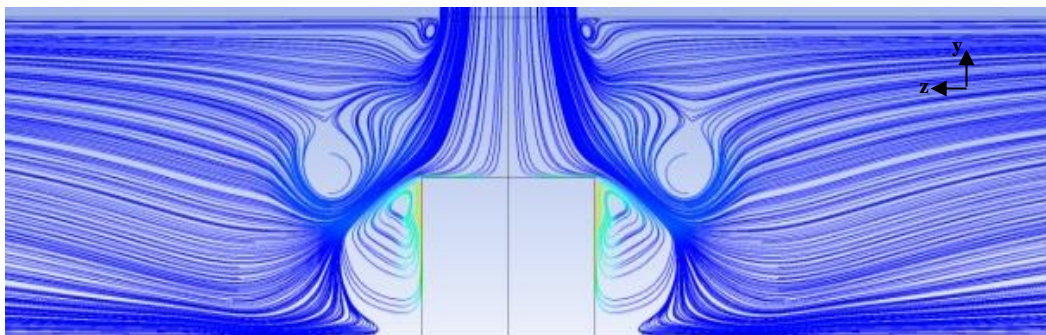
La figure (4.6) représente une comparaison des lignes de courant de température sur la plan YZ à ( $x/h = 0$ ), pour un nombre de Reynolds  $Re_H = 3410$ . Sur cette figure, en remarque la création des tourbillons juste près des parois latérales du cube. L'écoulement s'impose sur la face supérieure du cube et s'enroule sur les facettes latérales. Le décollement de l'écoulement au niveau de ces facettes, engendre la formation de ces tourbillons qui ont une importante influence sur le flux de chaleur. En remarque aussi la création de deux zones de recirculations correspondant au tourbillon qui se développe autour du jet et qui s'intensifie et prend une forme distinguée pour les valeurs élevées de  $Re_j$ . En comparons le cas (F15) avec le cas (FC215), il est clairement visible que pour le cas avec chanfrein (FC215), l'écoulement du jet impactant est plus proche aux facettes latérales, assurant ainsi le bon refroidissement de ces facettes.



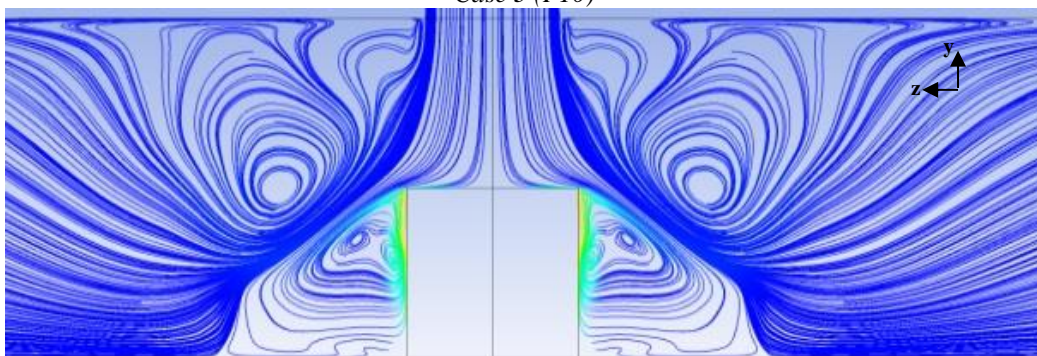
Case 1 (F00)



Case 2 (F05)

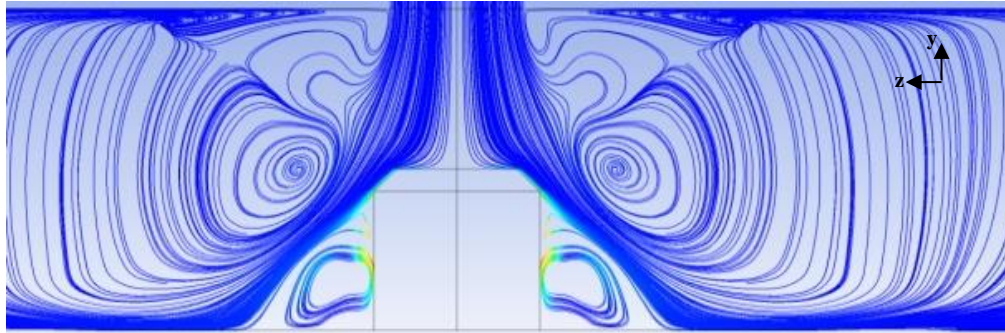


Case 3 (F10)



Case 4 (F15)





Case 10 (FC215)

Figure - 4.6 : Ligne de courant colorer par la température sur le plan YZ à  $x/h = 0$ , pour  $Re_H=3410$ .

Des comparaisons supplémentaires ont été représentées sur la figure (4.7). Cette figure montre des contours de vitesse moyenne :  $U_{mag}$  ( $U_{mag} = \sqrt{U^2 + V^2}$ ), qui est adimensionnée par la vitesse de l'écoulement principal. Notant que pour l'étude expérimentale, l'adimensionnalisation est faite par rapport à la vitesse du jet, les résultats montrent une bonne concordance du côté qualitatif entre les résultats expérimentaux et les résultats numériques. Nous observons la décroissance de la vitesse près de la zone de stagnation frontale en amont du cube, cette région montre une zone de ralentissement et le point de stagnation de l'écoulement. Pour un faible rapport de Reynolds (*F05*), le jet impactant n'atteint pas la face supérieure du cube, le jet est clairement dévié par l'écoulement principal. Cependant, en augmentant le rapport de Reynolds (*F10*, *F15*), le jet impactant frappe la face supérieure et se divise en deux parts. Une part témoin de la création du tourbillon à fers à cheval, l'autre part s'étale sur la face arrière du cube. L'impact du jet augmente proportionnellement au rapport de Reynolds. Pour le cas avec chanfrein (*FC215*), la zone de recirculation en aval du cube est totalement disparue et elle est remplacée par un balayage bénéfique du jet froid, assurant un bon refroidissement.

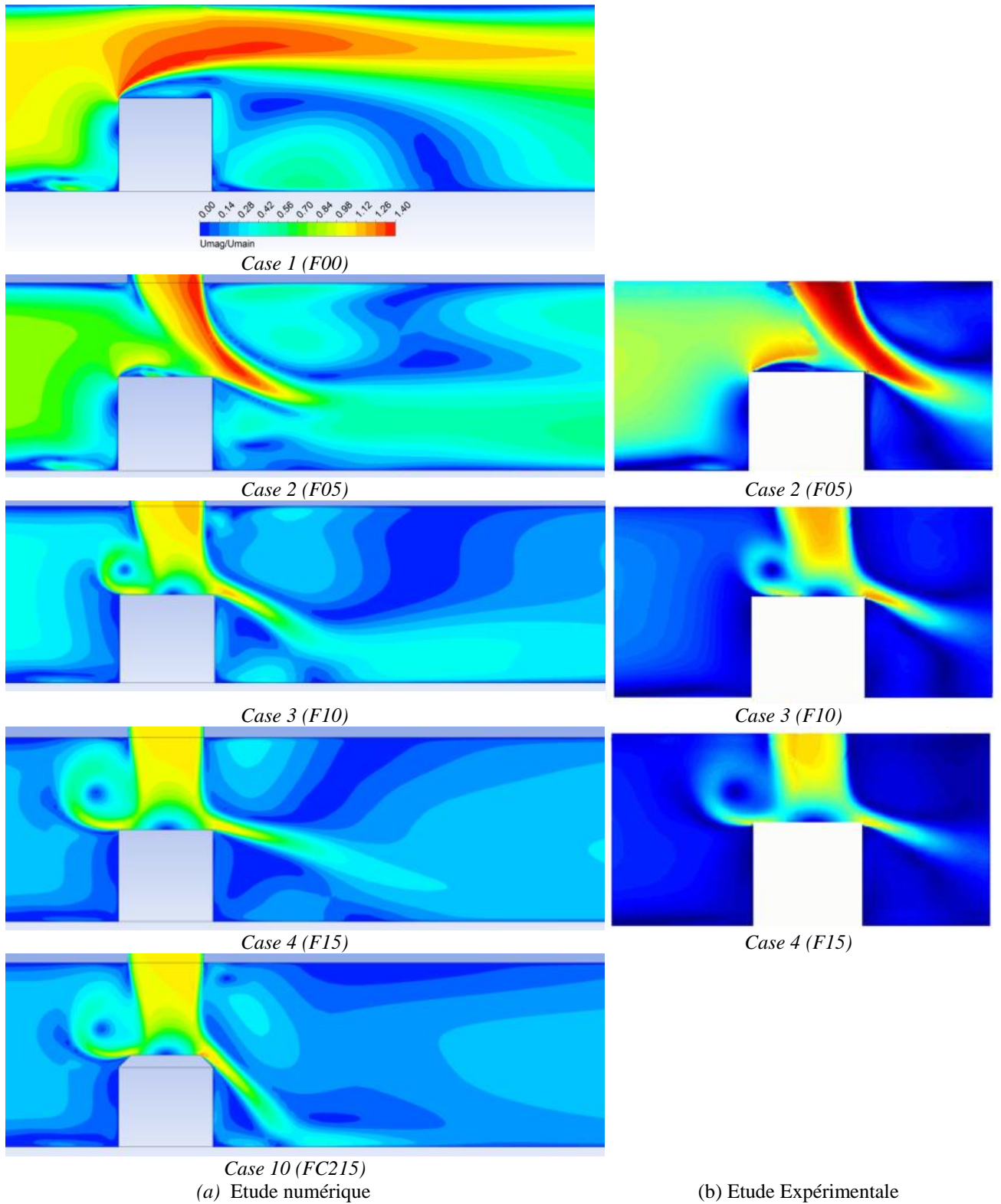
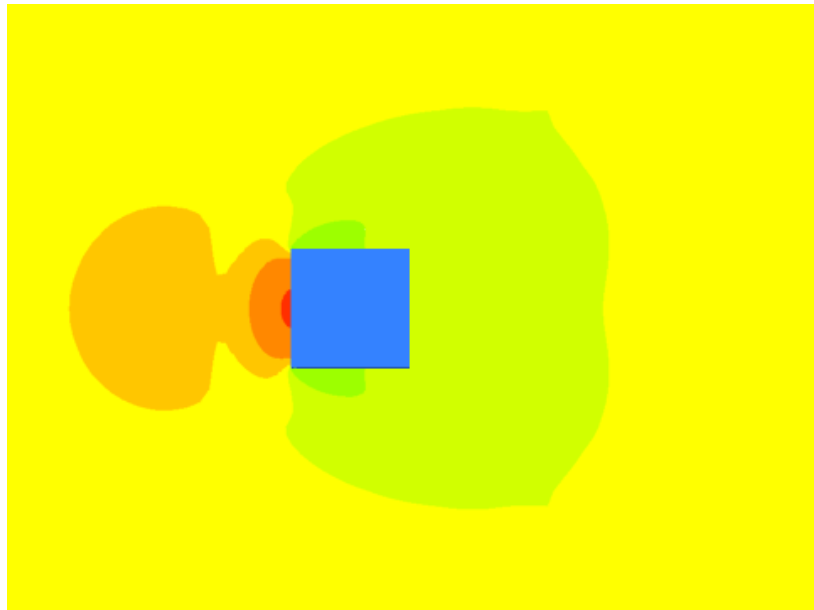


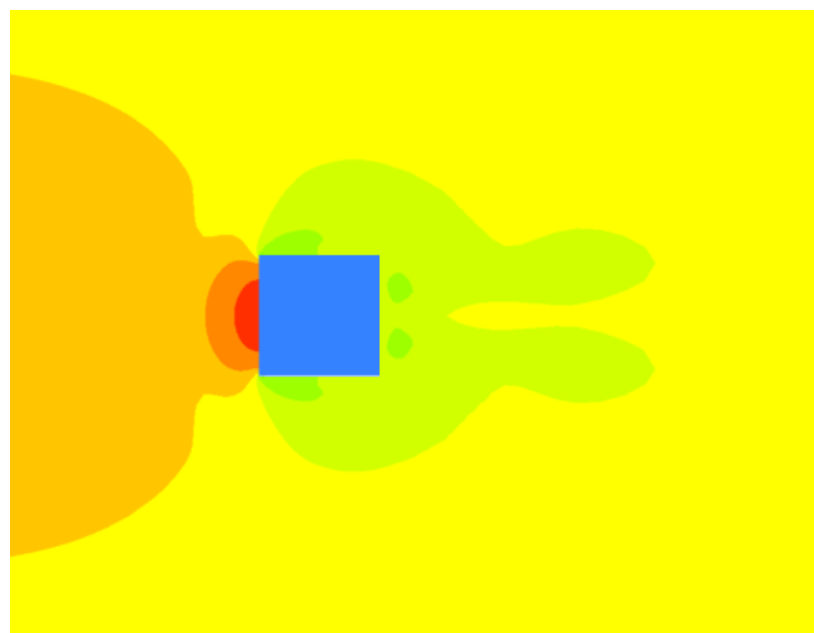
Figure - 4.7 : Contours de vitesse  $V_{mag}/U_j$  au plan XY à  $z/h = 0$ , pour  $ReH=3410$ .

La figure (4.8) représente une comparaison de contour de pression sur le plan ZX. Cette figure montre les zones de surpression situées dans la région de stagnation en amont du cube et une zone de dépression dans la région aval du cube, pour les cinq cas étudiés. On remarque pour les rapports

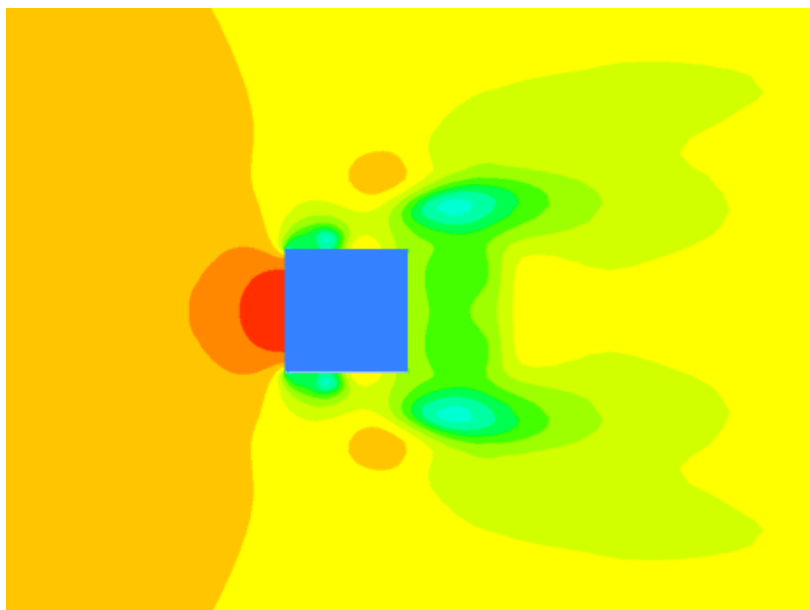
de Reynolds élevés F15, F10 et FC215, une zone de pression maximale s'installe dans la région limitée autour du point de stagnation près de la paroi amont, où l'écoulement principal est ralenti par l'existence du cube et du jet impactant. La taille de cette zone de surpression est proportionnelle au rapport de Reynolds. Cette figure met en évidence les zones de dépression en aval du cube, où la dépression maximale est alors visible dans la région près des parois latérales pour les cas F15, F10 et FC215, et cette région est moins visible pour les cas sans jet F00 et faible rapport de Reynolds F05.



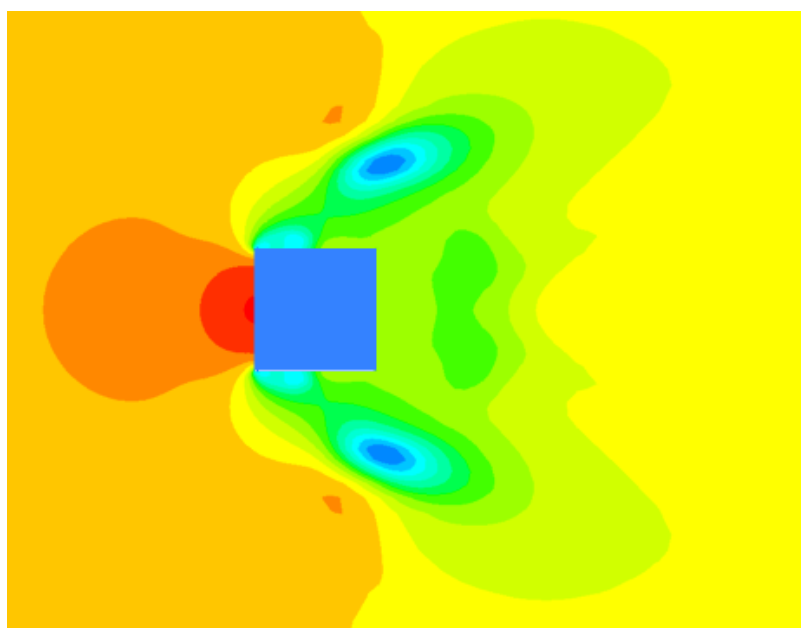
*Cas1 (F00)*



*Cas2 (F05)*



*Cas3 (F10)*



*Cas4 (F15)*

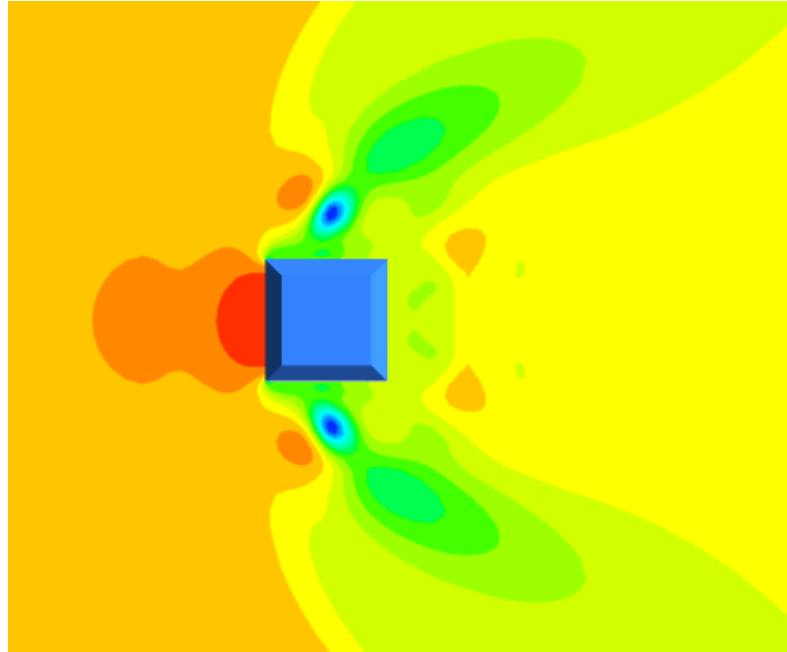
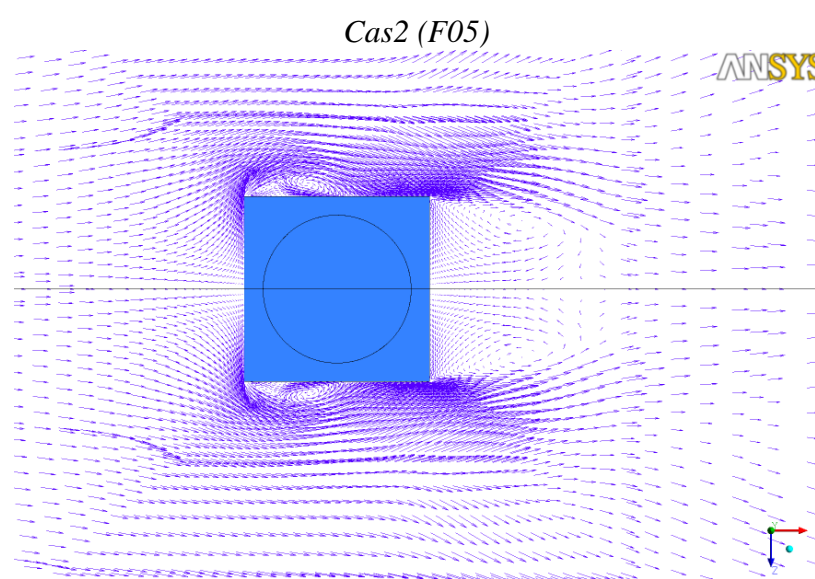
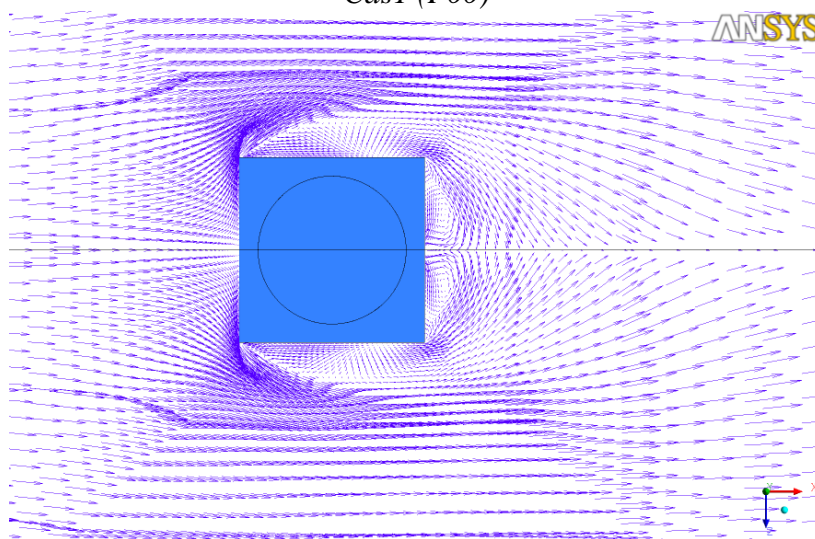
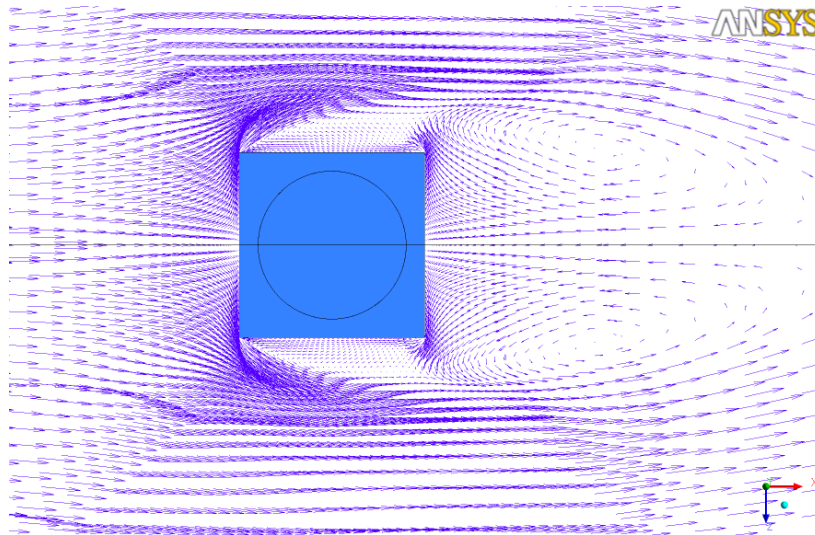
*Cas10 (FC215)*

Figure - 4.8 : contours de pression au plan ZX à  $y=0.005$ .

Une comparaison du champ des vecteurs vitesses, au plan ZX à ( $y=0.005$ ), entre les différents cas étudiés, F00, F05, F10, F15, FC215, est montrée sur la figure (4.9).

L'interaction entre la structure de l'écoulement et la paroi avant (face au vent), ainsi que l'impact du jet et le décollement de l'écoulement autour du cube, créent un vortex couple tourbillon symétrique par rapport à l'axe horizontal, dans la région aval du cube. Pour le cas F00, les deux zones de recirculation sont clairement visibles dans la région arrière du cube. Pour les cas avec injection F10, F15, FC215 on constate que la dimension de taille de la recirculation en aval du cube diminue par rapport à celle du cas sans jet F00. Cette diminution est provoquée par l'effet du jet impactant et les effets thermiques dues à l'échauffement des parois du cube.



Cas3 (F10)

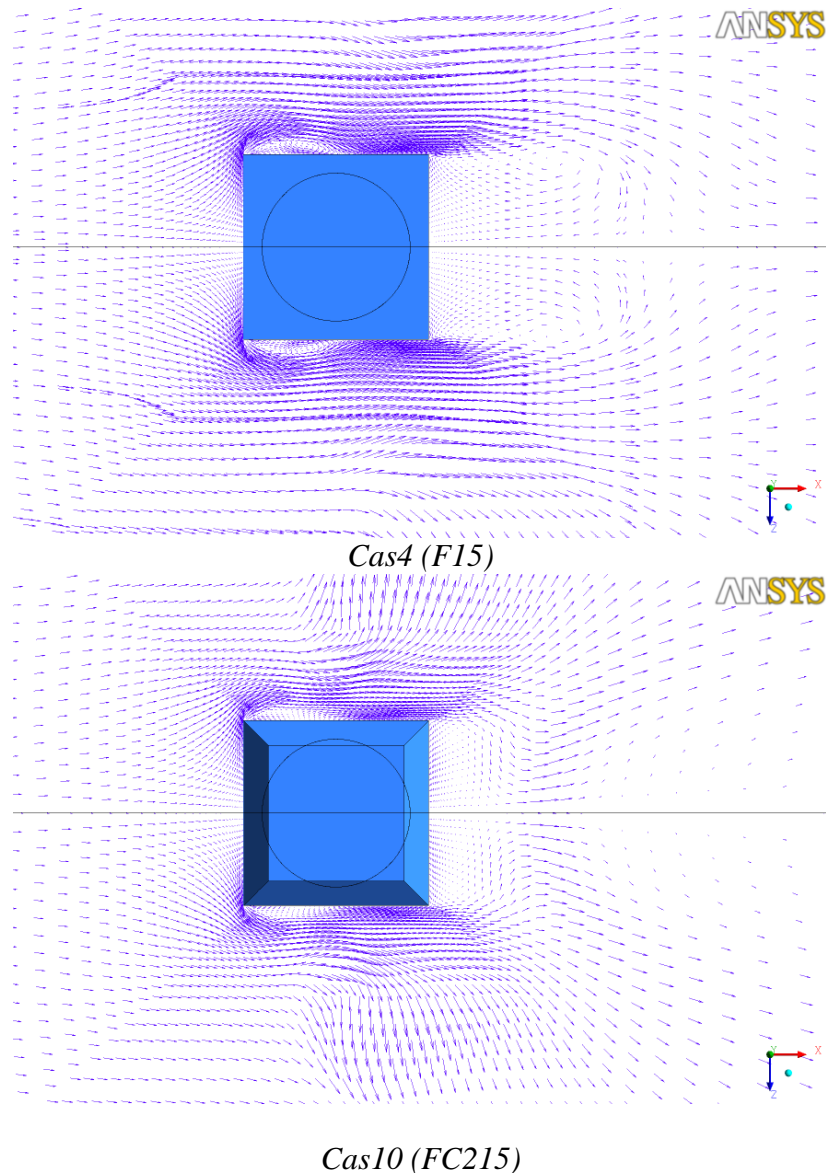
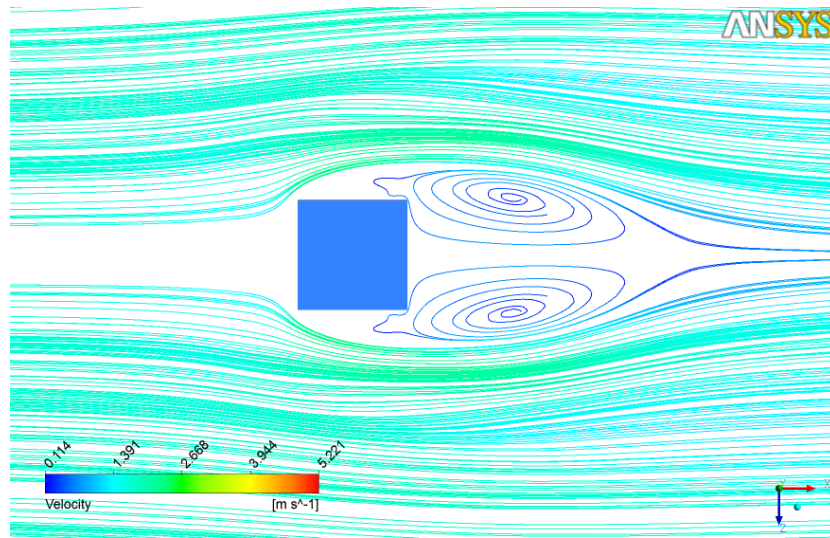


Figure - 4.9 : Champ de vitesse U au plan ZX a  $y=0.005$ .

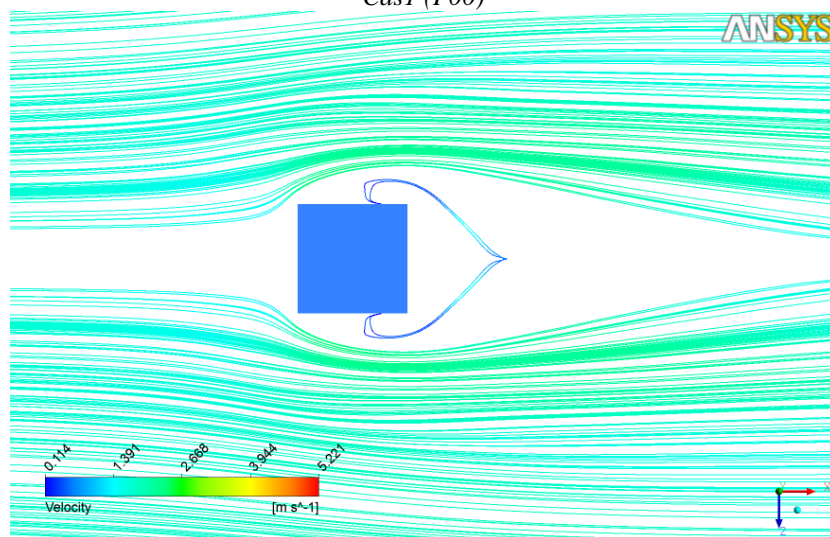
La figure (4.10) montre une comparaison des lignes de courants colorées par la vitesse U, au plan ZX à  $y = 0.005$ , entre les résultats numériques des cas : F00, F05, F10, F15, FC215. Cette figure confirme ce qu'il a été montré précédemment par les champs des vitesses. On voit clairement l'existence de deux vortex (le couple tourbillon) en aval, proche de la paroi arrière du cube. On remarque l'accélération de la vitesse dans les zones de dépression et le ralentissement dans les zones de surpression. Pour les cas F00, F05, ce ralentissement de vitesse est également observé au niveau de parois latérales, où l'influence des zones de recirculation est importante.

Une faible vitesse est capté aussi dans la région du sillage un peu plus loin de la paroi pour les cas *F10 et FC15*. Pour le cas avec chanfrein FC215 on observe une vitesse U maximale dans la zone près des parois latérales qui est une zone de basse pression. En comparant les cinq cas, on résulte

que le décollement et la déviation de l'écoulement sur les parois latérales agrandit avec l'augmentation du rapport du nombre de Reynolds ( $Re_j/ReH$ ).

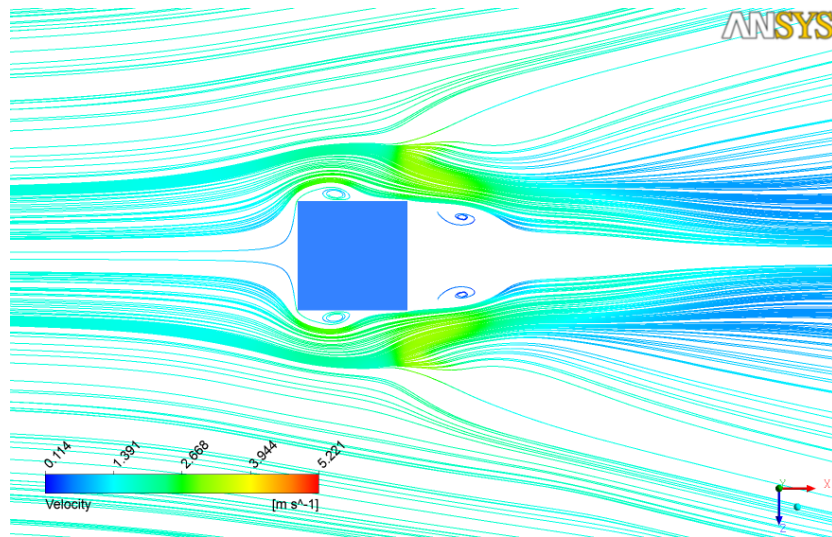


Cas1 (F00)

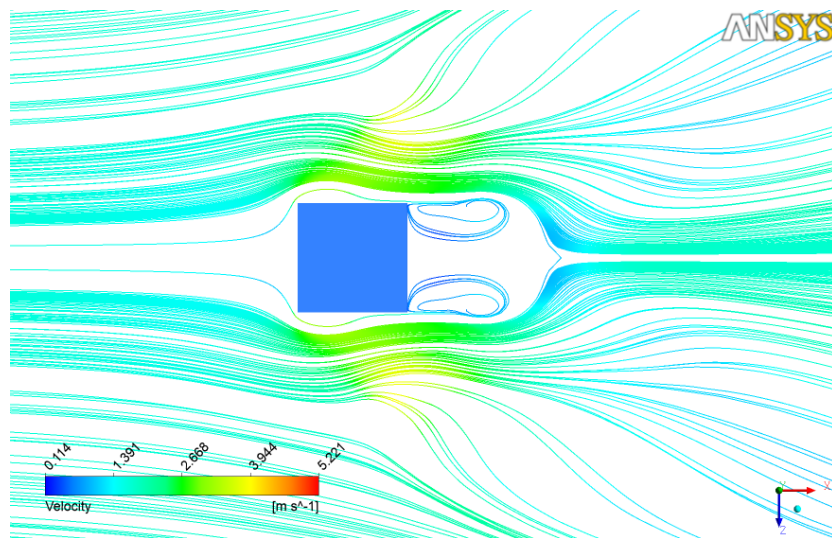


Cas2 (F05)

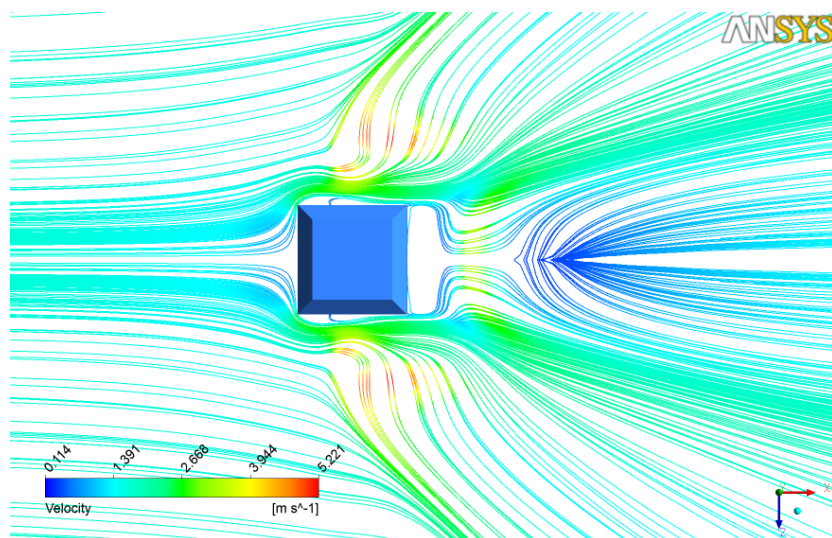




Cas3 (F10)



Cas4 (F15)



Cas10 (FC215)

Figure - 4.10 : ligne de courant de la vitesse U au plan ZX a y/h=0.005

La distribution du champ de la température est représentée également sur les figures (4.11) et (4.12) au plan ZX à ( $y=0.005$ ) et au plan YX au centre du cube à ( $z/H = 0$ ) respectivement.

On remarque sur ces figures que la distribution de la température est prolongée dans la zone arrière du cube pour les cas F00, F05, F10. Une forte augmentation de la température est clairement visible au voisinage des parois chauffées du cube pour le cas F05 et une température faible moins visible près des parois latérales pour le cas FC15. Comme été montré par les résultats précédents, l'épaisseur de la couche limite thermique diminue quand le rapport ( $Re_j/Re_H$ ) de nombre de Reynolds augmente et la distribution thermique suit les vortex d'écoulement.

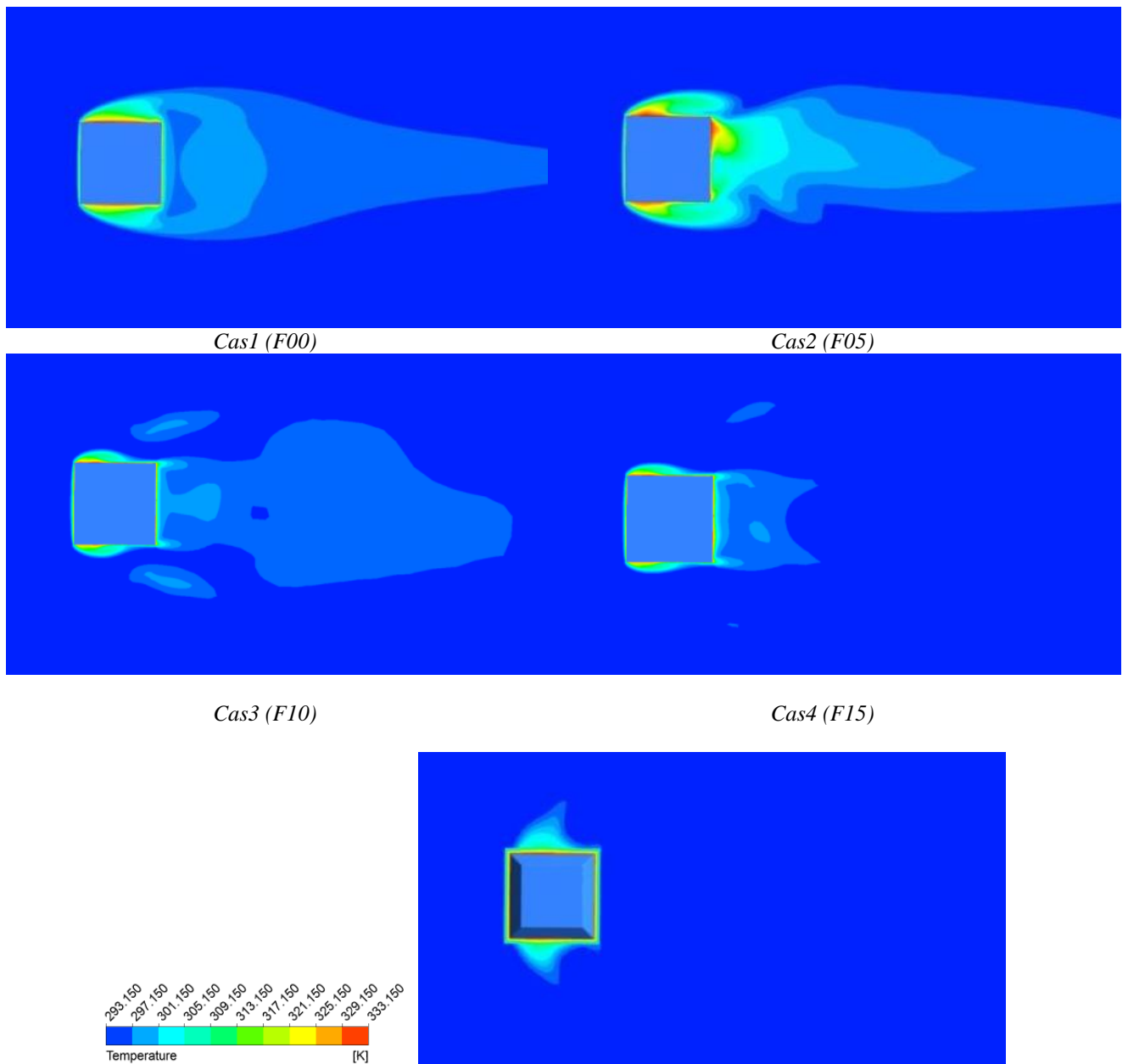


Figure - 4.11 : Contours de température sur le plan ZX a  $y=0.005$  pour  $Re_H=3410$ .

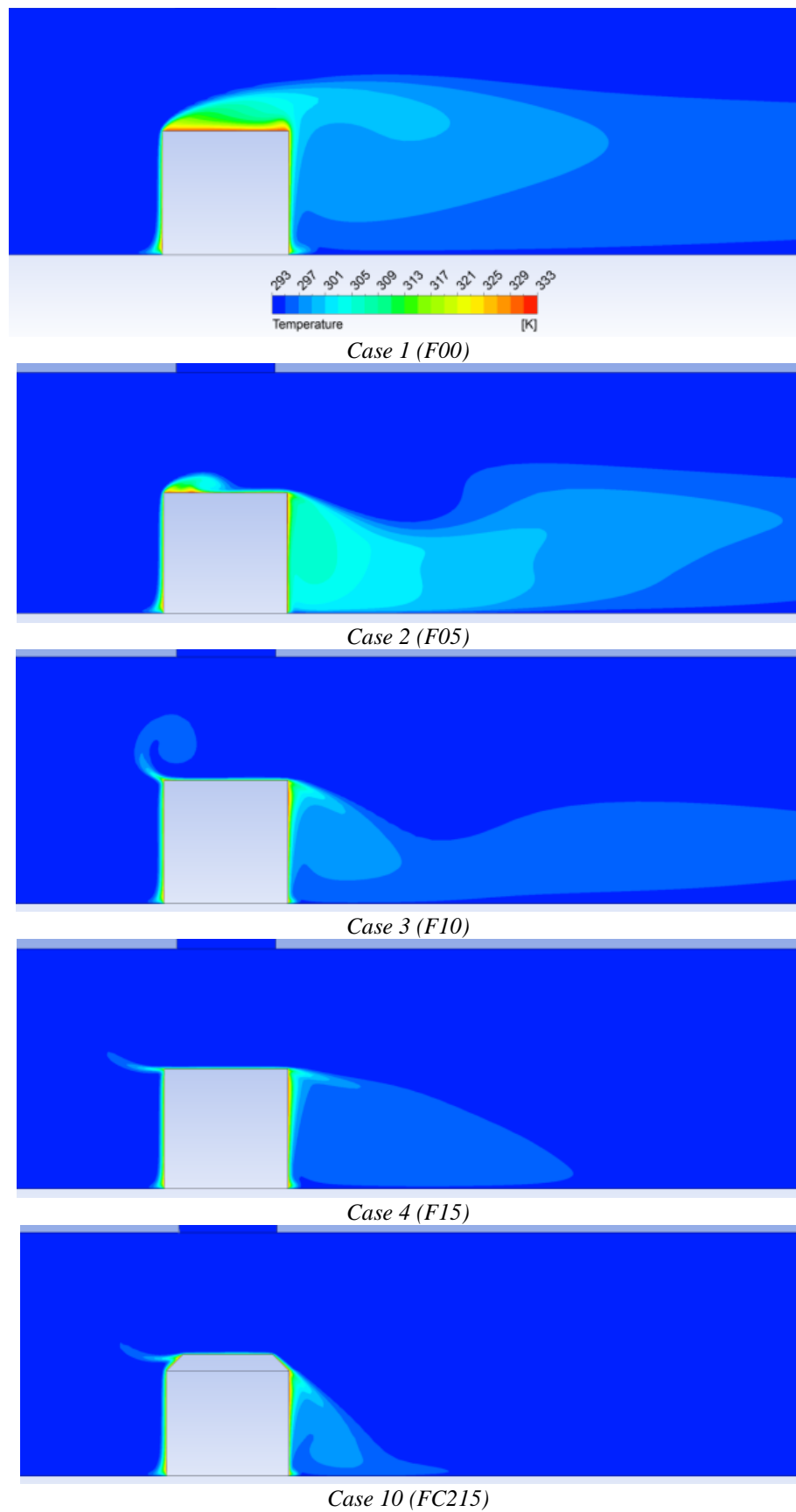


Figure - 4.12 : Contours de température à  $z/h = 0$  pour  $Re_H=3410$ .

La figure (4.13) montre les profils de température à  $z/h=0$ , à la position  $x/h=1.0$ . Dans la zone aval du cube (en arrière du cube), pour les cinq cas : F00, F05, F10, F15, FC215. On observe, en regardant la figure suivante, que ces profils de température simulés sont différents du point de vue quantitatif, où on observe une température maximale de l'ordre de 304 °K, pour le cas à faible rapport de Reynolds (F05) et une température minimale de l'ordre de 297.5 °K, pour les cas à grand rapport de Reynolds (F15 et FC215). On remarque que pour les profils de température pour les cas F05 et FC215 ont presque la même allure, ce qui est remarquable aussi pour les deux cas F00 et F10. D'après cette figure, on remarque que le cas avec chanfrein donne un meilleur refroidissement par rapport aux autres cas.

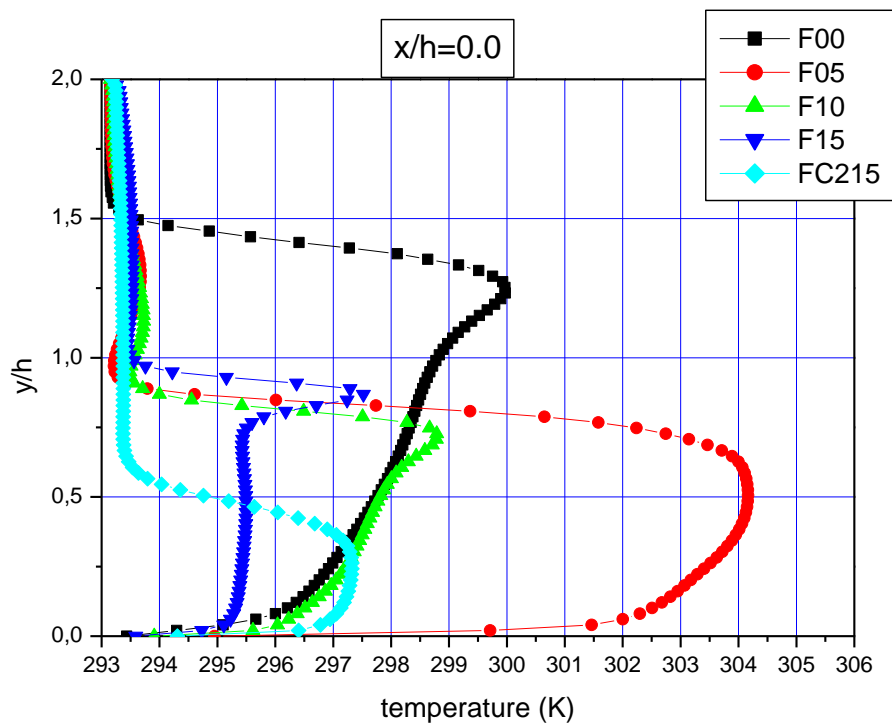


Figure – 4.13 : Profil vertical de la température à  $z/h=0.0$  pour  $Re=3410$  à la position  $x/h=1.0$  en aval du cube.

Le flux thermique sur les surfaces du cube est représenté sur la figure (4.14). La distribution des contours du flux thermique sur la face avant (face au vent) est légèrement la même pour tous les cas, alors que sur les facettes latérales et sur la face supérieure, l'intensité du jet impactant augmente et change totalement la distribution du flux thermique. En comparant les cinq cas, on observe que l'augmentation la plus élevée du flux thermique est située sur les facettes du dernier cas (cube avec chanfrein).

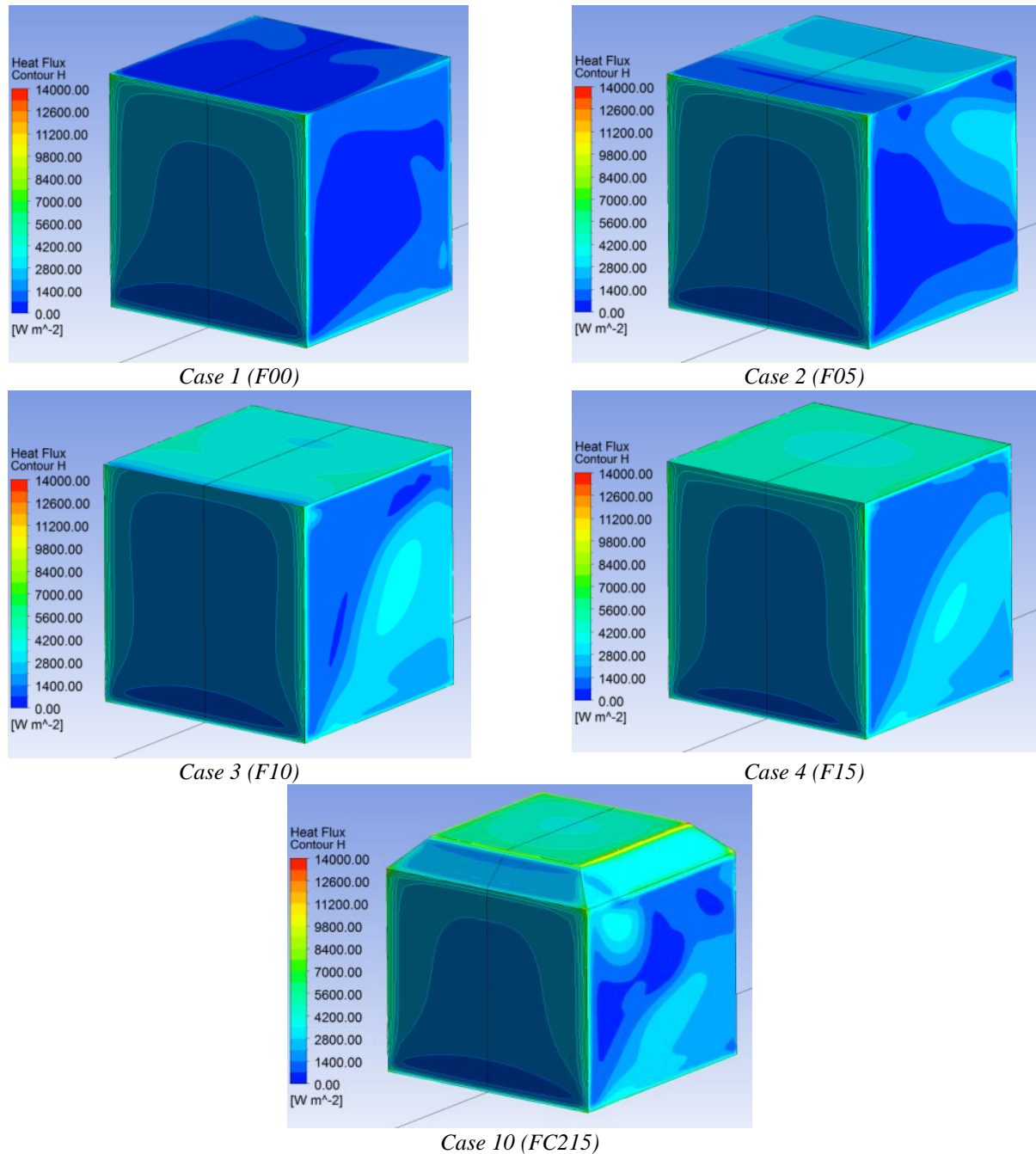


Figure - 4.14 : Contour de flux de chaleur sur les surfaces du cube, vue de face.

Enfin, la quantité de flux de chaleur échangée par chaque paroi du cube ainsi et que le flux de chaleur global (sur la totalité du cube), (figure (4.15)). La figure montre que le flux de chaleur de la paroi sur la face avant (face au vent) est sensiblement le même pour toutes les configurations. Il augmente sur les parois latérales jusqu'à ( $Re_j / ReH = 1,0$ ), puis reste constante.

A part pour le cas de base ( $Re_j / ReH = 0,0$ ), le flux échangé sur la face arrière est sensiblement identique à celui des facettes latérales. Sur la face supérieure, le flux de chaleur augmente

considérablement avec l'intensité du jet impactant. L'augmentation est sensible jusqu'à la valeur de ( $Re_j / Re_H = 1,0$ ). Au-delà de cette valeur l'augmentation est moins intense.

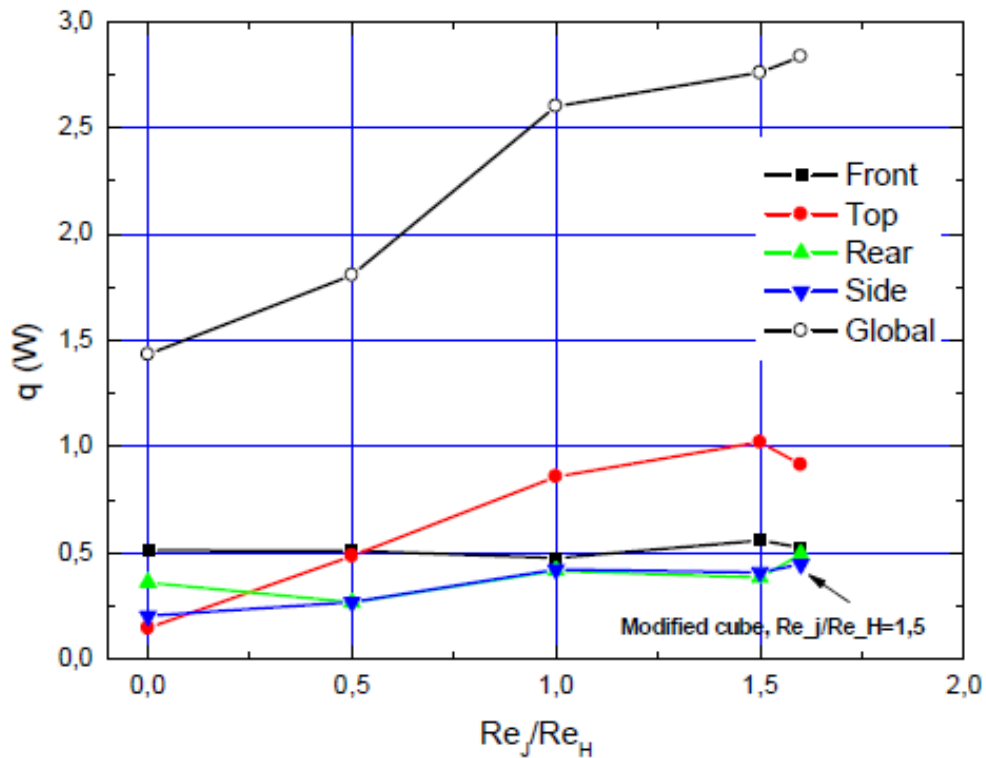


Figure - 4.15 : Flux de chaleur global et par paroi (Front, Top, Rear, Side) pour les cinq rapports de Reynolds.

## 4.1.2 Cube avec chanfrein (cube modifié) :

### 4.1.2.1 Effet de la variation de la hauteur du chanfrein

Afin d'étudier l'effet de la hauteur du chanfrein sur l'efficacité de refroidissement des parois du cube, trois valeurs (1, 2 et 4 mm) de la hauteur de chanfrein ont été testés. Elles correspondent aux cas *FC115*, *FC215* et *FC315* respectivement. Les flux de chaleur globaux pour les trois cas sont confrontés sur la figure (4.16). Comme on peut le voir, la meilleure amélioration sensible et qui est de l'ordre de (26%) est enregistrée pour le jet le plus intense ( $Re_j / Re_H = 1,5$ ) et pour le chanfrein à 4mm de hauteur.

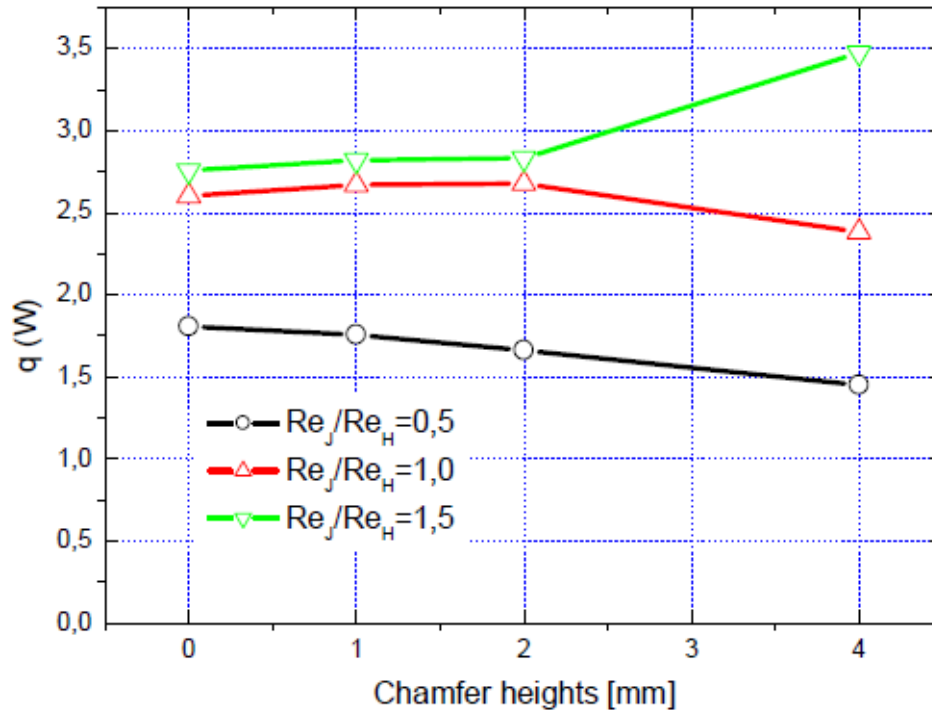


Figure - 4.16 : Effet de la hauteur du chanfrein sur le flux de chaleur échangé.

La structure longitudinale de l'écoulement est visualisée par les lignes de courants tracées sur le plan  $XY$  passant par l'origine à la position  $z/h=0$ , représentée sur la figure (4.17). Cette figure montre une comparaison des lignes de courant, entre les cas des cubes ayant des chanfreins d'une hauteur de 1 mm, 2 mm et 4mm. Pour le rapport de Reynolds le plus faible ( $Re_j/Re_H = 0.5$ ), on constate que le jet est clairement dévié par l'écoulement principal et malgré la variation des hauteurs du chanfrein, le jet n'atteint pas la surface supérieure du cube et une bulle de recirculation est maintenue en amont du cube. Cependant, Comme il a été montré précédemment, en augmentant le rapport de Reynolds, le jet est plus intense et réussit à atteindre la surface supérieure du cube. Le jet impacte le cube et réussit même à se déverser sur la facette amont du cube. On remarque aussi la naissance des recirculations en amont du cube et du jet, témoins de la naissance des deux vortex en forme de fer à cheval. La variation de la hauteur du chanfrein a un effet considérable sur la structure de l'écoulement pour les hauts rapports du nombre de Reynolds, ( $Re_j/Re_H = 1.0$  et  $1.5$ ), où on observe la diminution de la taille de la bulle de recirculation des deux tourbillons à fer à cheval pour le cas FC310. Sur la figure du dernier cas avec chanfrein ( $FC315$ ), la hauteur du chanfrein de 4mm, le jet impactant est dévié dans une direction oblique au lieu qu'elle soit horizontale, il se déverse sur la facette amont du cube et faire disparaître la bulle de recirculation en amont du jet. La structure de l'écoulement en aval du cube se trouve ainsi modifiée

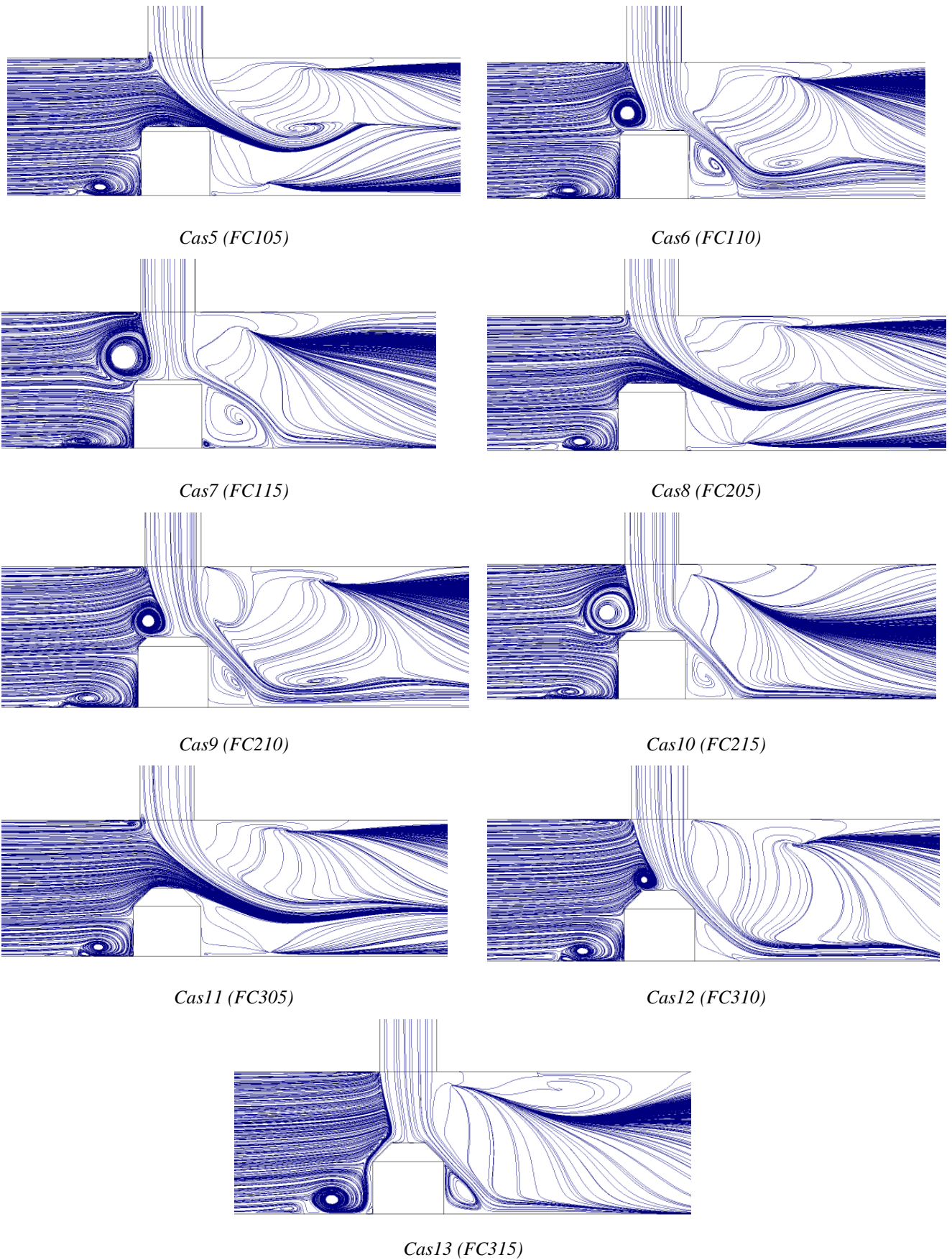


Figure - 4.17 : lignes de courant sur le plan YX à  $z/H=0$ .



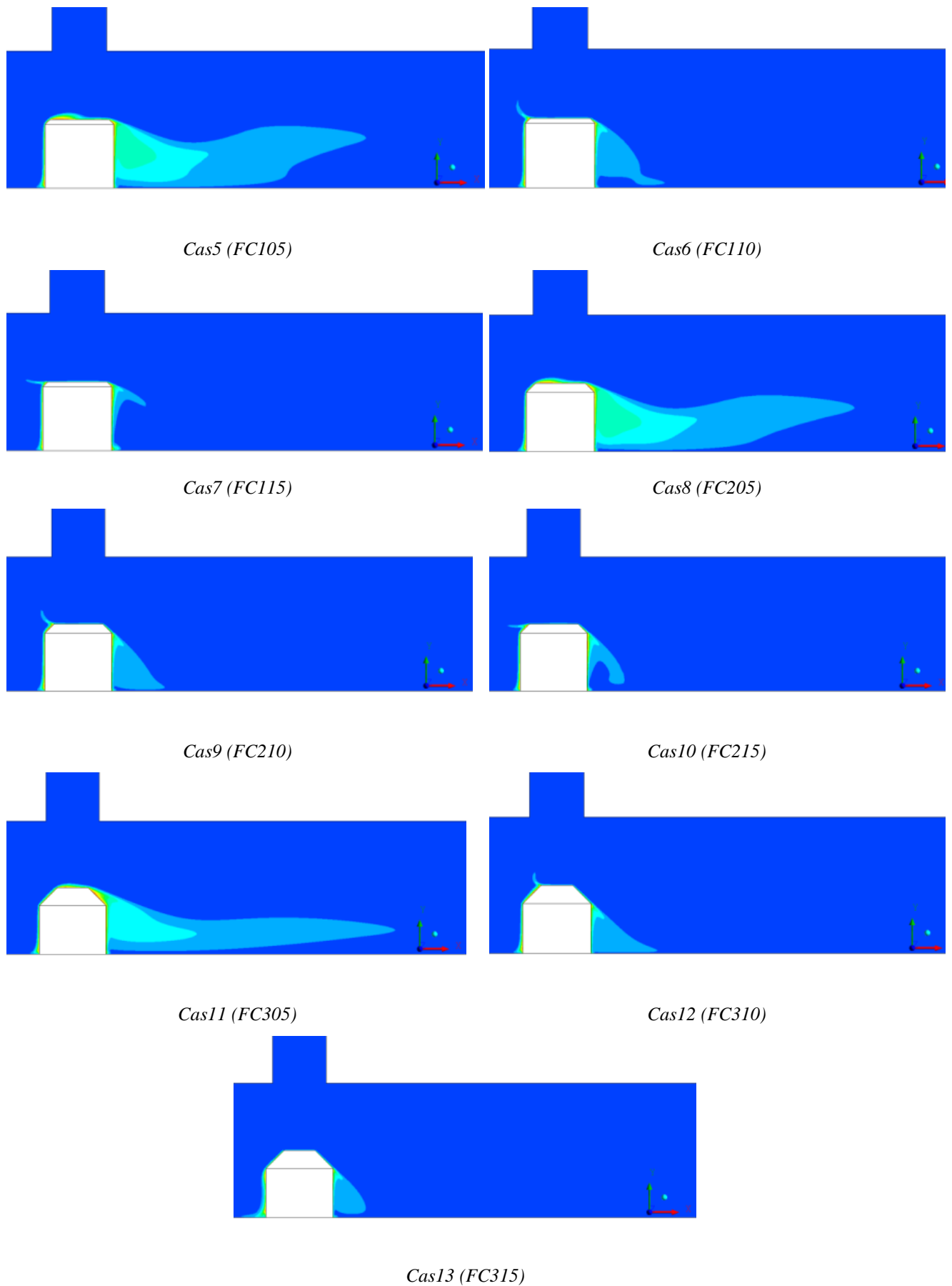
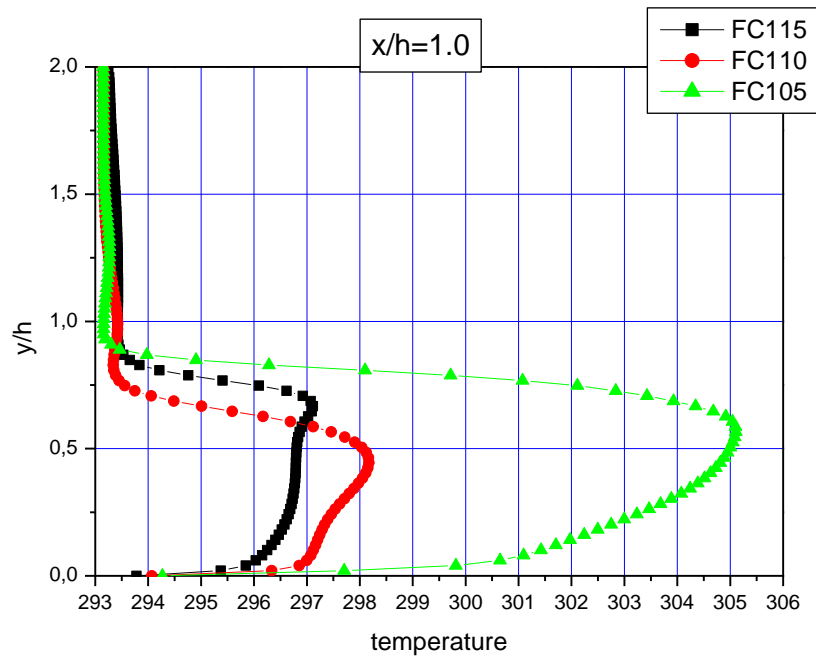


Figure - 4.18 : contours de température sur le plan YX à z/h=0.

La distribution du champ de la température est représentée également sur la figure (4.18) au plan YX au centre du cube à ( $z/H = 0$ ). En observant cette figure, on remarque que pour un taux de  $Re_j/Re_H = 0.5$ , la distribution de la température est prolongée dans la zone arrière du cube et que l'augmentation du taux (rapport du nombre de Reynolds) aide à diminuer la température.

La figure (4.19) représente les profils de température, à  $z/h=0$  et à la position  $x/h=1.0$ , en aval du cube, pour trois rapport 0.5, 1.0 et 1.5 respectivement. On remarque sur la figure (4.19, a), (4.19, b) et (4.19, c) qu'il y a une bonne concordance du côté qualitative entre les profils de température pour différente hauteur de chanfrein 1mm, 2mm, 4mm. Du côté quantitative une différence est remarquable, où on observe une de température maximale pour le cas à faible rapport FC105, et une faible température pour le plus grand rapport FC115, comme été vue précédemment, on constate que l'augmentation du rapport de nombre de Reynolds fait diminuer la température.



a)

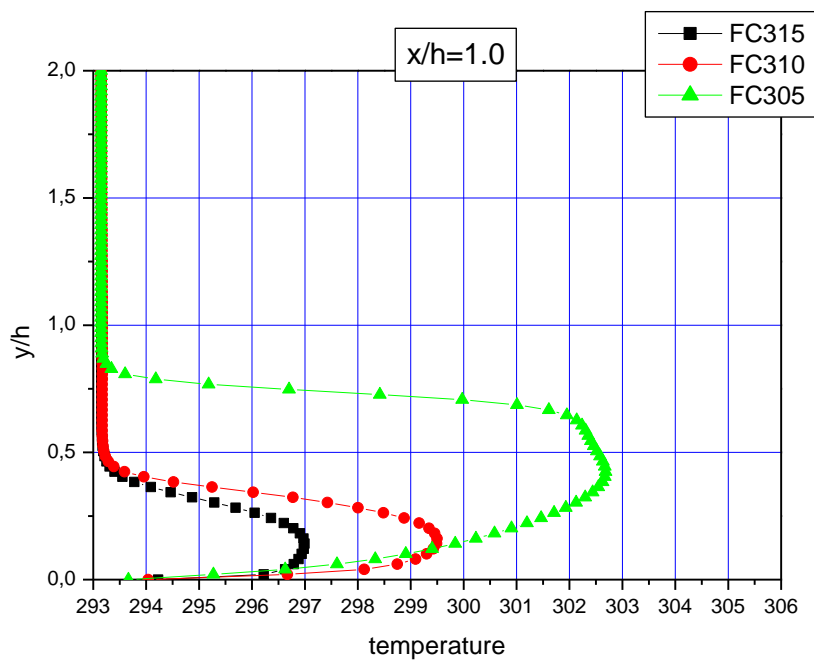
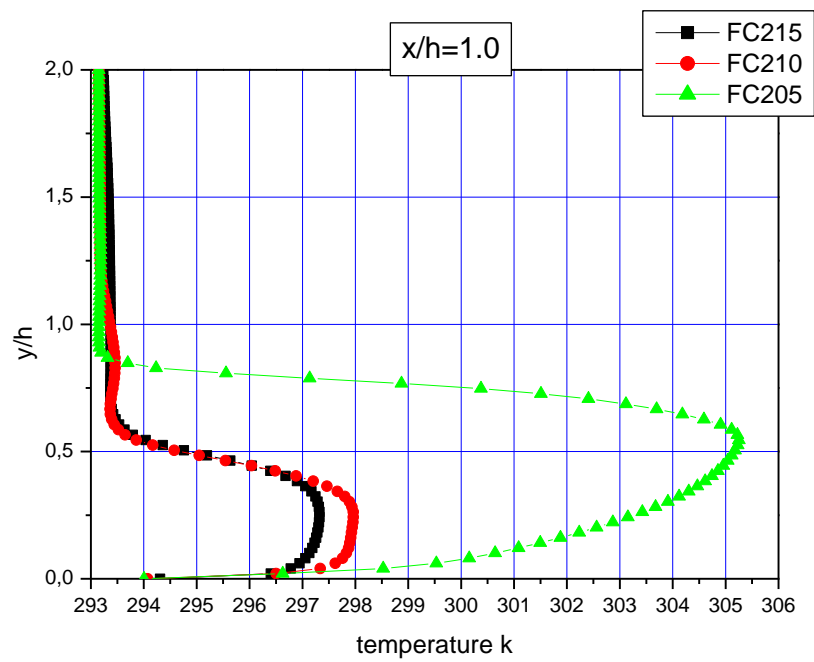
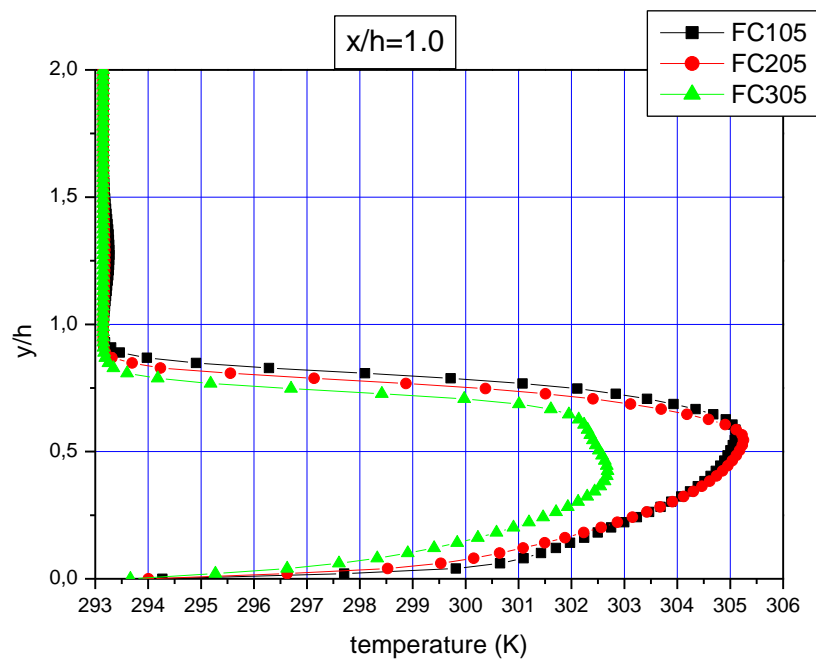


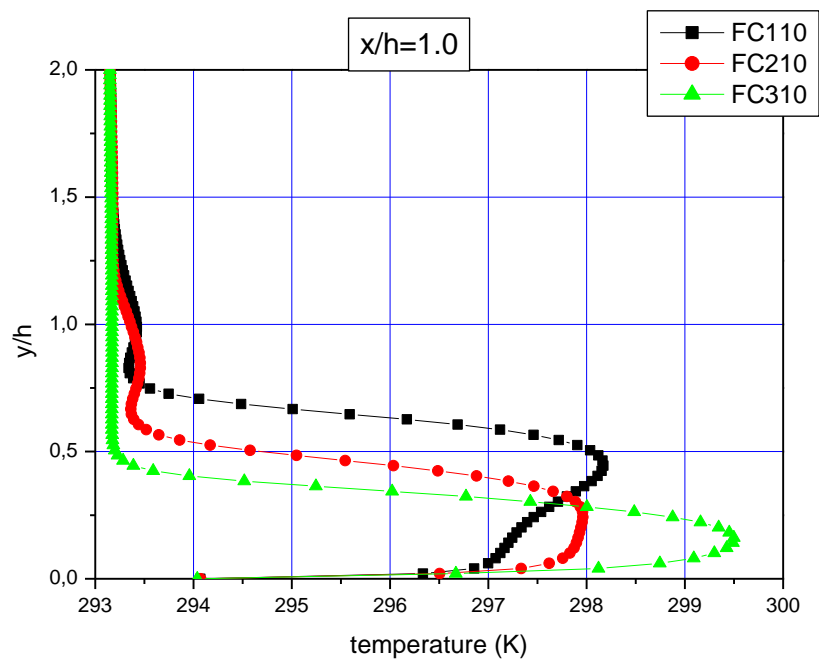
Figure – 4.19: Profil vertical de la température à  $z/h=0.0$  pour  $Re= 3410$  à la position  $x/h=1.0$  en aval du cube, avec la variation de la hauteur du chanfrein.

La figure (4.20) représente les profils de température à  $z/h=0$  à la position et  $x/h=1.0$ , en aval du cube avec variation de la hauteur du chanfrein ; 1mm, 2mm et 4mm. La figure (4.20, a) marque un une distribution similaire de la température entre le cas FC105 et FC205, on remarque que la distribution de température maximales est presque la même, Tandis que pour le cas FC305 on remarque bien la diminution de la température, alors on constate que l'augmentation de la hauteur du chanfrein fait diminuer la température près de la paroi arrière du cube.

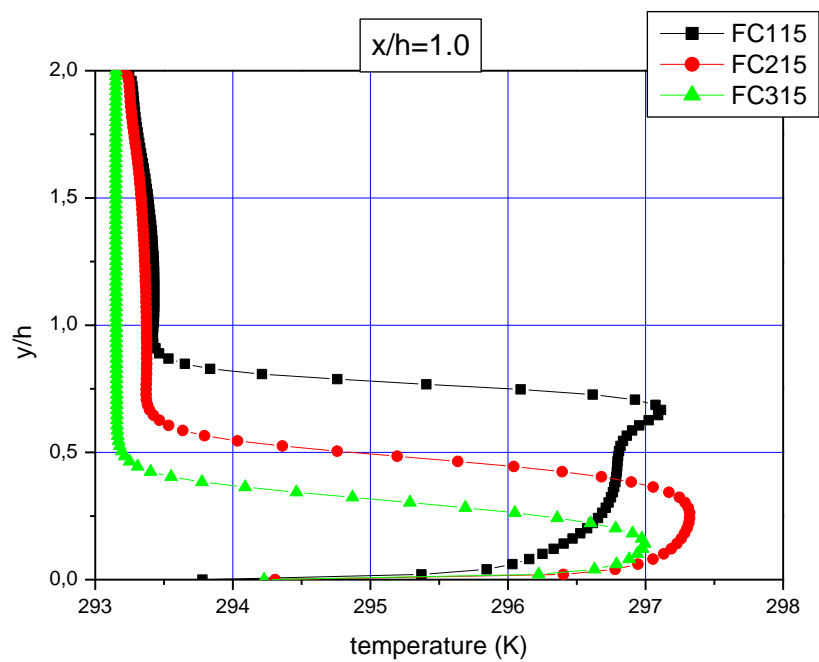
La figure (4.20, b) montre une différence significatives de la distribution de la température entre les trois cas, où on observe pour le cas FC310, que la température atteint une valeur maximal près de la paroi arrière à une hauteur de  $y/H=0.25$ , la température commence à diminuer jusqu'à la moitié de la hauteur du cube ( $y/H=0.5$ ), au-delà de cette hauteur la température atteint la plus faible température ( $20^\circ$ ) et reste constante. La figure (4.20, c) montre que les valeurs de la température sont sensiblement identique où la valeur maximale du cas FC215 est de l'ordre de  $297.3^\circ\text{K}$ , FC115 de l'ordre de  $297,1^\circ\text{K}$  et pour le cas FC315 égale à  $297^\circ\text{K}$ . On peut dire que les résultats sont similaire du coté qualitative.



a)



b)



c)

Figure – 4.20 : Profile verticale de la température à  $z/h=0.0$  pour  $Re= 3410$  à la position  $x/h=1.0$  en aval du cube, avec la variation de la hauteur du chanfrein.

Une comparaison des profils de température pour tous les cas testé et analysé dans ce travail est représentée sur la figure (4.21), on observant cette figure, en remarque une faible diminution de température de l'ordre de 297 K est marquée pour le dernier cas FC315, et la plus élevée est de l'ordre de 305 K marqué pour les deux cas FC105 et FC205. On peut remarquer aussi qu'une température élevée est observé pour le cas FC305 à faible rapport.

Tandis que pour les autres cas la température varie entre 297K et 300K. On conclue que la plus faible température est marquée pour le dernier cas FC315.

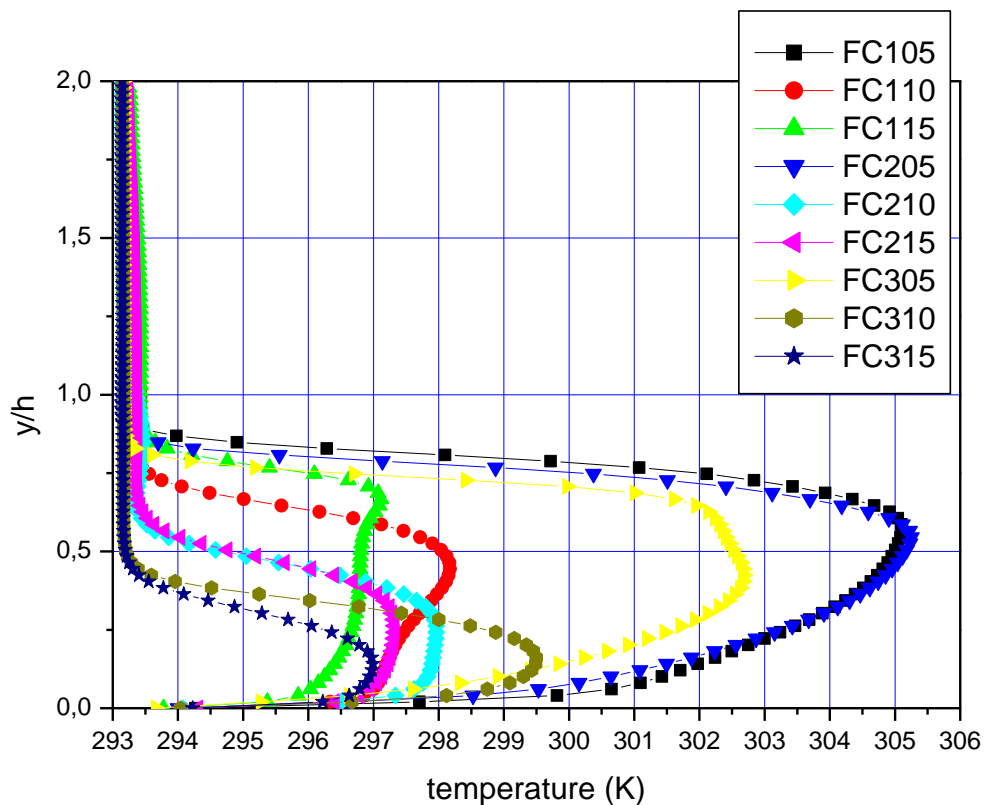


Figure – 4.21: Profils verticale de la température à  $z/h=0.0$  pour  $Re=3410$  à la position  $x/h=1.0$  en aval du cube, avec la variation de la hauteur du chanfrein pour trois rapport 0.5, 1.0, 1.5.

La figure (4.22) représente une comparaison numérique des contours d'énergie cinétique entre les cas FC105, FC110, FC115, FC205, FC210, FC215, FC305, FC310, FC315. On remarque que l'énergie cinétique TKE augmente dans la région du sillage où le maximum de cette énergie est localisé au centre de la zone de recirculation. Le niveau de cette énergie cinétique dans le sillage du cube est supérieur au niveau atteint au centre de recirculation du rouleau tourbillonnaire, en amont et sur la paroi supérieur du cube.

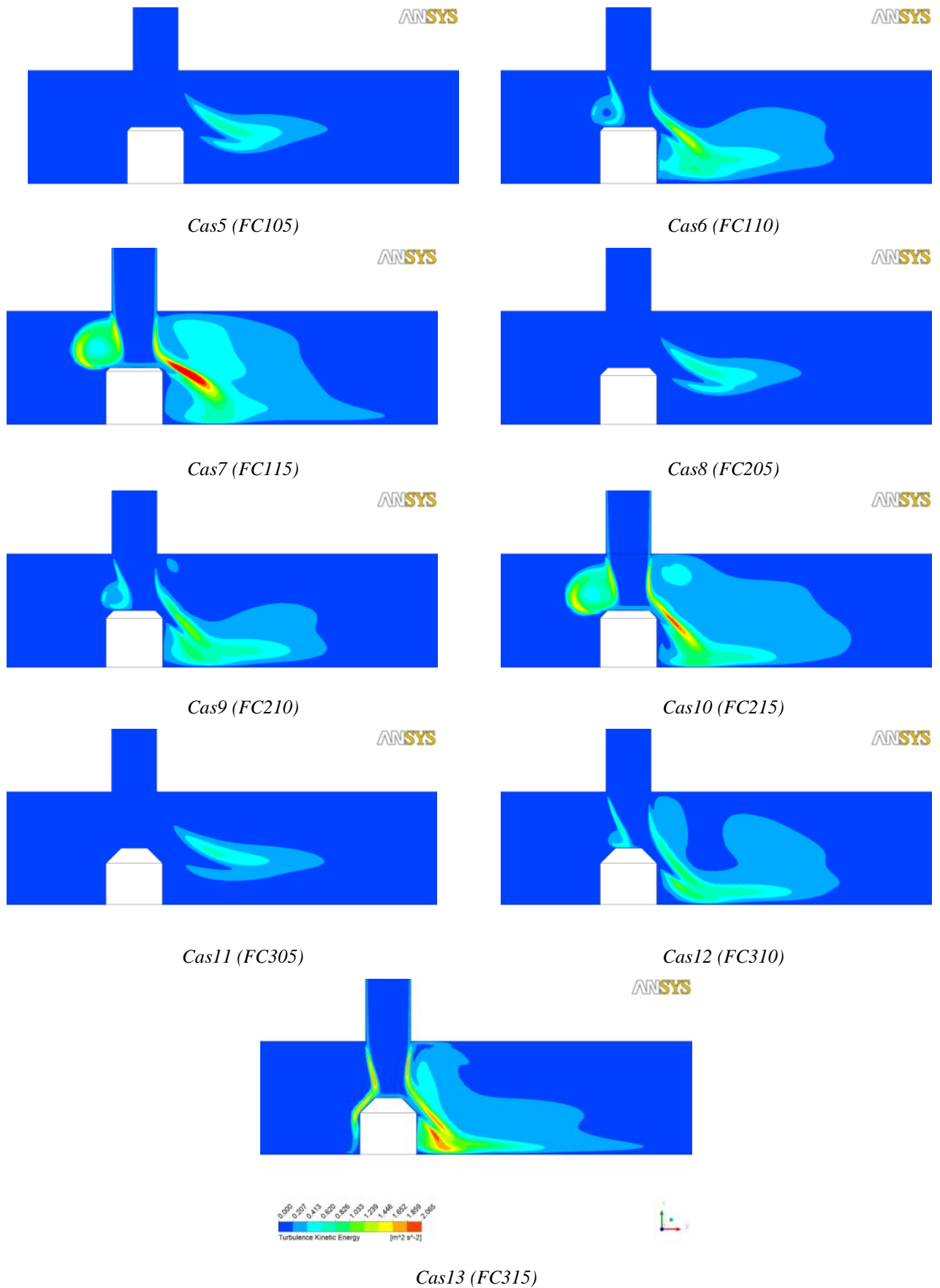
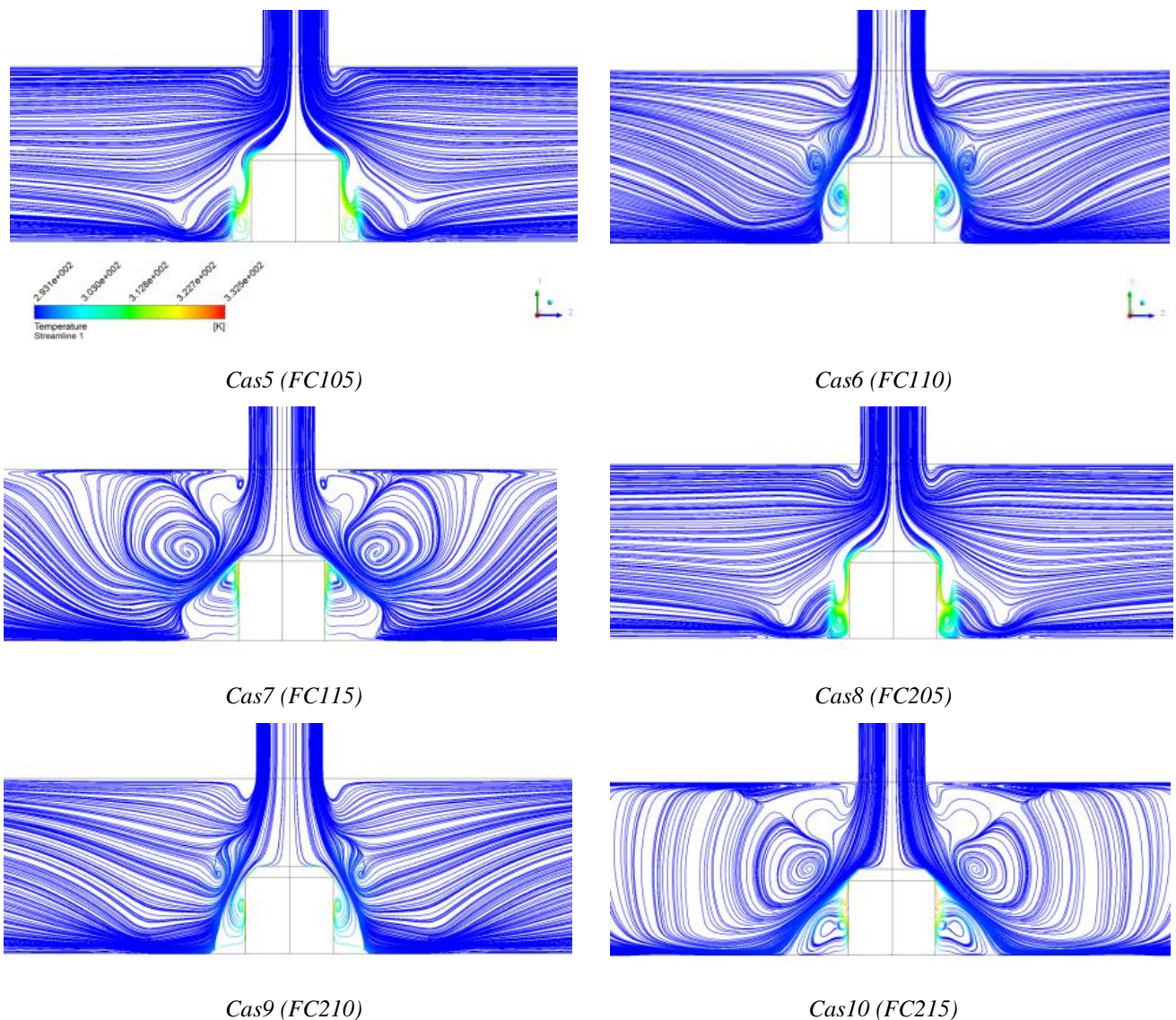


Figure - 4.22 : comparaison des contours d'énergie cinétique au plan YX à Z/H=0

La figure (4.23) représente une comparaison des lignes de courant colorées par la température sur le plan YX, l'écoulement s'impose sur la surface supérieure, il se divise en deux parties se séparant dans des directions opposées le long de la paroi supérieure et s'enroule sur les cotées latérales et au-dessus du cube, cela engendre la formation de deux vortex contra rotatifs. On remarque aussi l'existence de différentes zones de recirculation juste au voisinage et un peu plus loin des parois du cube. On comparant les cas des trois rapports 0.5 1.0 et 1.5 de nombre Reynolds, on observe que la taille des zones de recirculation pour le rapport 1.5 sont plus élevée par rapport aux deux autres cas 1.0 et 0.5. La diminution des zones de recirculation les plus proches des parois latérales, pour les cas FC15 est clairement visible en comparaison avec les autres cas.





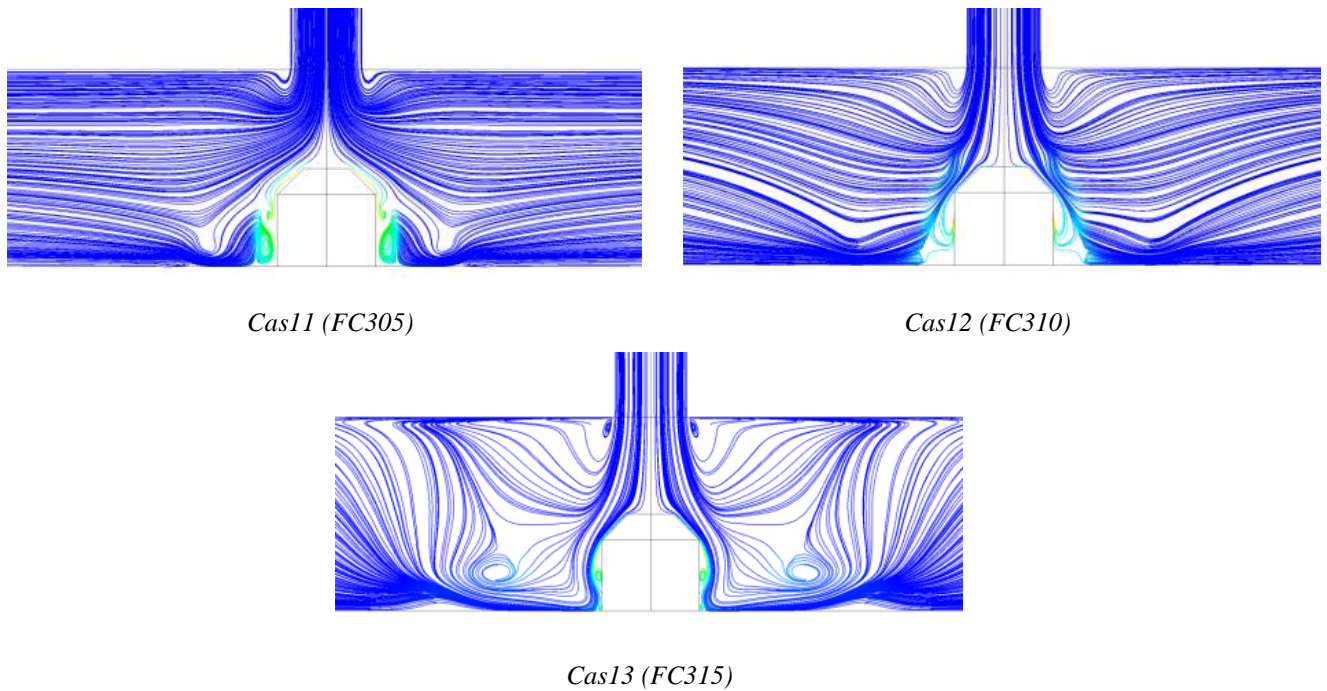
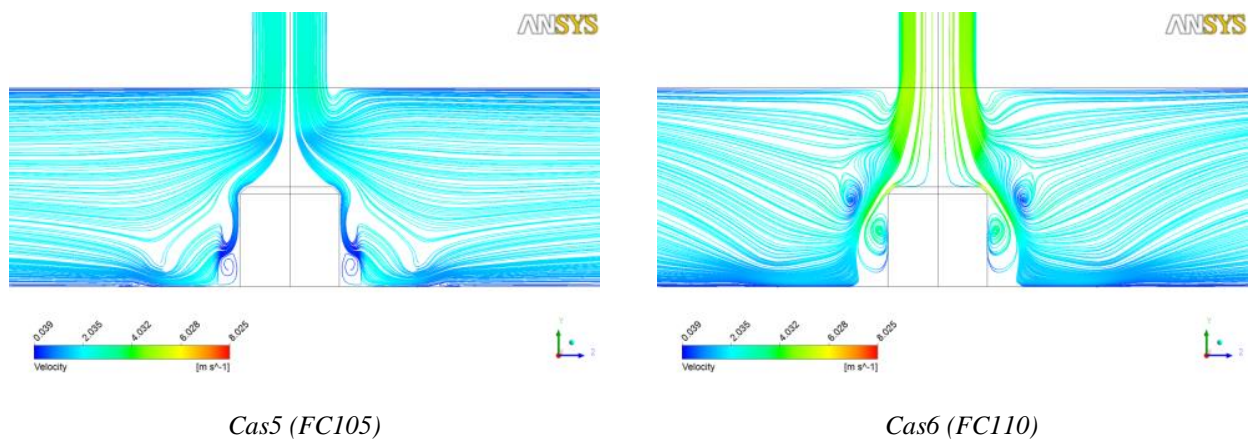


Figure - 4.23 : lignes de courant colorée par la température au plan YZ à  $x/H=0$

La figure (4.24) montre une comparaison des lignes de courant colorées par la vitesse  $U$  au plan YZ. L'impact du jet sur la paroi supérieure et le décollement d'écoulement autour du cube créent deux vortex contra rotatif près des parois latérales comme est montré sur la figure (4.24). En comparant les résultats numériques obtenus, on remarque, une augmentation maximale de la vitesse  $U$  qui est remarquable juste près des côtes des parois latérales, provoquant la création des zones de recirculation près des parois latérales et près du jet, pour les cas FC105, FC215. Pour le cas FC315, on constate la disparition des zones de recirculation près des parois latérales. Pour les autres cas FC105, FC205, FC305 on remarque qu'une très faible vitesse, provoque deux vortex seulement près les parois latérales.



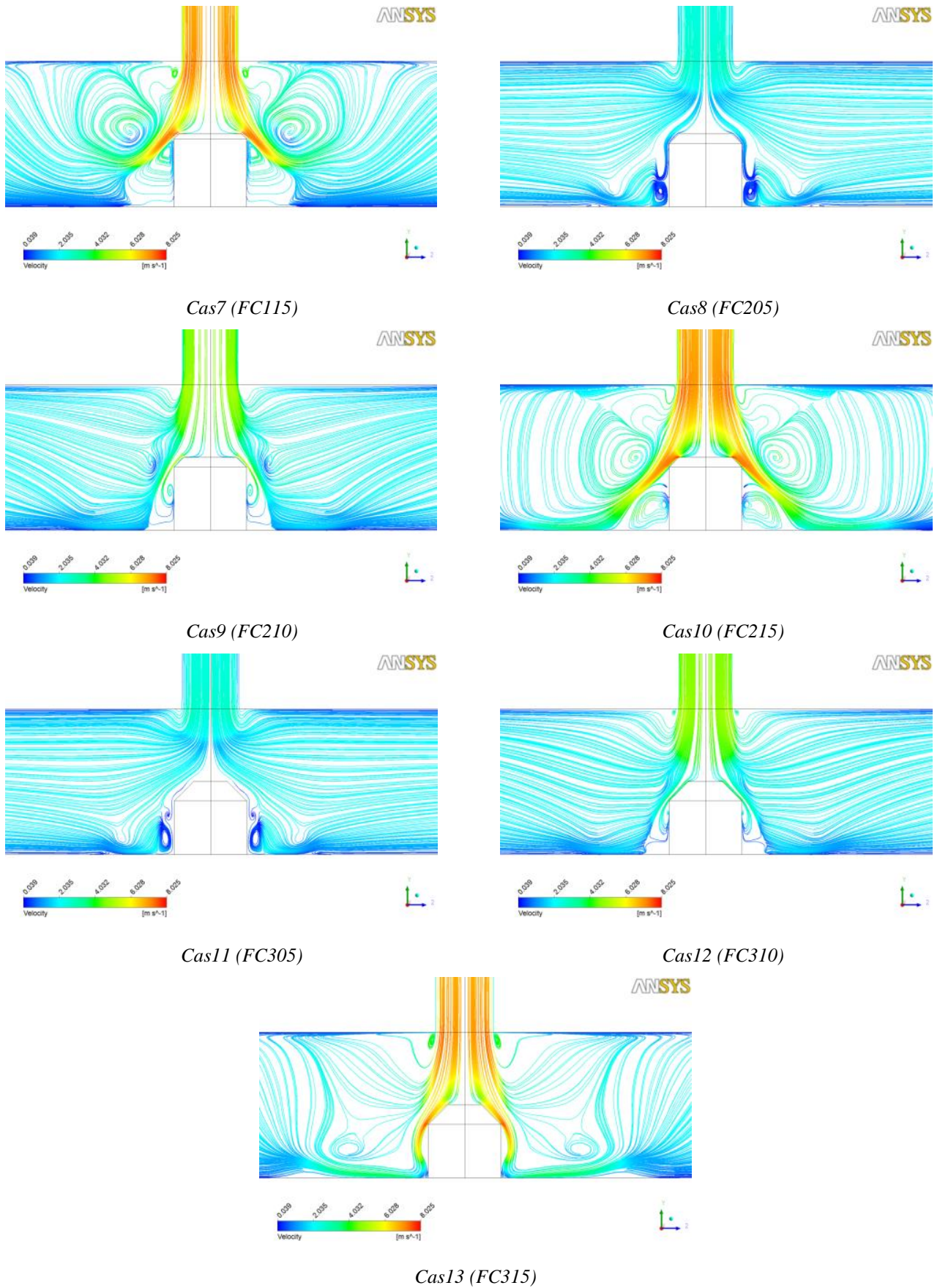


Figure - 4.24 : lignes de courant colorés par la vitesse U au plan YZ a  $x/H=0$

L'illustration des contours pression sur le plan ZX a  $y/H=0$  et sur les parois des cubes avec chanfrein d'une hauteur de 1mm, 2mm et 4mm, pour différents rapports ( $Re_j/Re_H$ ) de nombre de Reynolds ; 0.5, 1.0 et 1.5 respectivement par la figure (4.25). Pour le fort taux de 1.5, des zones de surpression sont bien visibles sur la paroi amont et supérieure du cube et dans la région amont et aval du cube, pour les cas ( $FC115$ ,  $FC215$  et  $FC315$ ). Où la pression atteint une valeur maximale dans des régions limitées autour du point de stagnation, sur la paroi amont (face au vent), et autour du point impactant, sur la paroi supérieure, cette élévation s'explique par une décélération de la vitesse de l'écoulement progressive. Alors que sur les parois latérales on remarque une fortes diminution de pression est observée pour le taux d'injection 1.5 ( $FC115$ ,  $FC215$ ,  $FC315$ ) et une pression légèrement diminuée pour le taux 1.0 ( $FC110$ ,  $FC210$ ,  $FC310$ ). Des zones de dépression maximale sont alors visibles dans la région aval pour les cas faible taux d'injection ( $FC105$ ,  $FC205$ ,  $FC305$ ).

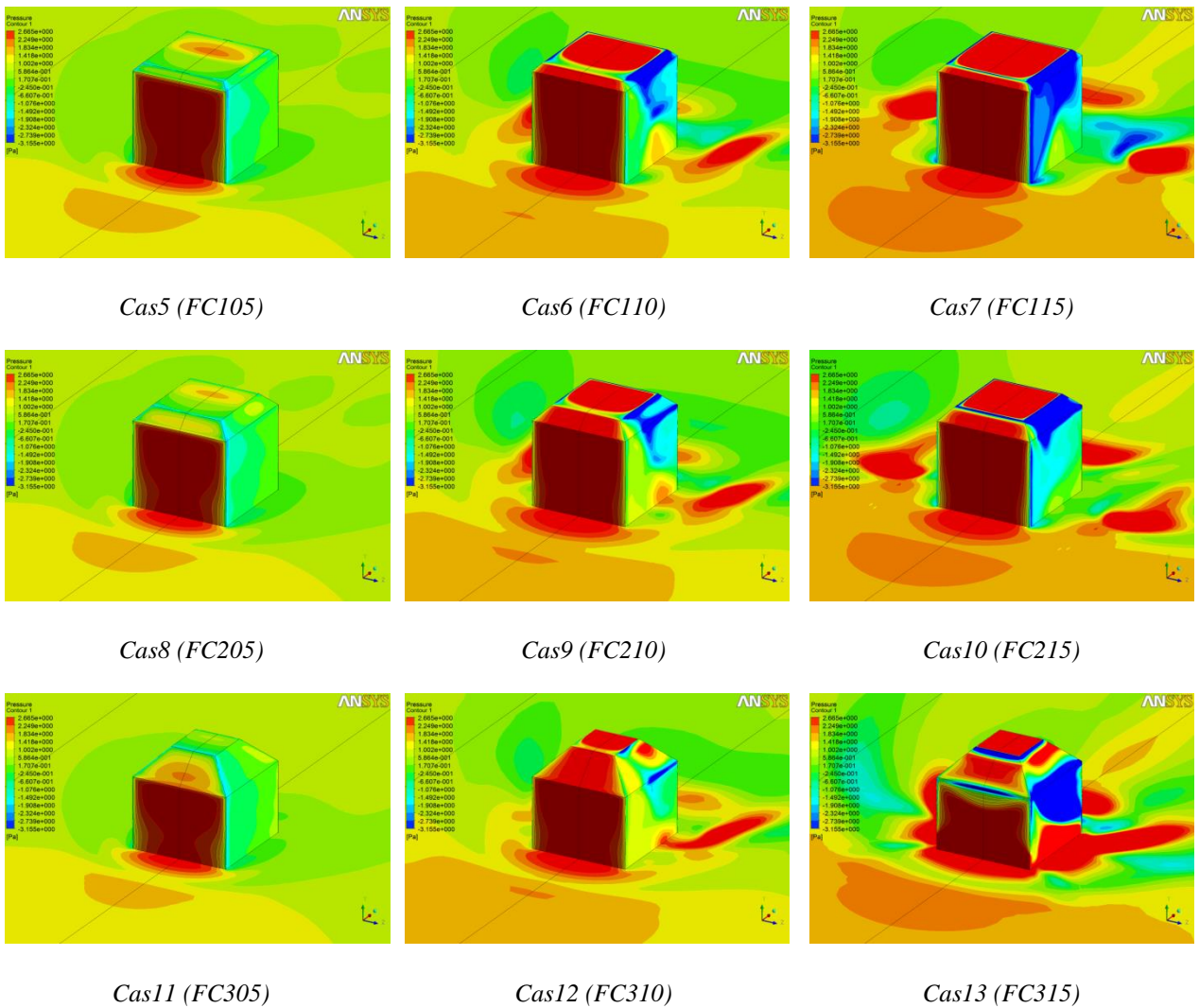


Figure – 4.25 : contour de pression sur les surfaces du cube et sur le plan ZX à  $y/H=0$ .

La distribution du flux thermique sur les parois du cube est montrée par la figure (4.26), un changement léger de la distribution du flux thermique est aperçu sur les parois face au vent et une augmentation du flux de chaleur sur la paroi supérieure du cube pour le cas (FC315). Les zones du flux thermique les plus faibles sont clairement observées sur les parois du cube pour le cas (FC305) et (FC205). Alors que sur les faces supérieures des forts taux, l'intensité du jet impactant augmente et change totalement la distribution du flux thermique. En comparant les différents cas, on observe que l'augmentation la plus élevée du flux thermique est située sur les facettes du dernier cas (cube avec chanfrein de hauteur de 4mm).

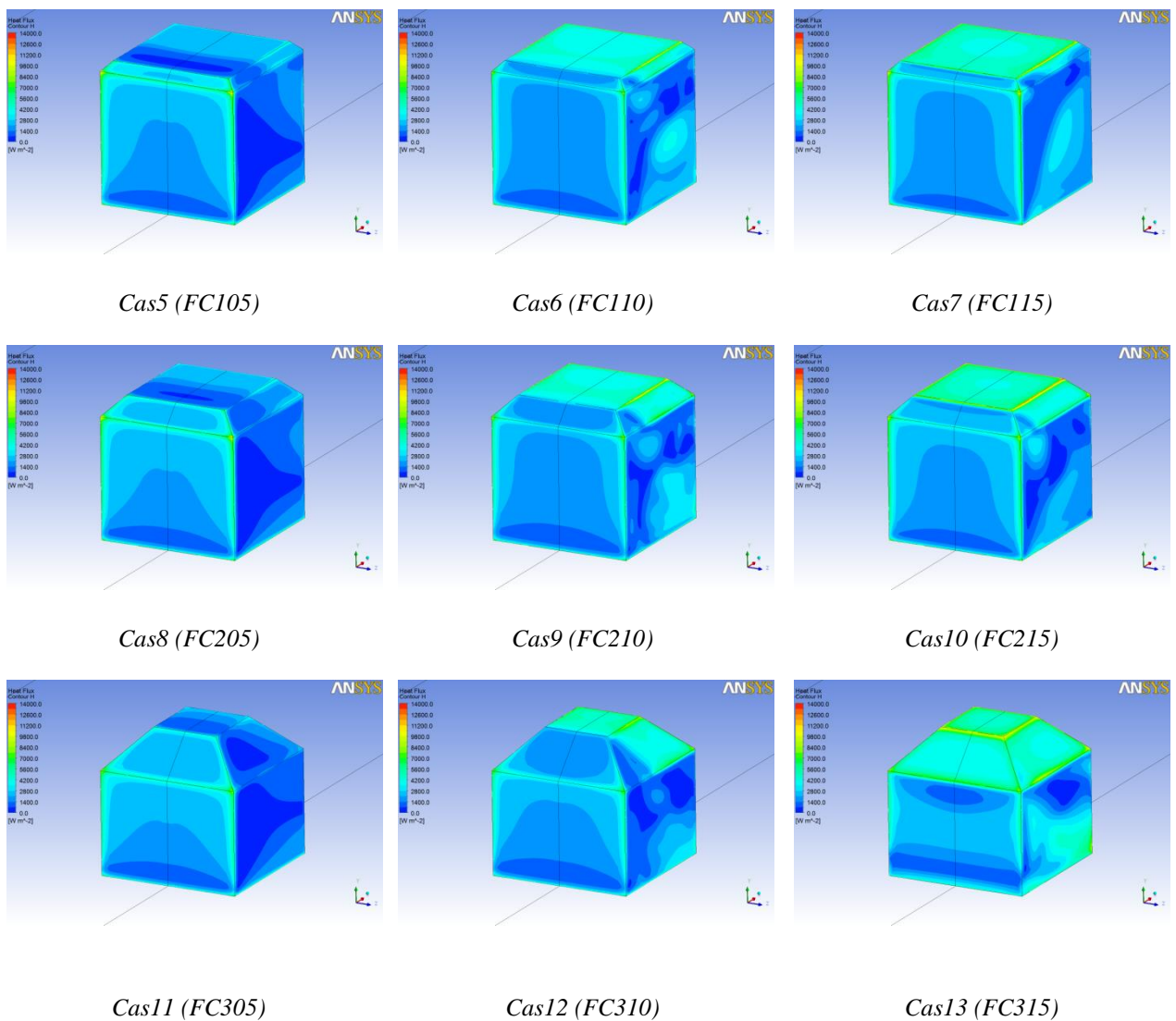
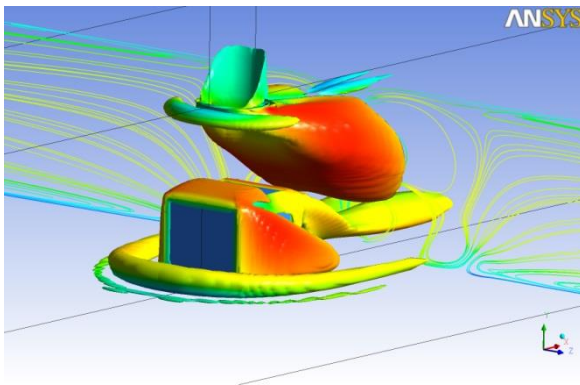
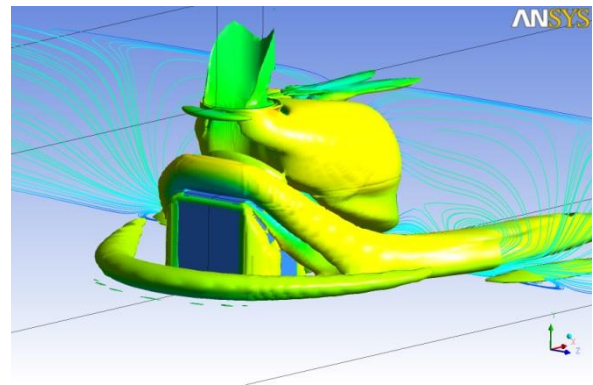


Figure – 4.26 : contour de la densité de flux de chaleur sur les parois du cube.

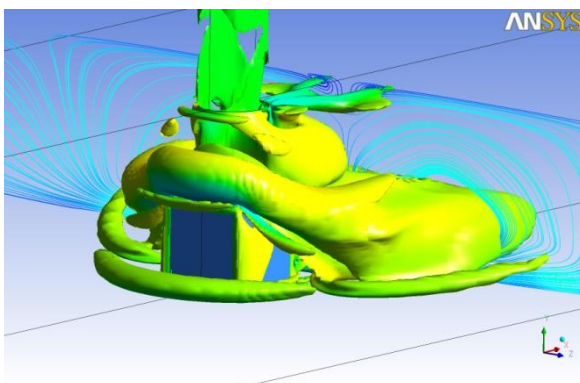
La figure (4.27) représente la configuration de l'écoulement tri-dimensionnelle à travers les iso-surfaces du critère  $Q$ , pour les différents cas étudiés (hauteur du chanfrein est de, 1mm ,2mm et 4mm). La figure montre que, pour le plus faible rapport de Reynolds, le jet n'atteint pas la surface supérieure du cube et il est dévié dans le sens de l'écoulement principal, dont le développement d'un seul tourbillon en forme de fer à cheval autour du cube, pour le taux 0.5. Alors que pour les taux élevés de 1.0 et 1.5, le jet frappe fort la paroi supérieure du cube, l'interaction entre le jet et l'écoulement principal provoque un autre tourbillon, en forme de fer à cheval, autour du jet. Sauf pour le dernier cas  $FC315$ , où le jet frappe fort, est divisé en deux parts et en raison de la plus haute hauteur du chanfrein (4mm), il se déverse de part et d'autre sur les facettes latérales du cube produisant un seul tourbillon en fer à cheval autour du cube et près de la paroi inférieure. La structure de l'écoulement en aval du cube est modifiée, la taille des tourbillons augmente avec l'augmentation du rapport  $Re_j/Re_H$ .



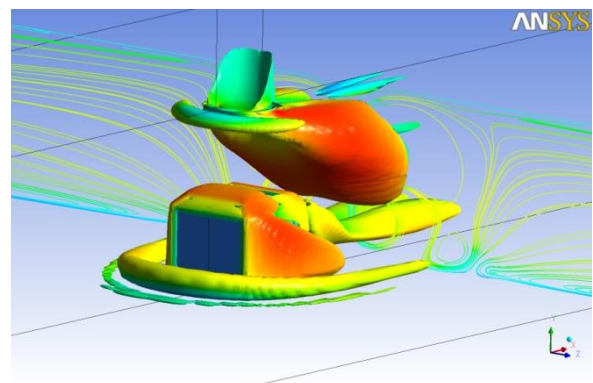
Cas5 (FC105)



Cas6 (FC110)



Cas7 (FC115)



Cas8 (FC205)

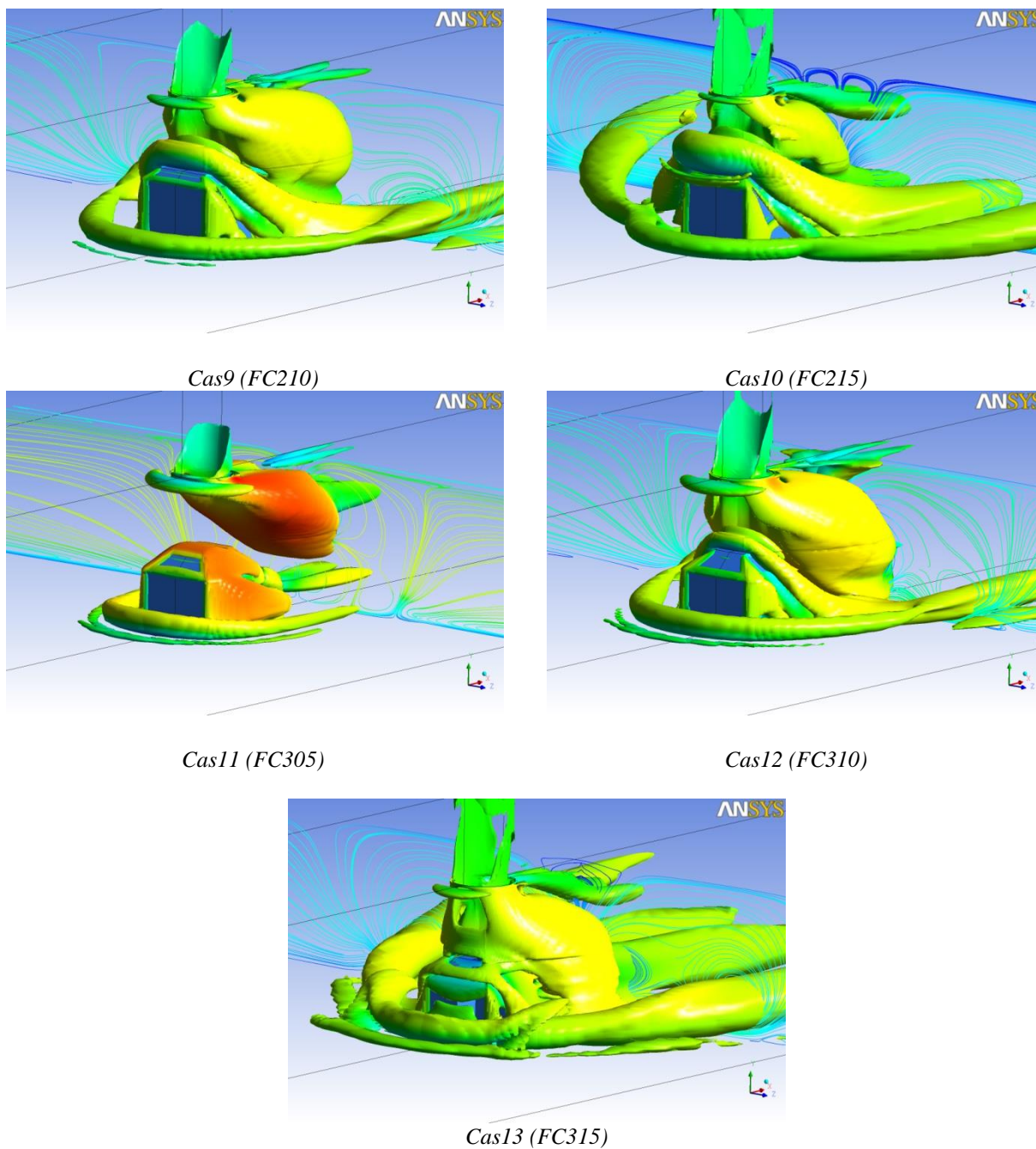


Figure - 4.27 : Iso surfaces du critère Q ( $6000 [s^{-2}]$ ) colorée par la vitesse U.

#### 4.1.2.2 Cubes avec modification de la position du chanfrein

Comme été mentionné au paravent, afin d'essayer d'augmenter l'efficacité de refroidissement, la géométrie de cube est modifiée en ajoutant un chanfrein sur la paroi supérieure. Cette partie est consacrée à tester différentes configurations pour voir l'effet de la position du chanfrein sur le transfert thermique, et en déduire quelle est la position du chanfrein produit le meilleur refroidissement du cube. (Voir figure (4.28)). Une comparaison est faite entre les cas étudiés par rapport au cas de base (cube régulier) et le cube avec quatre chanfreins sur la surface supérieure.

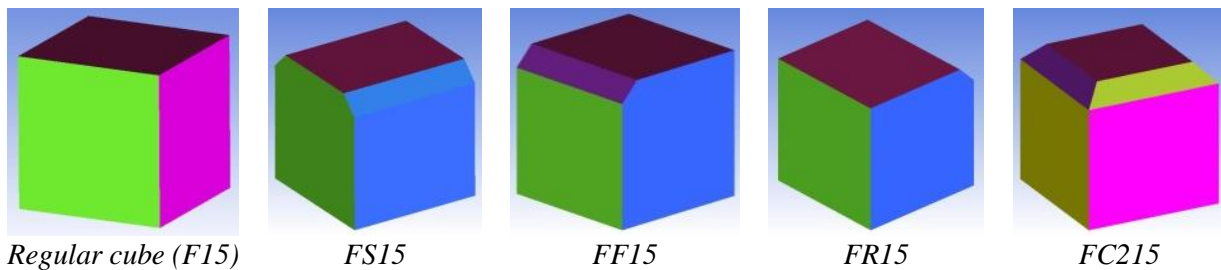


Figure - 4.28 : géométries des cas modifiés.

La figure (4.29) représente les lignes de courants au plan XY à  $z/H=0$  pour les cinq cas modifier et pour un nombre de Reynolds  $ReH=3410$  et un rapport ( $Re_j/ReH=1.5$ ).

Vu que le cas (FS15) a un chanfrein seulement sur les parois latérales et rien sur les autres parois du cube, la configuration d'écoulement longitudinale pour le cas FS15 est presque la même que pour le cube régulier (figure. 4.2), c'est presque les mêmes résultats obtenus. Si on observe les cas FF15 et FR15 qui correspondent à un cube avec chanfrein seulement sur la paroi avant et l'autre avec chanfrein seulement sur la paroi arrière respectivement. Le jet impactant frappe la paroi supérieure et se divise en deux parties; pour le cas de chanfrein sur la paroi arrière FR15, une partie de cet écoulement forme un tourbillon de forme fer à cheval qui s'enroule sur la paroi supérieure, alors que pour le cas du chanfrein sur la paroi avant FF15, l'écoulement s'étale sur la paroi avant en mouvement descendant provoqué par l'impact du jet créant un rouleau tourbillonnaire de forme fer à cheval près de la paroi inférieure du canal et en amont de la paroi avant du cube. Ce comportement peut être expliqué par le fait que l'écoulement du jet s'impose sur la paroi supérieure du cube. Pour ce cas FF15, on s'attend à ce que cette configuration augmente l'efficacité de refroidissement du cube. Le dernier cas (FC15), qui correspond à un cube avec chanfrein sur les quatre parois, montre presque la même modification près de la paroi arrière, alors que pour la paroi arrière la configuration d'écoulement semble être inchangée comparée au cube régulier.

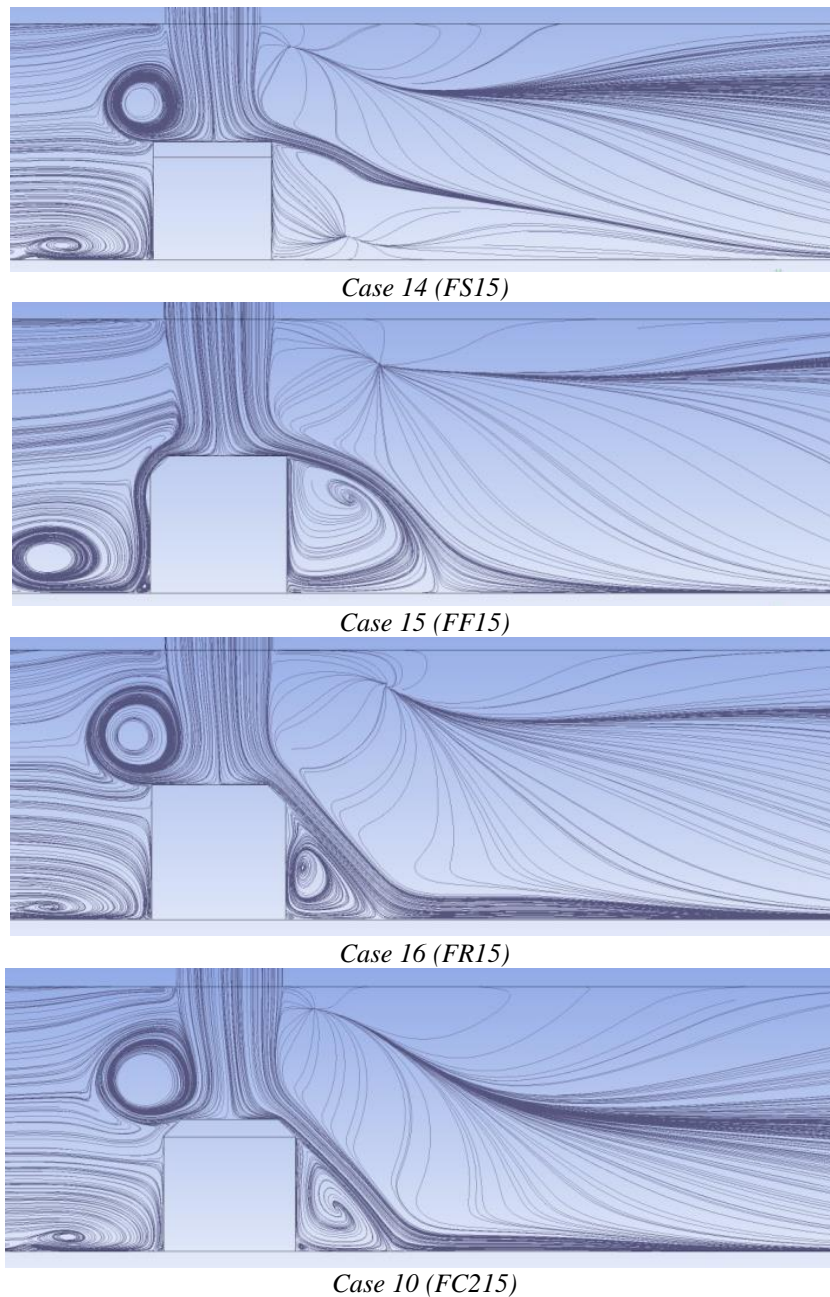


Figure - 4.29 : Lignes de courant au plan XY à  $z/h = 0$  pour  $ReH=3410$  et  $Rej/ReH=1.5$ .

La figure (4.30) montre le flux de chaleur globale pour les cinq cas testé, tandis que la figure (4.31) montre la quantité du flux chaleur échangée pour les différentes parois du cube ; paroi avant, arrière, latérale gauche, latérale droite.

Comme prévu par la configuration d'écoulement de la figure (4.29), il est confirmé que le cas avec chanfrein sur paroi avant (FF15) produit une amélioration de refroidissement. Le cas avec chanfrein sur la paroi arrière (FR15) vient à la deuxième position suivie du cas avec chanfrein sur les parois



latérales (FS15) et à la dernière position on trouve le cube avec des chanfreins sur les quatre parois du cube (FC15).

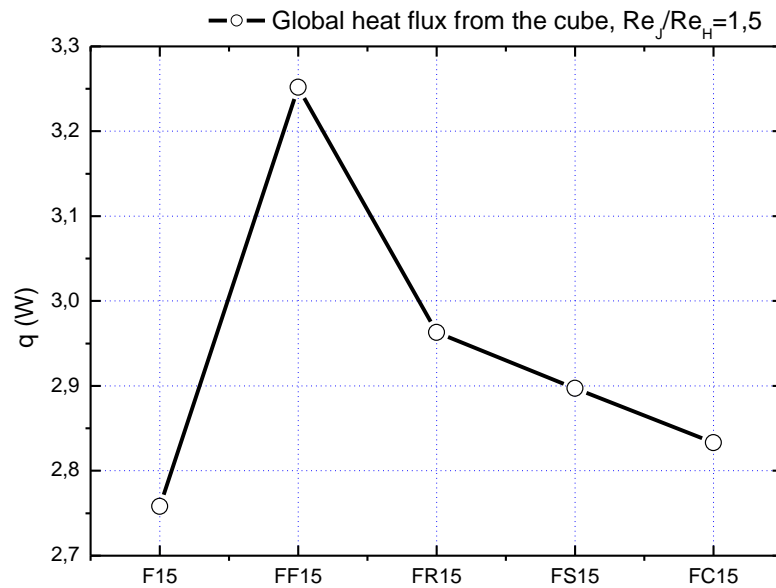


Figure - 4.30 : Flux thermique globale sur la surface du cube.

On observant chaque paroi a part, on peut distinguer que le cas FF15 montre la meilleure performance de refroidissement sur les parois supérieure, arrière et avant. Les parois latérales sont mieux refroidies par le cas FS15, alors que le cas FF15 parvient à la deuxième position. Pour tous les cas, la paroi supérieure produit la plus importante partie du flux thermique sur les parois du cube. C'est en accord avec le fait que d'impact du jet froid est directement imposée sur la paroi supérieure. La paroi avant, qui est exposé à l'écoulement principal, donne la deuxième partie très importante, particulièrement pour le cas FF15 où le jet d'impact s'étale très étroitement le long de la paroi avant.

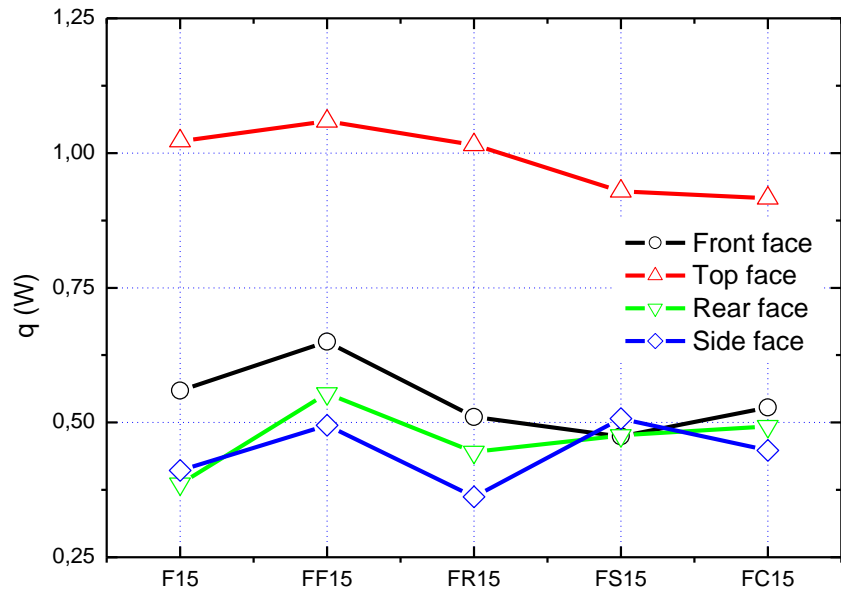
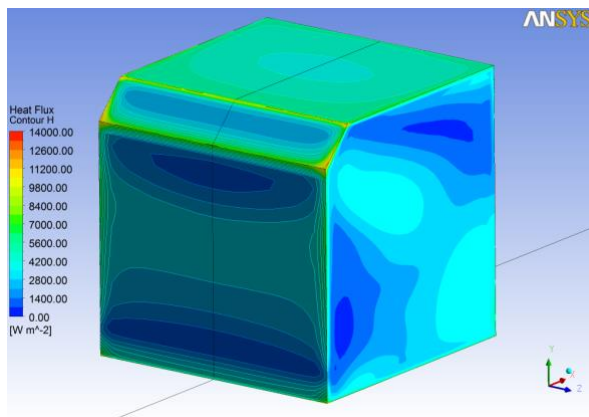
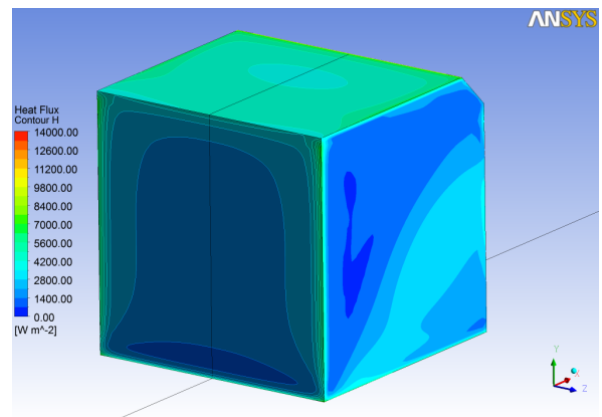


Figure - 4.31 : Quantité de flux thermique sur les parois modifié du cube.

La figure (4.32) montre une distribution des contours du flux thermique sur les parois du cube. On observe la distribution des contours du flux thermique sur la face avant est légèrement la même partout, alors que sur les facettes latérales et sur la face supérieure, l'intensité du jet impactant augmente et change totalement la distribution du flux thermique. En comparant les trois cas, on remarque que l'augmentation la plus élevée et située sur les facettes supérieurs des trois cas.



Cas15(FF15)



Cas16(FR15)

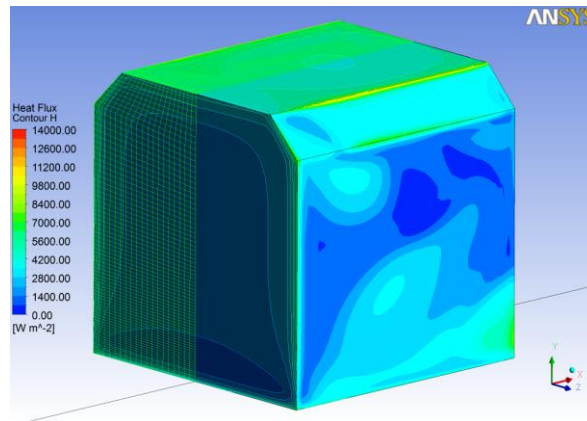
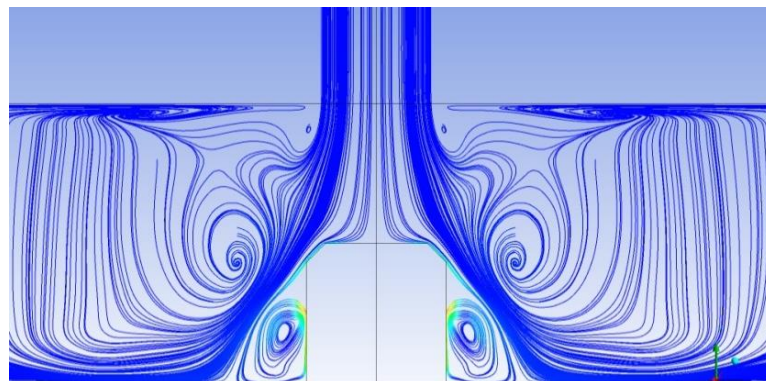
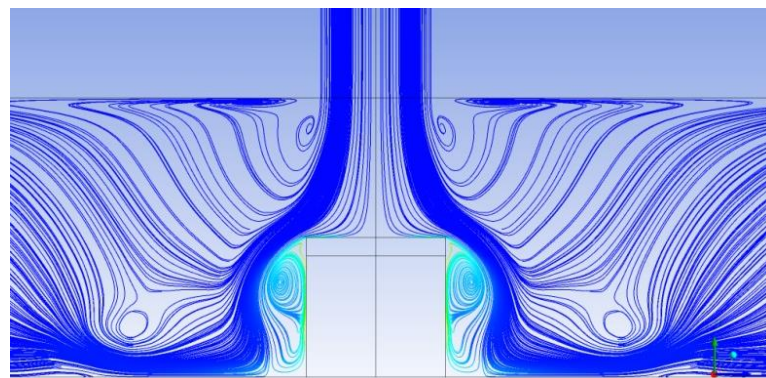
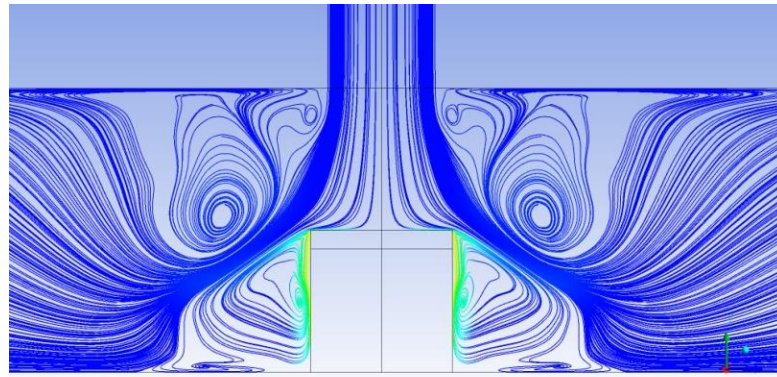
*Cas14 (FS15)*

Figure - 4.32 : contour du flux thermique sur les parois du cube.

La figure (4.33) représente une comparaison des lignes de courant colorée par la température pour trois cas FF15, FR15 et FS15. On observe la création des zones de recirculation près et loin des parois. En comparons les deux cas FR15 et FS15 on peut noter que la taille des deux tourbillons contras rotatif pour le cas FR15 est plus élevée par rapport aux deux tourbillons du cas FS15.

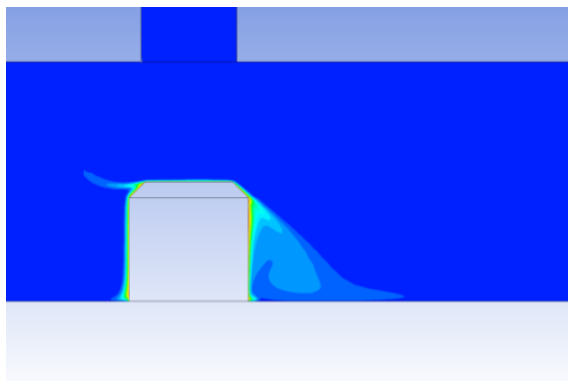
*Cas 14( FS15)**Cas 15 (FF15)*



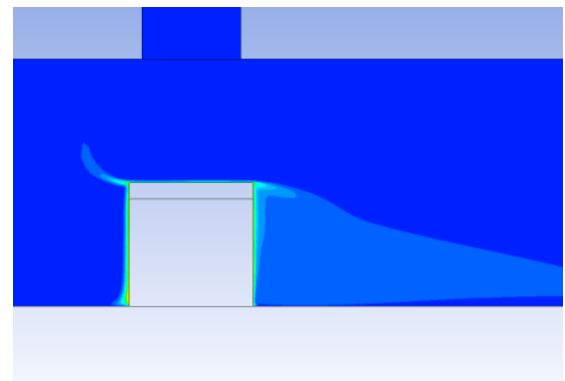
Cas 16 (FR15)

Figure - 4.33 : Lignes de courants colorée par la température au plan YZ a  $x/h=0$ .

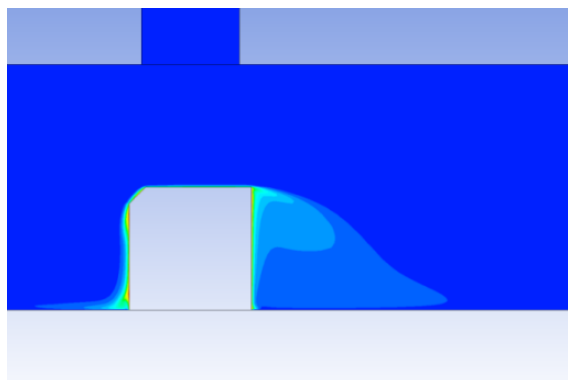
La figure (4.34) représente la distribution du champ de la température au plan YX et au centre du cube à ( $z/H = 0$ ) respectivement. La différence dans les températures simulées peut être aperçue loin de la paroi du cube dans la zone aval du cube. On observe que les valeurs de la température les plus élevées apparaissent près de la paroi arrière du cube pour le cas FR15.



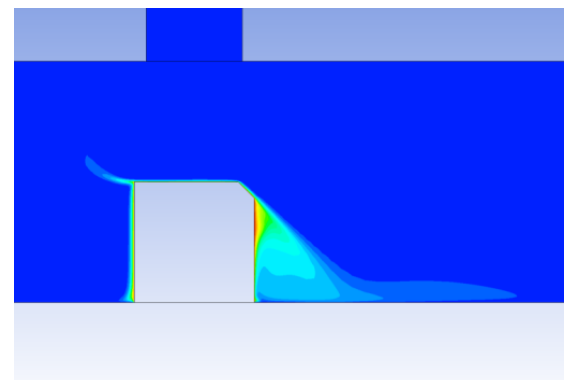
Cas 10 (FC15)



Cas 14 (FS15)



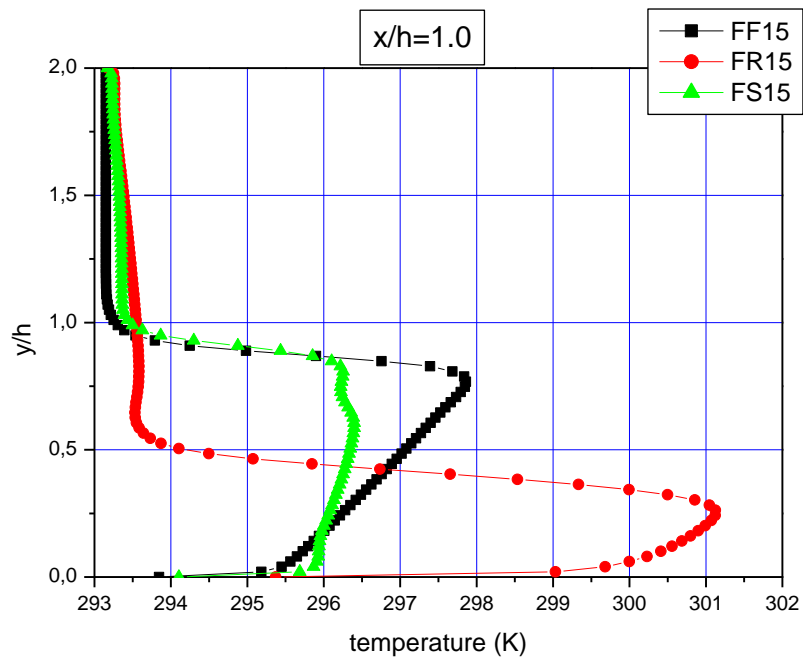
Cas 15 (FF15)



Cas 16 (FR15)

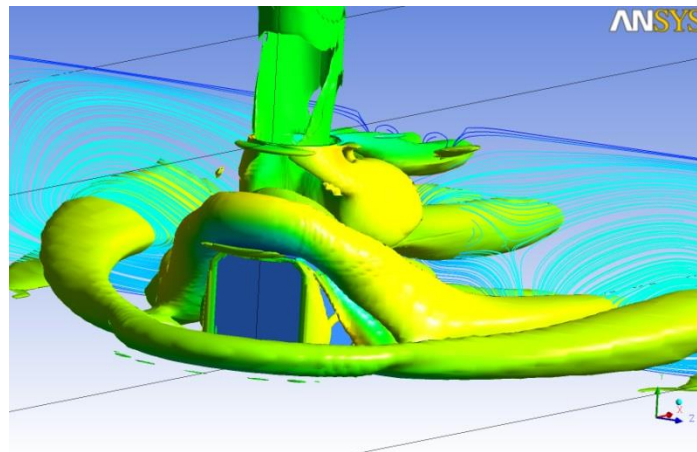
Figure - 4.34 : contours de température sur le plan YX à  $z/h=0$ .

La figure (4.35) représente les profils de température pour les trois cas étudiés FF15, FR15 et FS15 on comparant les températures suivantes on remarque qu'un désaccord est clairement visible du côté qualitative, la plus faible température est marquée pour le cas FS15 son minimum atteint une valeur de l'ordre de 296°K, alors que la plus grande valeur est marquée pour le cas FR15 sur la moitié de la hauteur du cube, son maximum atteint une valeur de l'ordre de 301.2°K. Puis elle commence à diminuer sur la deuxième moitié de la hauteur du cube jusqu'à atteindre la plus faible température.

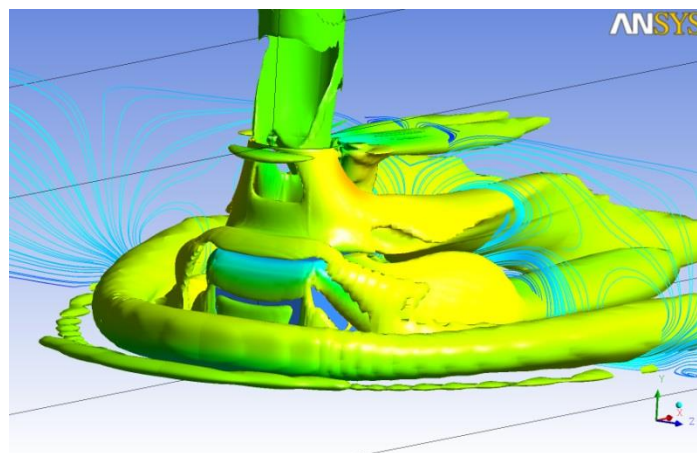


La figure – 4.35 : les profils de température à  $z/h=0$  à la position  $x/h=1.0$  en aval du cube.

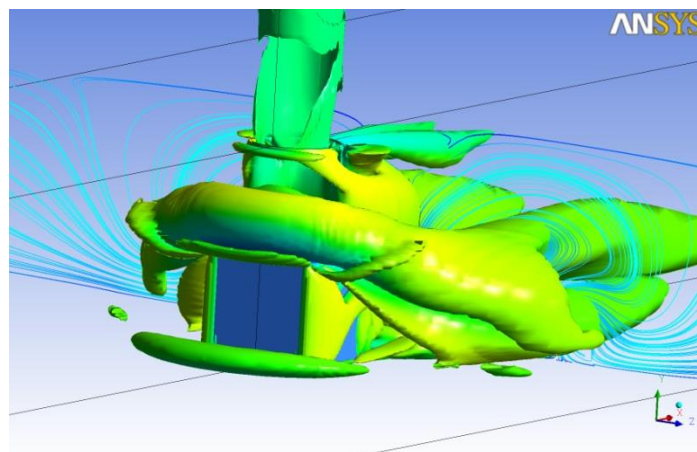
Une vue tridimensionnelle des iso surfaces du critère  $Q$  ( $6000 [s^{-2}]$ ) est montrée sur la figure (4.36). On observe des tourbillons de forme fer à cheval situés sur la facette supérieure du cube, autour du jet, et en amont du cube (autour du cube), pour le cas FS15 et FR15. Tandis que pour le cas FF15 on peut observer le développement d'un seul tourbillon de forme fer à cheval situé dans la zone amont du cube (autour du cube).



Cas 14 (FS15)



Cas 15 (FF15)

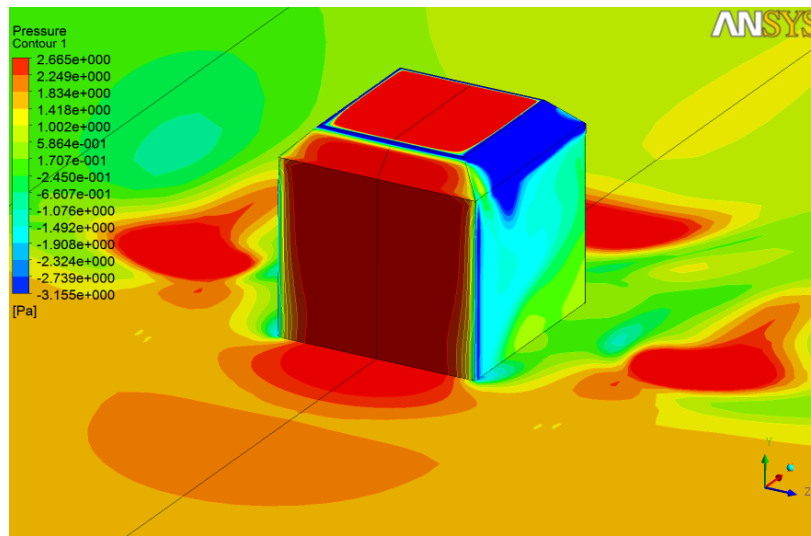


Cas 16 (FR15)

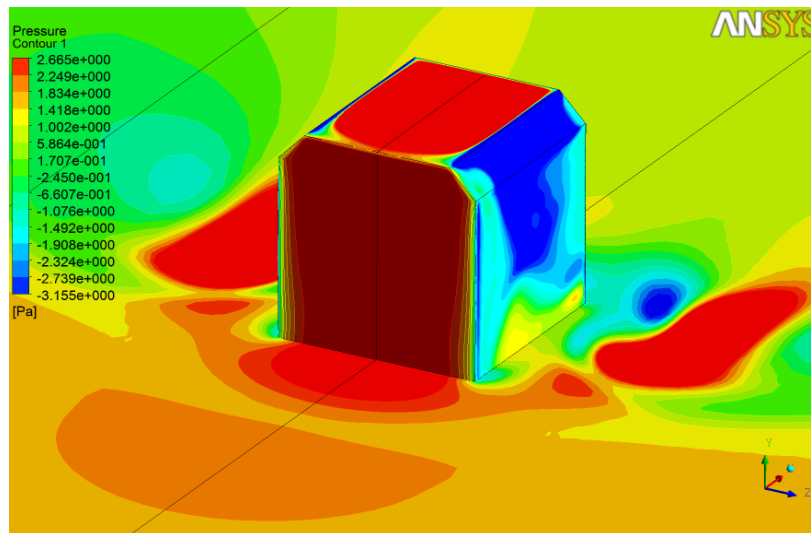
Figure - 4.36 : Iso surfaces du critère Q ( $6000 \text{ [s}^{-2}\text{]})$  colorée par la vitesse U.

La figure (4.37) représente une comparaison des contours de pression sur les parois du cube et sur le plan ZX à  $y/H=0$ . La figure permet de localiser les zones de surpression qui s'étalent tout autour du cube sur le plan ZX. La zone de haute pression se trouve aussi sur la paroi supérieure (point impactant) et la paroi amont du cube (point de stagnation).

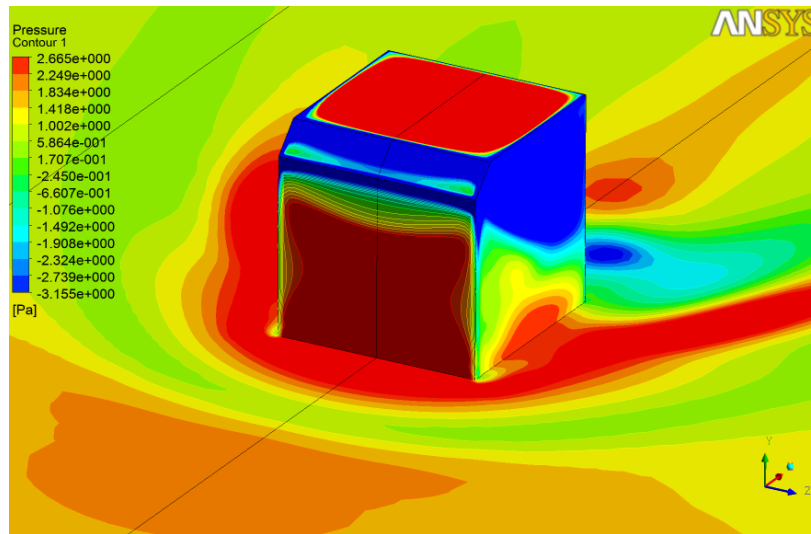
Les zones de dépression les plus importantes apparaissent sur les parois latérales et dans la région aval du cube pour les quatre cas, si on compare les cas suivant on constate que la pression sur la paroi avant du cas (FF15) est légèrement affaiblie. D'après les configurations examinées dans la présente étude, on a constaté que le cube avec chanfrein sur la face avant (FF15) améliore considérablement l'efficacité de refroidissement.



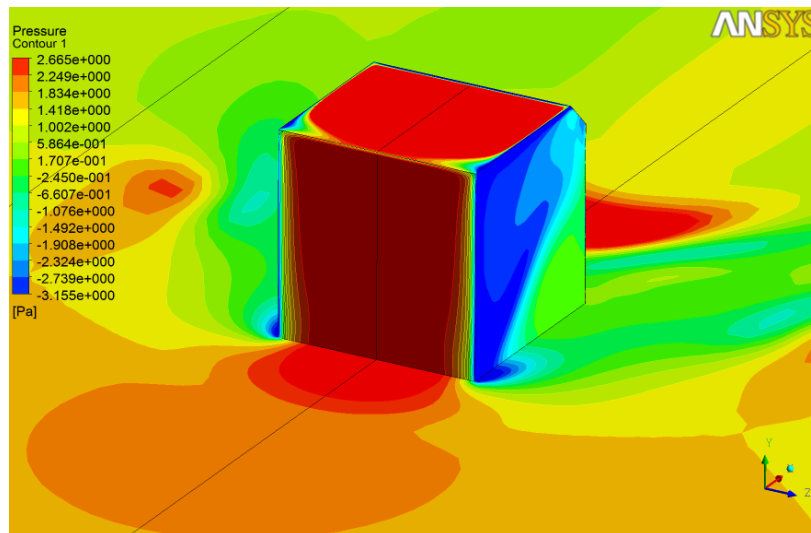
Cas10 (FC15)



Cas 14 (FS15)



Cas 15 (FF15)



Cas 16 (FR15)

Figure - 5.37 : contour de pression sur les parois du cube et sur le plan ZX a  $y/H=0$ .



### 4.1.3 Étude d'un cube régulier avec un nombre de Reynolds (5752 et 8880) :

Dans ce travail beaucoup d'études ont été simulées pour des nombres de Reynolds différents 3410, 5752 et 8880. La figure (4.38) représente les différentes positions transversales des lignes pour la validation.

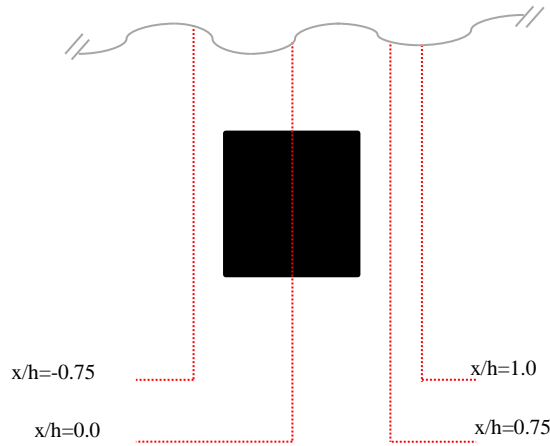


Figure - 4.38 : Position transversale des lignes pour validation.

- **Reynolds de 5752**

La figure (4.39) montre les Profils de vitesse  $U$  transversale au plan  $XZ$  à  $y/h = 5/15$  pour  $Re = 5752$  et  $Re_j/Re_H = 0.5$ . Les résultats obtenus sont satisfaisants, on remarque un bon accord entre les résultats numériques et les résultats expérimentaux, noté que ces résultats sont plus proches aux résultats expérimentaux dans la zone avant et au-dessus du cube alors que dans la zone aval du cube elles sont sensiblement différentes. Pour les profils de la vitesse  $U_{rms}$ , un désaccord remarquable et observé en aval du cube à  $x/H = 0.75$  et  $x/H = 1.0$ , ces profils sont montrés sur la figure (4.40).

Les figures suivantes (4.41) (4.43), représentent les profils de vitesse  $U$  transversale au plan  $XZ$  à  $y/h = 5/15$ . Les figures suivantes (4.42) (4.44) représentent les profils de vitesse  $U_{rms}$ . Une bonne concordance est marquée entre les résultats numériques simulés et les résultats expérimentaux pour un rapport  $Re_j/Re_H = 1.0$  et  $1.5$ .

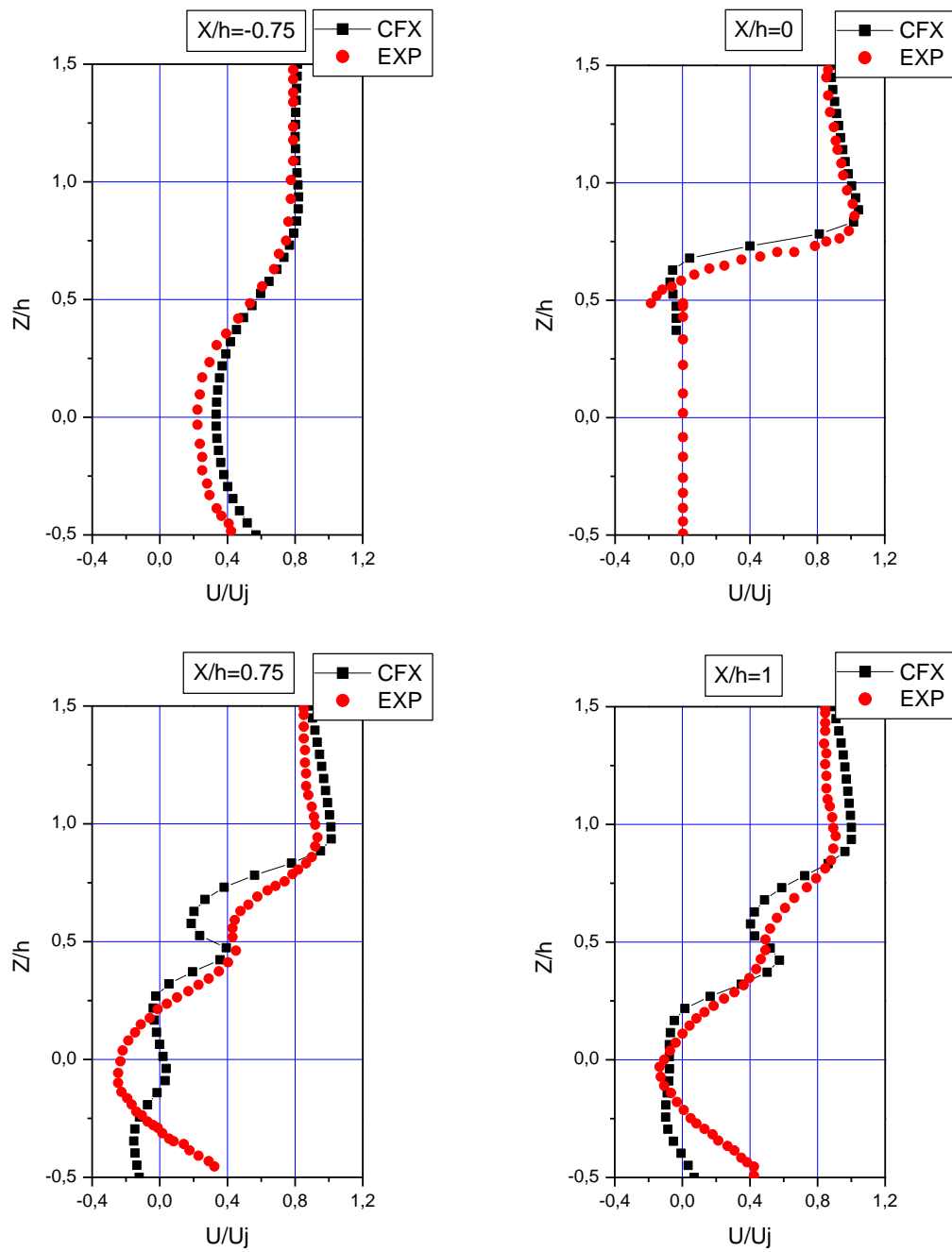


Figure - 4.39: Profil de vitesse U transversale au plan XZ a  $y/h= 5/15$  pour  $Re=5752$   
 $Re_j/Re_H=0.5$

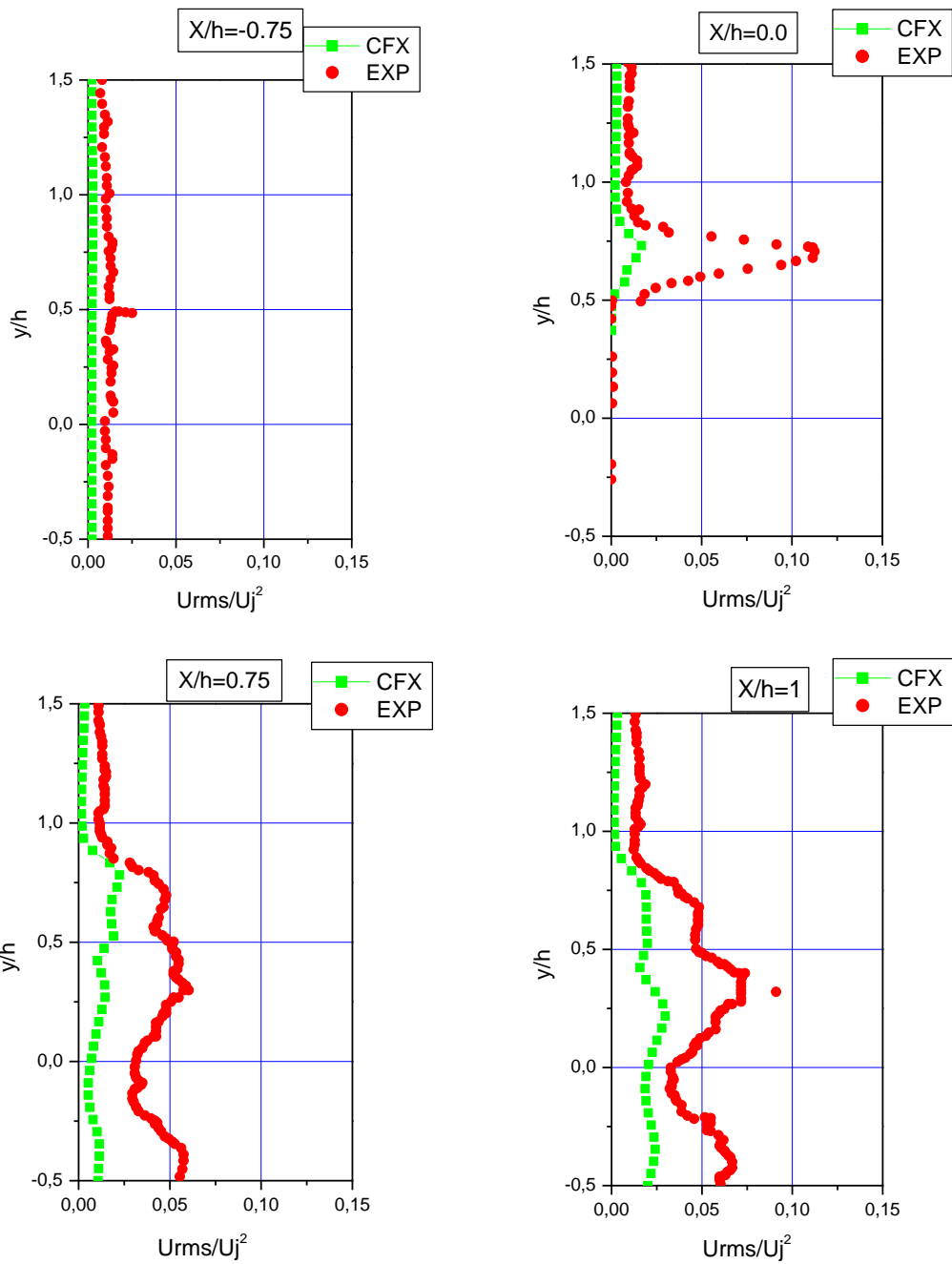


Figure - 4.40 : Profil de vitesse  $U_{rms}$  « Reynolds stress » transversale au plan XZ a  $y/h = 5/15$  pour  $Re = 5752$  et  $Re_J/Re_H = 0.5$

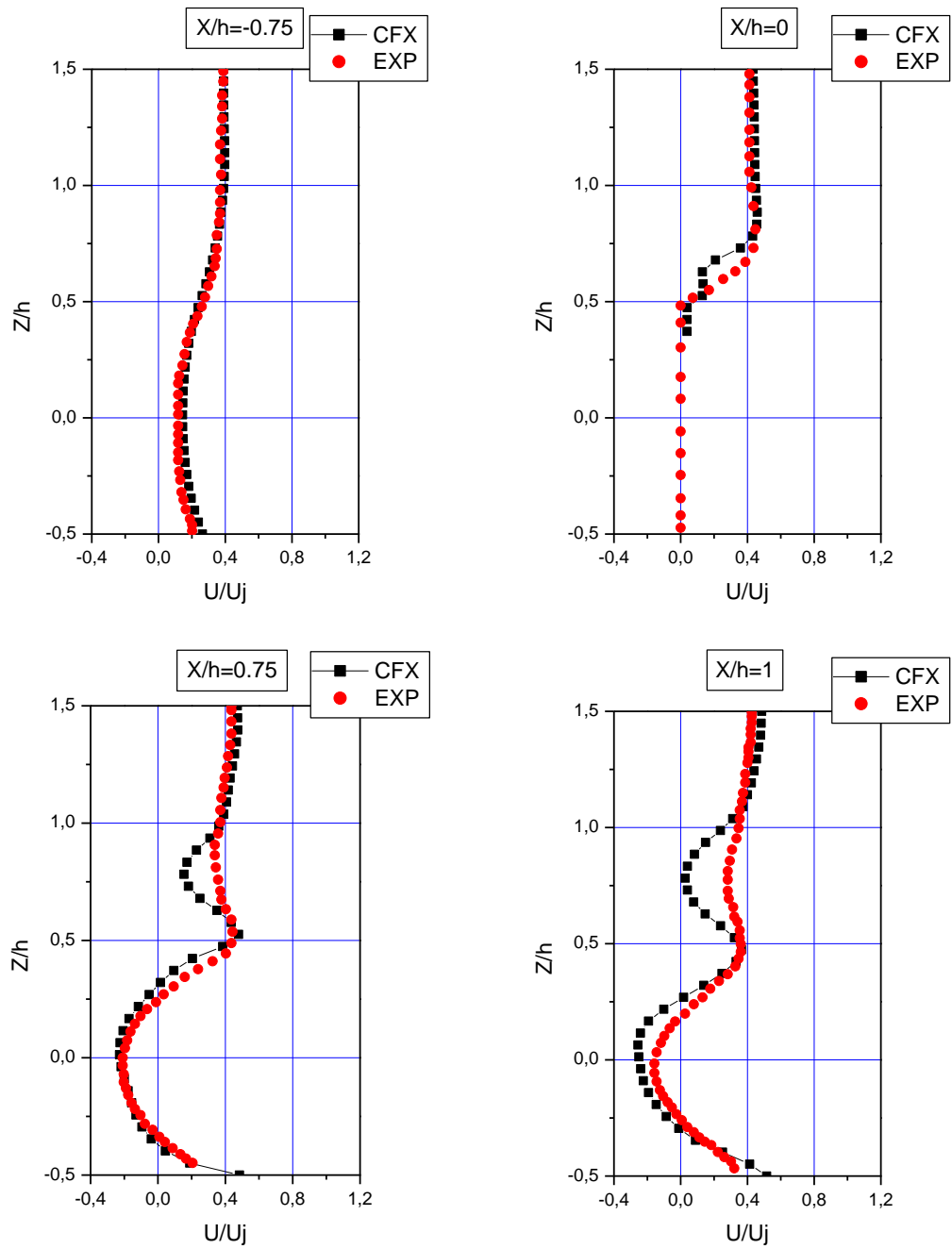


Figure - 4.41 : Profil de vitesse U au plan XZ a  $y/h= 5/15$  pour  $Re=5752$  et  $Re_J/Re_H=1.0$ .

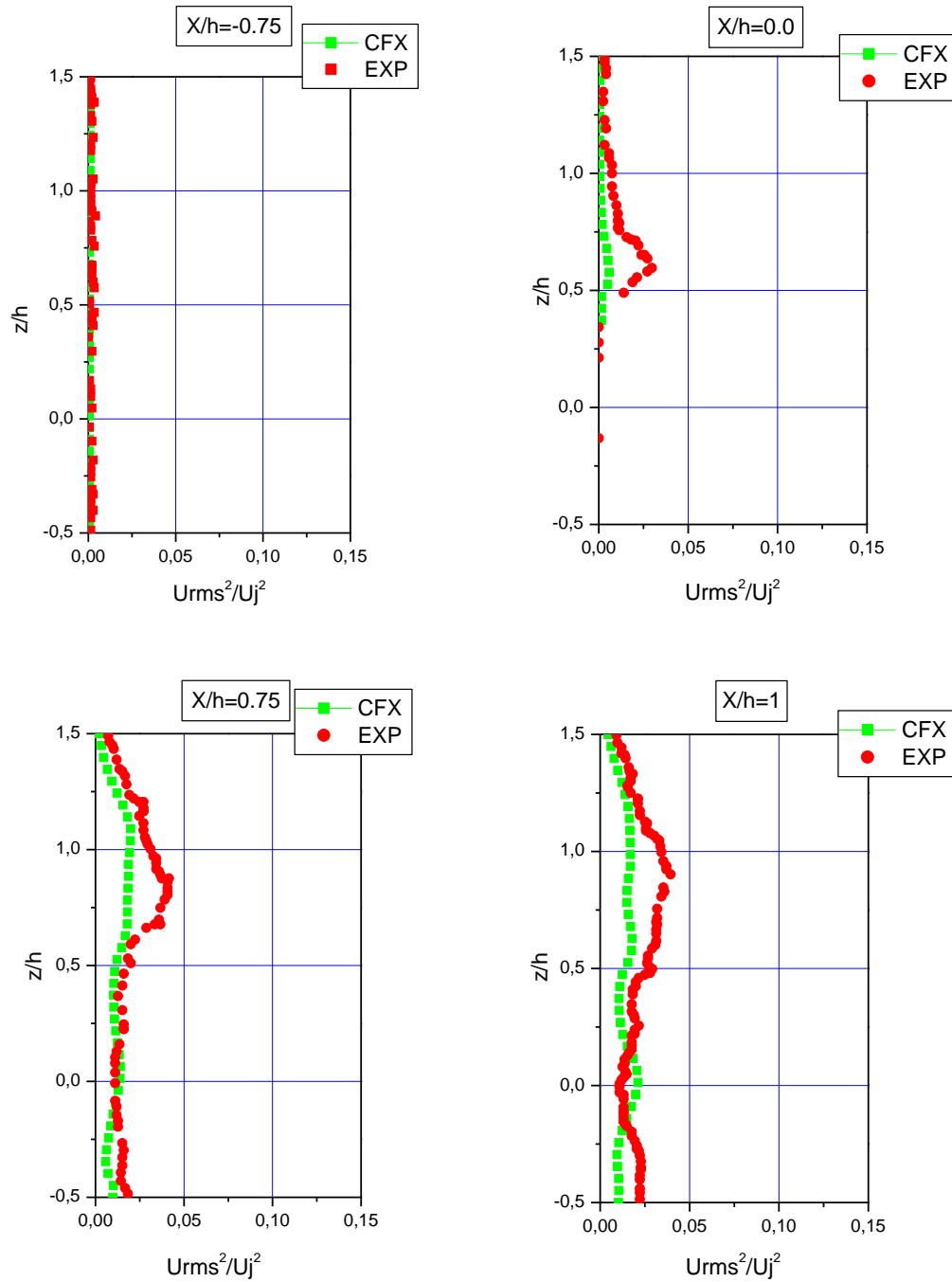


Figure - 4.42 : Profil de vitesse  $U_{rms}$  « Reynolds stress » au plan X-Z a  $y/h= 5/15$  pour  $Re=5752$  et  $Re_j/Re_H=1.0$

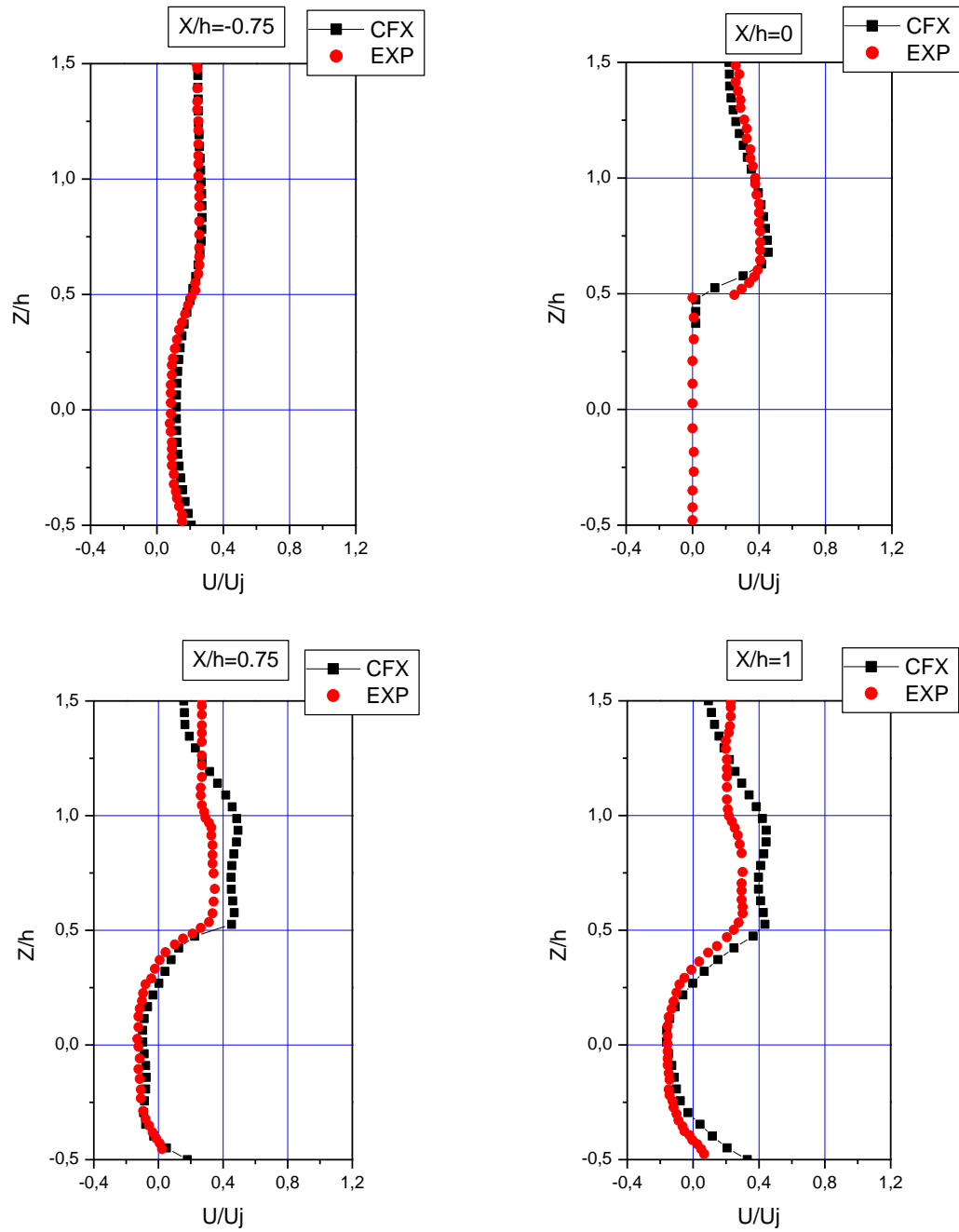


Figure - 4.43 : Profil de vitesse  $U$  transversales au plan  $XZ$  a  $y/h= 5/15$  pour  $Re=5752$  et  $Re_j/Re_H=1.5$

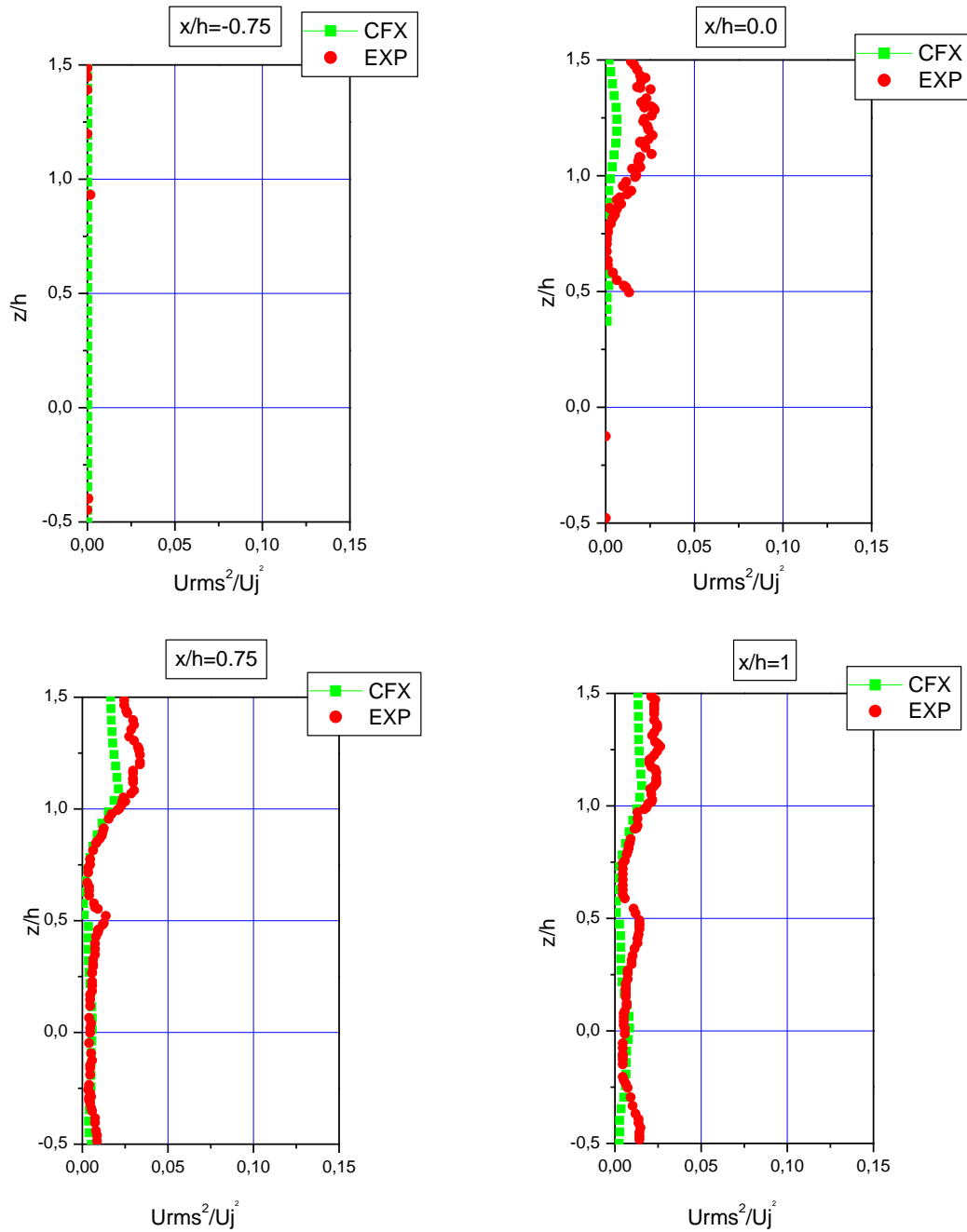


Figure - 4.44 : Profil de vitesse  $U_{rms}$  « Reynolds stress » au plan XZ a  $y/h = 5/15$  pour  $Re = 5752$  et  $Re_j/Re_H = 1.5$

- Reynolds de 8880

La figure (4.45) représente une comparaison des profils de vitesse au plan  $z/h=0.0$  au point de stagnation du jet pour un nombre de Reynolds ( $Re=8880$ ) ; les figures à gauche représente la vitesse  $V$ , et à droite la vitesse  $U_{rms}$ , on observant les figures en remarque que la validation elle est bonne avec une petite souéstimation des valeur de la vitesse  $U_{rms}$  dans la région de stagnation du jet.

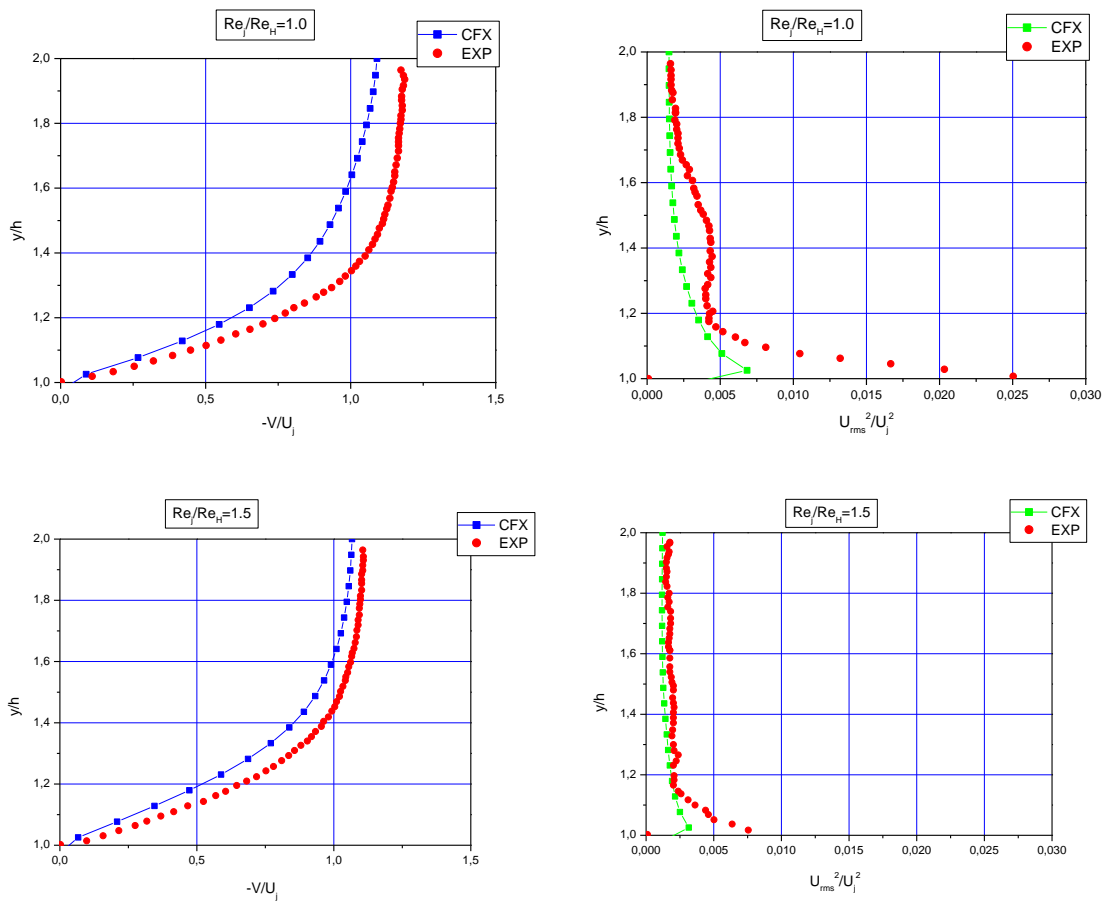


Figure - 4.45 : Profil de vitesse au plan  $z/h=0.0$  au point de stagnation du jet pour  $Re=8880$ , à gauche la vitesse  $-V$ , à droite la vitesse  $U_{rms}$  « Reynolds stress ».

#### 4.1.4 Efficacité de refroidissement sur la ligne centrale de la facette arrière ( $X/h=0.5$ et $Z/h=0.0$ )

L'efficacité du refroidissement 'eta' est calculée par l'équation suivante :

$$\eta = \frac{(T_{cube} - T_{inlet})}{(T_{cube} - T_{inlet})}$$



La figure (4.46) représente les Courbes d'efficacité du refroidissement sur la ligne centrale de la facette arrière du cube régulier ( $X/h=0.5$  et  $Z/h=0.0$ ). En comparant les trois cas on remarque que les résultats sont sensiblement identique où une petite élévation de l'efficacité située à une hauteur de l'ordre de  $y/h=0.15$  est observée pour les cas F10 et F15, cette élévation est causé par l'existence de la zone de recirculation juste près de la facette arrière.

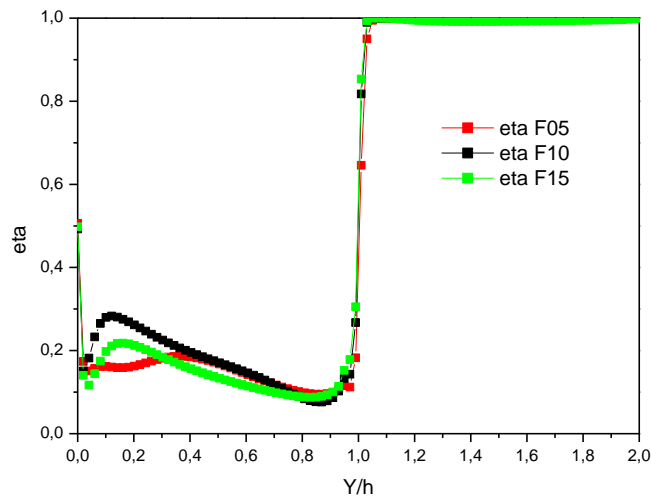


Figure - 4.46 : Courbes d'efficacité du refroidissement sur la facette arrière du cube régulier ( $X/h=0.5$  et  $Z/h=0.0$ )

La figure (4.47) montre les courbes de l'efficacité de refroidissement pour un cube avec chanfrein de hauteur de 2mm, les résultats sont presque semblables, pour les trois taux testés, on observe une valeur de l'efficacité un peu élevée de l'ordre de « 0.22 » à une hauteur de  $y/h=0.1$  puis elle diminue jusqu'à une valeur de 0.009 à la hauteur de  $y/h=0.78$  juste près du sommet du cube, puis elle atteint la valeur maximale dans la zone au-dessus du cube où la température est très faible loin de la paroi supérieur du cube .

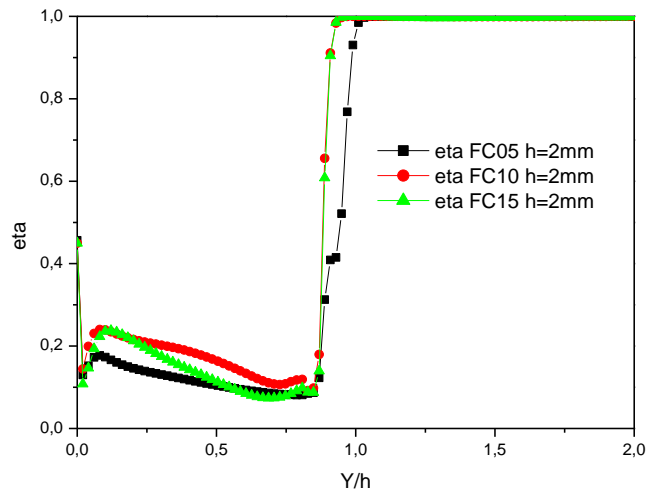
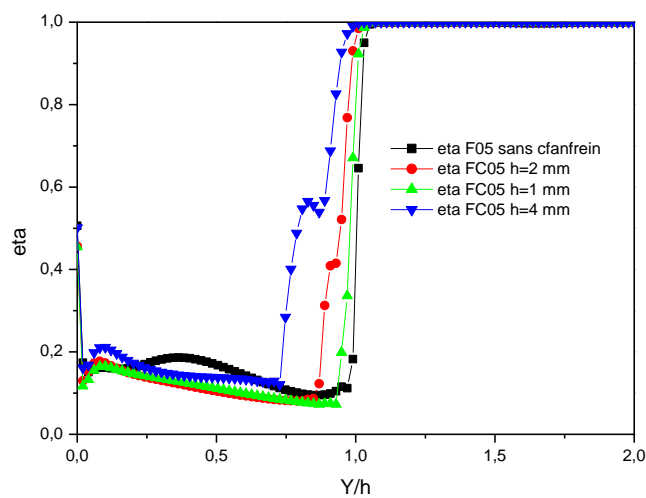
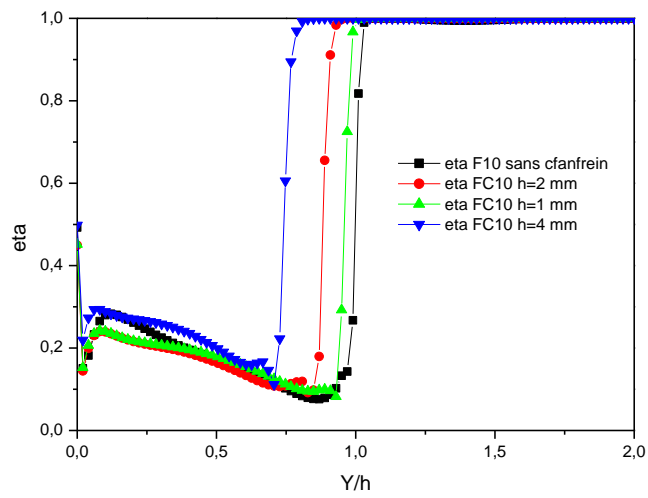


Figure - 4.47 : Courbes d'efficacité du refroidissement sur la facette arrière du cube modifié avec la hauteur du chanfrein  $s=2$  mm ( $X/h=0.5$  et  $Z/h=0.0$ )

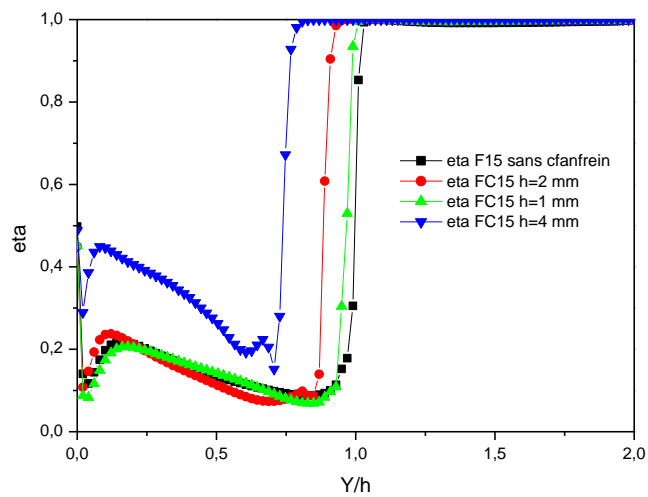
La figure (4.48) représente l'efficacité de refroidissement sur la ligne centrale de la facette arrière pour un cube régulier et modifié. En comparant les trois figures (4.48,a), (4.48,b) et (4.48,c) on remarque que la meilleure efficacité de refroidissement est observée pour le cas d'un chanfrein qui a la hauteur de 4mm, et on constate aussi que l'efficacité de refroidissement augmente avec l'augmentation de la hauteur du chanfrein, la valeur maximale est observée, pour le cas avec chanfrein de 4mm, sur la figure (4.48,c).



a)



b)



c)

Figure – 4.48 : Comparaison d’efficacité du refroidissement sur la facette arrière du cube modifié et régulier avec la variation de la hauteur du chanfrein  $s=0, 1, 2, 4$  mm ( $X/h=0.5$  et  $Z/h=0.0$ )  
 a) FC 05, b) FC 10, c) FC 15

## ***Conclusion***

## CONCLUSION

Beaucoup de travaux scientifiques ont été publiés pour analyser le phénomène de refroidissement des composants électroniques en utilisant la convection sous ses trois formes. Le refroidissement par jets est une solution privilégiée dans les applications industrielles lorsque l'on cherche à extraire, ou bien à apporter un flux de chaleur intense sur une surface. L'écoulement complexe autour d'un cube avec jet perpendiculaire ainsi que le champ thermique associé est simulé via une approche numérique utilisant la méthode *RANS* associé au modèle de turbulence *SST*. L'approche adoptée et malgré son caractère économique par rapport aux méthodes directes et de simulation des grandes échelles permet de reproduire les principales caractéristiques associées à ce type de configuration.

Dans ce travail, La configuration géométrique étudiée, ressemble sensiblement à celle étudiée expérimentalement par *Masip et al.* [7]. Un cube chauffé à une température de  $60^{\circ}\text{C}$  est placé dans un écoulement d'air forcé à  $20^{\circ}\text{C}$ , avec un jet circulaire et perpendiculaire sur la facette supérieure du cube. Cette étude est basée principalement sur l'écoulement principal qui est maintenue à un nombre de Reynolds de  $3410$ , avec les trois rapports du nombre de Reynolds suivants:  $Re_j/Re_H=0.5; 1.0$  et  $1.5$ .

Dans ce travail, deux autres nombres de Reynolds de  $5752$  et  $8880$ , ont été également étudiés numériquement, pour le cas de base sans chanfrein (cube régulier). On considère les quatre premiers cas, pour le cube régulier :  $F00, F05, F10, F15$  comme des cas de base, les résultats numérique obtenus pour le cas de base (cube régulier), et pour les trois nombres de Reynolds, sont comparés et validés avec les résultats expérimentaux *Masip et al.* [7]. Une bonne concordance a été observée entre les résultats numériques et les résultats expérimentaux.

Afin d'essayer d'augmenter l'efficacité de refroidissement, la géométrie de cube est modifiée en ajoutant un chanfrein sur la paroi supérieure du cube. En premier lieu, la variation de la hauteur du chanfrein a été testée, la valeur de la hauteur prend trois valeurs différentes de  $1, 2$  et  $4\text{ mm}$ , pour les rapports  $Re_j/Re_H=0.5; 1.0$  et  $1.5$  et pour nombre de Reynolds de  $3410$ . Les cas étudiés sont notés comme suite :  $FC105, FC110, FC115, FC205, FC210, FC215 ; FC305, FC310, FC315$ . Il a été trouvé qu'un chanfrein de  $4\text{mm}$  de hauteur donne un bon refroidissement par rapport aux autres hauteurs testées.

Une autre modification de la géométrie a été testée et analysée numériquement en changeant la position du chanfrein sur les parois du cube,  $FF15, FR15, FS15$ , correspondant à un chanfrein sur la face amont, un chanfrein sur la face arrière et un chanfrein sur les deux faces latérales,

respectivement. Cette étude est faite pour un seul rapport  $Re_j/ReH= 1.5$ . On a conclu que le meilleur refroidissement a été marqué pour le cas FF15 (un chanfrein sur la face amont) et pour le cas de la hauteur du chanfrein de 4mm (FC315).

En plus de la validation, la présente étude a permis de montrer que la modification géométrique du cube (composant électronique) par ajout de chanfreins sur la facette supérieure peut apporter une amélioration sensible sur l'efficacité de refroidissement pour certain cas précis. Pour d'autres cas, l'amélioration est presque inexistante. Le but étant de vérifier si l'ajout des chanfreins améliore l'efficacité du refroidissement ou non.

## *Références bibliographiques*

## Références bibliographiques

- Azzi.A, Octobre (2001)“ thèse de doctorat d'état ”, « INVESTIGATION NUMERIQUE DU REFROIDISSEMENT PAR FILM APPLIQUE AUX AUBES DES TURBINES A GAZ » *Université des Sciences et de la Technologie d'Oran(USTO.MB)*..
- Azzi, A. (2007), Modélisation de la turbulence, Cours de post graduation, Université USTO.
- Azzi, A. (2005), 'Méthodes numériques', cours de post graduation, version préliminaire, , USTO-MB,.
- Arquis E, Rady MA, Nada SA. (2007), “A numerical investigation and parametric study of cooling an array of multiple protruding heat sources by a laminar slot air jet”. *Int J Heat Fluid Flow*;28:787–805.
- Amirouche.Y, Bessaih.R, (2010), « Etude de la convection mixte laminaire et turbulente tridimensionnelle : cas d'un circuit électronique ». *thèse de doctorat*
- Bouttout,A. et Bessaih,R. (2008), “Steady and oscillatory natural convection air cooling of protruding thermal sources mounted in a rectangular enclosure, ”*Journal of Energy, Heat and Mass Transfer, vol 30: pp. 251-271.*
- Buchlin. J. (2000), “Convective heat transfer in impinging gas jet systems,” *VKI for Fluids Dynamics Lecture Series, Aero-Thermal Performance of Internal Cooling Systems in Turbomachines, vol. 3, p. 11–133.*
- Bae, J.H., Hyun, J.M. et Kwak, H.S. (2004), “Mixed convection from a multiblock heater in a channel with imposed thermal modulation”, *Numerical Heat Transfer, Part A, vol 45: pp. 329 – 345.*
- Bianchi, A.M., Y. Fautrelle, and J. Etay, (2004), *Transferts thermiques: Presses Polytechniques et Universitaires Romandes.*
- Blevins R.,(1984), *Applied Fluid Dynamics Handbook. Van Nostrand Reinhold Cono. ISBN 157524182X.*
- Bellettre, J. (1998), "Transferts de masse et de chaleur dans la couche limite pariétale et à l'intérieur d'une paroi poreuse plane soumise à de l'effusion ou de la transpiration ". *Thèse de Doctorat décembre .*
- Bill Garland “Forced convection heat transfer” - , p 4.43 - p 4.48.
- Castro, I.P., Robins, A.G., (1977). “The flow around a surface-mounted cube in uniform and turbulent streams”. *J. Fluid Mech. 79, 307–335.*



- Cornaro, C. (1999), Fleischer, A. et Goldstein, R. "Flow visualization of a round jet impinging on cylindrical surfaces," *Exp. Thermal and Fluid Science*, vol. 20, no. 2, p. 66–78,
- Culham, J.R., et al. (2000), *Seventh Intersociety Conference on Thermal and Thermomechanical Phenomena in Electronic Systems: IEEE*.
- David P. DeWitt, Theodore L. Bergman et Adrienne S. Lavine "Fundamentals of Heat and Mass Transfers" - Frank P. Incropera, - Sixth Edition
- Fourier, J. (1989), *Théorie analytique de la chaleur*, Jacques Gabay.
- Flikweert M. (2005), "Flow and heat transfer investigation of wall-mounted cubes in cross-flow. M.Sc. thesis". *Delft University of Technology, Delft, The Netherlands*.
- Gautner, J. Livingood, J. et Hrycak ,P. (1970), "Survey of literature on flow characteristics of a single turbulent jet impinging on a flat plate," *NASA, Rap. Tech. D-5652*.
- Hamouche, A. et Bessaih, R. (2009), "Mixed convection air cooling of protruding heat sources in a horizontal channel", *International Communications in Heat and Mass Transfer* vol 36: pp. 841 -849
- Hussein, H.J., Martinuzzi, R.J., (1996), "Energy balance for turbulent flow around a surface mounted cube placed in a channel". *Phys. Fluids* 8, 764–780.
- Hemida. H. et al (2008), "Local heat transfer enhancement around a matrix of wall-mounted cubes using passive flow control": *Large-eddy simulations International Journal of Heat and Fluid Flow* 29 1258–1267
- Iacona, E., Taine. J, et Petit. J.P, (2008), *Transferts thermiques: Introduction aux transferts d'énergie*, ed. e. édition: Dunod.
- Icoz, T. et Jaluria, Y. (2005), "Numerical simulation of boundary conditions and the onset of instability in natural convection due to protruding thermal sources in an open rectangular channel" *Numerical Heat Transfer, Part A*, vol 48: pp. 831-847.
- Icoz, T. et Jaluria, Y. (2004), "Design of cooling system for electronic equipment using both experimental and numerical inputs", *ASME Journal of Electronic Packaging*, vol 126: pp. 465 – 471.
- Kim, S.H. et Anand, N.K. (2000), "Use of slots to enhance forced convective cooling between channels with surface- mounted heat sources" *Numerical Heat Transfer, Part A*, vol 38: pp 1-21.
- Kim, S.Y., Kang, B.H. et Hyun, J.M. (1998), "Forced convective heat transfer from two heated blocks in pulsating channel flow", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol 41, N°3: pp. 625-634.
- Kim, S.Y., Sung, H.J. et Hyun, J.M. (1992), "Mixed convection from multiple-layered boards with cross-streamwise periodic boundary conditions" *International Journal of Heat and Mass transfer*, vol 35: pp. 2941-2952.

- Lakehal, D., Theodoridis, G. S., & Rodi W. (2001), “Three dimensional flow and heat transfer calculations of film cooling at the leading edge of a symmetrical turbine blade model”, *international journal of heat and fluid flow*, 22 113-122 .
- Li J, Ma Bangke, Wang R, et Han L, (2011), “Study on a cooling system based on thermoelectric cooler for thermal management of high-power LEDs”, *Microelectronics Reliability* 51 2210–2215.
- Leon Octavio A, De Mey Gilbert, Dick Erik, Vierendeels Jan. (2004), *Staggered heat sinks with aerodynamic cooling fins. Microelectronic Reliab;44:1181–7.*
- Launder B.L ,sharmaBI ,(1974), ‘aplication of the energy-Dissipation Model of Turbulence to the calculation of Flow Near a SpinningDisc’ , *letters in Heat Mass TRANSFER*,vol.,pp131-138.
- Larousse, A., Martinuzzi, R. J., Tropea, C., (1991), “Flow around surface-mounted, three dimensional obstacles”. *In: Eighth Symposium on Turbulent Shear Flows, vol. 1.Springer, Germany. pp. 1441–1446.*
- Livingood, J. et Hrycak, P. (1973), “Impingement heat transfer from turbulent air jets to flat plate - a literature survey,” *NASA, Rap. Tech. X-2778.*
- Meola ,C. Cardone, G. Carmicino, C. et Carlomagno, G. (2000), “Fluid dynamics and heat transfer in an impinging air jet,” *dans 9th International Symposium on Flow Visualization, Edimbourg,*
- Meinders ER. (1998), “Experimental study of heat transfer in turbulent flows over wallmounted cubes”. *Ph.D. Thesis. Delft University of Technology, The Netherlands.*
- Mohamed, M. M. (2005), “Air cooling characteristics of a uniform square modules array for electronic device heat sink “ , *Applied Thermal Engineering xxx xxx-xxx.*
- Menter FR. (1993), “Zonal two-equation k–eps turbulence model for aerodynamic flows”. *AIAA Paper: 93–2906.*
- Moore, G., (1965). “Cramming more components into integrated circuits”. *Electron. Mag. 38, 114–117.*
- Meinders .E.R., Hanjalic. K ,(1999), “Vortex structure and heat transfer in turbulent flow over a wall-mounted matrix of cubes” 255\_267.
- Moffat , R. J . et Ortega . A . (1986), “Buoyancy Induced Forced Convection”, *AIAA/ASME Thermo physics and Heat Transfer Conference, Vol.57pp.135-144, Boston, June 1986, USA.*
- Moffat,R.J. et Anderson, A.M. (1990) . “Applying heat transfer coefficient data to electronic cooling”, *ASME Journal of Electronic Packaging, vol 112: pp. 882-890.*
- Masip Yunesky, Alejandro Rivas, Gorka S. Larraona, Raúl Anton, Juan Carlos Ramos & Bahram Moshfegh, (2012), “Experimental study of the turbulent flow around a single wall-mounted cube exposed to a cross-flow and an impinging jet”, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 38, pp. 50–71

Martinuzzi, R.J., Tropea, C., (1993). “The flow around surface mounted, prismatic obstacles placed in a fully developed channel flow”. *J. Fluids Eng.* 115, 85–92.

Niceno, B., Dronkers, A.D. et Hanjalic, K. (2002). “Turbulent heat transfer from a multilayered wall-mounted cube matrix: a large eddy simulation” ,*International Journal of Heat and Fluid Flow* vol 23 : pp. 173- 185.

Nemdili.F (2008), these de doctorat « Prédiction du refroidissement par film près du bord d’attaque d’une aube de turbine à gaz » .

Ortega, A., et Moffat, R.J. (1985), “Heat transfer from an array of simulated electronic components: Experimental results for free convection with and without a shrouding wall”, *Heat Transfer in Electronic Equipment,ASME HTD* ,vol. 48, 5-15.

Popiel, C. et Boguslawski, L. (1979), “Flow structure of the free round turbulent jet in the initial region,” *J. Fluid Mech.*, vol. 90, p. 531–539.

Popiel C. O. et Trass , O. (1982), “The effect of ordered structure of turbulence on momentum, heat and mass transfer of impinging round jets,” dans *7th Int. Heat Transfer Conference*, vol. 6, Washington D.C., , p. 141–146.

Popiel. C.et Trass. O. (1991), “Visualization of a free and impinging round jet,” *Exp. Thermal and Fluid Science*, vol. 4, p. 253–264.

Pitts, D.R. et L.E. (1998), Sissom, *Schaum's Outline of Theory and Problems of Heat Transfer: McGraw-Hill*.

Popovac M, Hanjalic K. (2007), “Large-eddy simulations of flow over a jet-impinged wall-mounted cube in a cross stream”. *Int J Heat Fluid Flow* 28:1360–78.

Pecht Michael. (1993), “The influence of temperature on microelectronic device failure,US Army SBIR PHASE II”, *final report, Ramsearch Company, Crofton; September4*.

Popovac, M., Hanjalic´ , K., (2009), “Vortices and heat flux around a wall-mounted cube cooled simultaneously by a jet and a cross flow”. *Int. J. Heat Mass Transfer* 52 .

Rundström D, Moshfegh B, Ooi A. (2007), “Rsm and v2-f predictions of an impinging jet in a cross flow on a heated surface and on pedestral”. In: *16th Australasian fluid mechanics conference crown plaza, 2–7 December 2007, Gold Coast, Australia*.

Rundström, D. Moshfegh, B. (2006), “Investigation of flow and heat transfer of an impinging jet in a cross-flow for cooling of a heated cube”, *ASME J. Electron. Pack.* 128 150–156.

Rundström, D. Moshfegh, B. (2009), “Large-eddy simulation of an impinging jet in a crossflow on a heated wall-mounted cube”, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 52 921–931.

- Rundström, D., Moshfegh, B., (2008). "Investigation of heat transfer and pressure drop of an impinging jet in a cross-flow for cooling of a heated cube". *ASME J. Heat Transfer* 130, 121401-1–121401-13.
- Ratnam, G.S. et Vengadesan, S. (2008). "Performance of two equation turbulence models for prediction of flow and heat transfer over a wall mounted cube", *International Journal of Heat and Mass transfer*, vol 51 : pp. 2834- 2846.
- Sakakibara, J., Hishida, K., Maeda, M, (1997). "Vortex structure and heat transfer in the stagnation region of an impinging plane jet (simultaneous measurements of velocity and temperature fields by digital particle image velocimetry and laserinduced fluorescence)". *Int. J. Heat Mass Transfer* 40, 3163–3176.
- Sparrow,E. Goldstein,R. et Rouf, M. (1975), "Effect of nozzle-surface separation distance on impingement heat transfer fora jet in a crossflow," *Journal of Heat Transfer*, vol. 97,p. 528–533.
- Sergent, J.E. et A. Krum, (1998), "The Flow Around Surface-Mounted, Prismatic Obstacles Placed in a Fully Developed Channel Flow. *Thermal Management Handbook: For Electronic Assemblies: McGraw-Hill*.
- Tummers, M.J., Flikweert, M.A., Hanjalic´ , K., Rodink, R., Moshfegh, B., (2005), "Impinging jet cooling of wall-mounted cubes". In: *Proc. of ERCOFTAC, International Symposium on Engineering Turbulence Modelling and Experiments – ETMM6, Sardinia, Italy. pp. 773–791*.
- White Mark, Bernstein Joseph B. "physics-of-failure based modeling and lifetime evaluation". *Jet Propulsion Laboratory California Institute of Technology Pasadena, California, Microelectronics reliability JPL Publication 08-5 2/08*, <<http://nepp.nasa.gov>>.
- Weigand, B. et Spring, S. (2009), "Multiple jet impingement - a review," dans *Int. Symp. On Heat Transfer in Gas Turbine Systems, Antalya, Turkey*.
- Wiecek, B. et al. (2003), "Multilayer structure investigations using lock-in and pulse thermography possible applications in medicine". in *Engineering in Medicine and Biology Society, 2003. Proceedings of the 25th Annual International Conference of the IEEE*.
- Wu, H.W. et Perng, S.W. (2005), "Turbulent flow and heat transfer enhancement of mixed convection over heated blocks in a channel ", *International Journal for Numerical Methods in Heat and Fluid Flow*", vol. 15, n° 2:pp. 205-225.
- Young, T.J. et Vafai,K .(1998)," Convective cooling heated obstacle in a channel", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol 41: pp. 3131-3148.