

**Titre:** Simulations de l'écoulement et du transfert de chaleur du modérateur du réacteur CANDU  
Title:

**Auteur:** Romain Necciari  
Author:

**Date:** 2011

**Type:** Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

**Référence:** Necciari, R. (2011). Simulations de l'écoulement et du transfert de chaleur du modérateur du réacteur CANDU [Mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal]. PolyPublie. <https://publications.polymtl.ca/583/>  
Citation:

 **Document en libre accès dans PolyPublie**  
Open Access document in PolyPublie

**URL de PolyPublie:** <https://publications.polymtl.ca/583/>  
PolyPublie URL:

**Directeurs de recherche:** Alberto Teyssedou, & Marcelo Reggio  
Advisors:

**Programme:** Génie énergétique  
Program:

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

**SIMULATIONS DE L'ÉCOULEMENT ET DU TRANSFERT DE  
CHALEUR DU MODÉRATEUR DU RÉACTEUR CANDU**

ROMAIN NECCIARI

DÉPARTEMENT DE GÉNIE PHYSIQUE

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION  
DU DIPLÔME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES  
(GÉNIE ÉNERGÉTIQUE)

Juin 2011

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé :

SIMULATIONS DE L'ÉCOULEMENT ET DU TRANSFERT DE CHALEUR DU  
MODÉRATEUR DU RÉACTEUR CANDU

présenté par : NECCIARI Romain

en vue de l'obtention du diplôme de : Maitrise ès sciences appliquées

a été dûment accepté par le jury d'examen constitué de :

Mme. SANTATO Clara, Ph.D., présidente

M. TEYSSEDOU Alberto, Ph.D., membre et directeur de recherche

M. REGGIO Marcelo, Ph.D., membre et codirecteur de recherche

M. MUREITHI Njuki-William, Ph.D., membre

## **DÉDICACE**

À ma famille et amis en France.

À toutes les personnes rencontrées ici, rendant l'endroit d'autant plus chaleureux et envoutant.



## **REMERCIEMENTS**

Je tiens à remercier mon directeur de recherche M Alberto Teyssedou ainsi que mon codirecteur M Marcello Reggio pour leurs aide et confiance, notamment dans les moments difficiles.

Je tiens également à remercier mes chaleureux collègues pour la bonne ambiance de travail qu'ils ont su instaurer.

## RÉSUMÉ

La connaissance de l'écoulement du modérateur au sein de la cuve d'un réacteur nucléaire CANDU et notamment celle de la distribution des températures autour des tubes de calandre est importante, que le réacteur soit en fonctionnement normal ou transitoire. L'écoulement au sein de la calandre est complexe, d'une part car le domaine est multi-connexe, et d'autre part car la poussée d'Archimède y joue un rôle important et entre en concurrence avec l'inertie du fluide. Les précédentes études numériques utilisent une technique des milieux poreux rendant le domaine continu, la banque de tubes étant prise en compte à l'aide de résistances hydrauliques distribuées. Ces simulations permettent de mettre en avant les principaux types d'écoulement mais ne permettent, ni de prendre en considération les phénomènes locaux inhérents à la banque de tubes, ni de connaître la distribution des températures proche des cylindres. Une modélisation détaillée à pleine échelle avec la prise en compte de la banque de tubes à l'aide des codes de simulation plus performants est alors nécessaire. Cette modélisation demandant de grosses ressources de calculs non disponibles, la simulation expérimentale du dit écoulement dans une calandre mise à l'échelle un quart est considérée (expériences réalisées à Stern Laboratories). Ce travail de recherche vise alors à simuler en deux dimensions l'écoulement du modérateur dans une calandre de type CANDU mise à l'échelle un quart afin d'étudier les différents types d'écoulements et les transitions entre ceux-ci. A cet effet, le code de calcul FLUENT a été utilisé.

L'écoulement au sein de la calandre étant proche de l'écoulement à travers un faisceau de tubes, ce dernier écoulement (sans aucuns transferts de chaleur) est alors utilisé pour étudier la capacité du logiciel FLUENT à prédire les profils de vitesses et les pertes de pressions. Plusieurs tests sont alors réalisés afin de choisir les meilleures options du logiciel pour simuler ce type d'écoulement. Ainsi, en plus d'une étude sur les maillages, les algorithmes de calculs et les quatre modèles de turbulence suivant :  $\kappa$ - $\varepsilon$  Standard,  $\kappa$ - $\varepsilon$  RNG,  $\kappa$ - $\varepsilon$  Realizable et  $\kappa$ - $\omega$  sont investigués. Avec les différentes options choisies, des simulations d'écoulements autour d'un cylindre chauffé sont effectués pour étudier la capacité du logiciel FLUENT de prédire les transferts de chaleur.

Afin d'améliorer la performance du système de calcul de l'écoulement du modérateur, des modèles semi-analytiques de jets axisymétriques, précédemment développés, sont implantés dans

FLUENT. De plus, des corrélations donnant les propriétés thermo-physiques du fluide en fonction de la température sont élaborées.

L'écoulement du modérateur au sein de la calandre est complexe et ne semble pas admettre d'état permanent. Ainsi, une simulation en régime transitoire est effectuée afin de qualifier les trois types d'écoulements et analyser les transitions entre eux. Les simulations en régime permanent, prenant relativement bien en compte les phénomènes physiques transitoires, sont utilisées de manière qualitative pour caractériser les types d'écoulements.

## ABSTRACT

The knowledge of the flow of the moderator in the vessel of a CANDU nuclear reactor and especially the external wall temperature distributions around calandria tubes is a major concern during normal and off-normal operating conditions. The flow inside the vessel is complex first of all because the domain is a multi-connected one and then because the buoyancy force plays an important role being strong enough to compete with the inertia of the inlet nozzle's flow. The former numerical studies use a porous model method which does not take into account the tubes bank physically making the domain continuous ; the tube banks are replaced by hydraulic resistances. These simulations allow to point up the main flow types but are not able to take account local phenomenon inherent to the tubes bank and do not provide the temperature distribution close to the calandria tubes wall. A full scale simulation with the consideration of the tubes bank with a computational commercial code (FLUENT) is necessary. Nevertheless, this simulation requests a lot of computational resources which are unavailable. The simulation of the flow in a one quarter scale vessel is thus considered (experiments made in Stern Laboratories). This master thesis hence aim to simulate the two dimensional flow of the moderator in a one quarter scale CANDU calandria type in order to study the different flow types and transitions between them.

As the flow in the calandria in mainly the flow in a tubes bundle, the latter flow (without any heat transfer) is thus used to study the capacity of the FLUENT code to predict velocity profiles and pressure drops. Several numerical tests are hence realized in order to choose the best FLUENT's calculation options to simulate this kind of flow. Thus, besides a mesh study, are investigated the calculation algorithms and the four next turbulence models : the  $\kappa$ - $\epsilon$  Standard, the  $\kappa$ - $\epsilon$  RNG, the  $\kappa$ - $\epsilon$  Realizable and the  $\kappa$ - $\omega$ . Simulations of flow around heated cylinder are then made with these options with the purpose of studying the predictions of heat transfer of the FLUENT code.

In order to improve the predictions of the moderator's flow, semi-analytical models of axisymmetrical jets previously developed are implanted in FLUENT at the inlet nozzles' place. Moreover, correlations for thermophysical properties of the fluid as a function of the temperature are developed.

The moderator's flow inside the vessel is complex and does not seem not admit a permanent state. Thus, one transient simulation is made in order to qualify the three flow types and to analyze the transitions between them. The steady state simulations, which take into account relatively well the physical and transitory phenomenon, are qualitatively used to characterize the flow types.

## TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE.....	III
REMERCIEMENTS .....	IV
RÉSUMÉ.....	V
ABSTRACT.....	VII
TABLE DES MATIÈRES .....	IX
LISTE DES TABLEAUX.....	XII
LISTE DES FIGURES .....	XIV
LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS .....	XX
LISTE DES ANNEXES .....	XXIV
INTRODUCTION.....	1
CHAPITRE 1 DONNÉES EXPÉRIMENTALES .....	7
1.1 Convection forcée autour d'un cylindre (simple tube).....	9
1.1.1 Les Expériences de Fand.....	10
1.1.2 Les expériences de Fand et Keswani .....	11
1.2 L'écoulement isotherme incompressible à travers un faisceau de tubes .....	13
1.3 Les expériences de Stern – Laboratories.....	15
1.3.1 Pertes de pression par frottement de l'écoulement isotherme à travers un faisceau de tubes .....	17
1.3.2 L'écoulement dans la calandre.....	19
CHAPITRE 2 EQUATIONS ET MODÈLES.....	22
CHAPITRE 3 ÉTUDE DES MAILLAGES .....	27
3.1 Étude sur les maillages .....	27
3.1.1 Étude sur le raffinement de la maille .....	30

3.1.2	Étude du type de maillage .....	36
3.2	Présentation des maillages choisis pour la présente étude .....	41
3.2.1	L'écoulement forcé autour d'un cylindre chauffé .....	41
3.2.2	L'écoulement à travers un faisceau de tubes .....	42
3.2.3	L'écoulement dans la calandre .....	44
<b>CHAPITRE 4 IMPLÉMENTATION DES MODÈLES DE JETS TURBULENTS</b>		
	<b>AXISYMÉTRIQUES .....</b>	<b>48</b>
4.1	Résultats relatifs aux modèles de jets turbulents axisymétriques .....	48
4.2	Implémentation des jets.....	53
4.2.1	Extension des modèles semi-analytiques dans la cadre du présent travail .....	53
4.2.2	Implémentation dans FLUENT.....	55
4.2.3	Choix de la géométrie des jets .....	59
<b>CHAPITRE 5 IMPLÉMENTATION DES RELATIONS POUR LES PROPRIÉTÉS</b>		
	<b>THERMOPHYSIQUES .....</b>	<b>69</b>
5.1	L'approximation de Boussinesq .....	69
5.2	Propriétés thermophysiques en fonction de la température .....	72
<b>CHAPITRE 6 VALIDATION DES MÉTHODES DE CALCUL.....</b>		
6.1	Description des écoulements isothermes.....	78
6.1.1	Écoulement isotherme autour d'un cylindre .....	78
6.1.2	Écoulement isotherme à travers un faisceau de tubes.....	81
6.2	Étude des options de calculs à l'aide des expériences effectuées dans des faisceaux de tubes .....	87
6.2.1	Étude sur le choix de l'algorithme de calcul.....	88
6.2.2	Choix des modèles de turbulence.....	93
6.3	Convection forcée autour d'un simple tube .....	102

6.3.1	Rôle de la gravité dans l'écoulement forcé autour d'un cylindre .....	103
6.3.2	Effet de l'intensité turbulente à l'entrée du canal .....	107
6.3.3	Présentation et discussion des prédictions numériques .....	109
CHAPITRE 7 SIMULATION DE L'ÉCOULEMENT DU MODÉRATEUR DANS LA CALANDRE .....		119
7.1	Écoulement isotherme dans la calandre .....	119
7.1.1	Écoulement sans la banque de tubes .....	119
7.1.2	Écoulement du modérateur avec la banque de tubes .....	124
7.2	Présentation des différents types d'écoulement du modérateur chauffé dans la calandre.....	130
7.3	Étude des simulations réalisées dans le cadre de ce travail.....	141
7.3.1	Description de l'écoulement simulé en régime transitoire.....	142
7.3.2	Étude des phénomènes de transition .....	152
7.3.3	Qualification de la convection mixte et forcé à l'aide des simulations en régime permanent.....	159
CONCLUSION.....		170
BIBLIOGRAPHIE .....		174
ANNEXES.....		178



## LISTE DES TABLEAUX

Tableau 3.1 : Principales propriétés des maillages – Étude du raffinement. ....	32
Tableau 3.2 : Convergence de la maille – Caractéristiques des différents maillages et valeurs des trainés et de la vitesse. ....	35
Tableau 3.3 : Principales propriétés des maillages – Étude de la structure du maillage.....	38
Tableau 3.4 : Comparaison des pertes de pressions pour deux maillages pour les expériences sur le faisceau de tubes en quinconces de Hadaller et al. [13].....	47
Tableau 5.1 : Erreurs relatives aux corrélations.....	75
Tableau 6.1 : Variances des simulations vs. données expérimentales (algorithme SIMPLE et Couplé).....	92
Tableau 6.2 : Variances vs. données expérimentales pour les quatre schémas de turbulence. ....	97
Tableau 6.3 : Perte de pression pour les faisceaux de tubes en lignes et en quinconce. ....	101
Tableau 6.4 : Caractéristiques et nombres adimensionnels lors des expériences de Fand [17]...	103
Tableau 6.5 : Caractéristiques et nombres adimensionnels pour les expériences de Fand et Keswani [18] ( $T_{\infty} = 333,15 K$ ). ....	104
Tableau 6.6 : Comparaison des simulations pour deux intensités turbulente à l'entrée du canal.	108
Tableau 6.7 : Comparaison des nombres de Nusselt expérimentaux et numériques pour les expériences de Fand [17]. ....	111
Tableau 6.8 : Comparaison des simulations avec les expériences de Fand et Keswani [18].....	112
Tableau 6.9 : Comparaison des simulations avec les expériences de Fand et Keswani [18] (cont.).....	113
Tableau 6.10 : Comparaison des simulations avec les expériences de Fand et Keswani [18] (cont.).....	114
Tableau 6.11 : Erreurs moyennes et déviation standard pour les expériences de Fand et Keswani [18].....	115

Tableau 6.12 : Comparaison des nombres de Nusselt calculés à partir des corrélations et des simulations numériques. ....	117
Tableau A.1 : Définition des nombres adimensionnels.....	178
Tableau B.1 : Données des expériences de Fand [17].....	179
Tableau C.1 : Données des expériences de Fand et Keswani [18].....	180
Tableau C.2 : Données des expériences de Fand et Keswani [18] (cont.).....	181
Tableau C.3 : Données des expériences de Fand et Keswani [18] (cont.).....	182
Tableau D.1 : Données des expériences de l'écoulement à travers un faisceau de tubes de Paul et al. [19] et Hadaller et al. [13].....	183
Tableau G.1 : Choix des $U_0$ en fonction de la largeur des cônes.....	189

## LISTE DES FIGURES

Figure 1 : Section transversale de la cuve d'un réacteur CANDU 6.....	2
Figure 2 : Section transversale d'une maille de quatre canaux de combustible.....	2
Figure 1-1 : Schéma des expériences de l'écoulement forcée autour d'un cylindre (Fand [17])....	10
Figure 1-2 : Schémas des faisceaux de tubes : (a) en quinconce et (b) alignés. ....	14
Figure 1-3 : Montage de Paul et al. [16, 19, 33] avec les positions où les données sont comparées.....	15
Figure 1-4 : Schéma en deux dimensions de la calandre des expériences de Stern – Laboratories. ....	16
Figure 1-5 : Schéma du faisceau de tubes en quinconce avec la localisation des prises de pression [13]. ....	18
Figure 1-6 : Schéma du faisceau de tubes alignés avec la localisation des prises de pression [13]. ....	18
Figure 1-7 : Schéma de la calandre vide avec les trois surfaces horizontales servant de prises de mesures.....	21
Figure 1-8 : Schéma de la calandre pleine avec les trois surfaces servant de prises de mesures...21	21
Figure 3-1 : Discrétisation basée sur un carré – Maillage initial. ....	28
Figure 3-2 : Maillage amélioré.....	29
Figure 3-3 : Comparaison des maillages en utilisant le modèle $\kappa$ - $\varepsilon$ RNG. ....	33
Figure 3-4 : Comparaison des maillages en utilisant le modèle $\kappa$ - $\omega$ .....	34
Figure 3-5 : Convergence de la maille : (a) trainée et (b) vitesse. ....	35
Figure 3-6 : Maillage avec l'ajout d'un cercle. ....	36
Figure 3-7 : Maillage hybride.....	37
Figure 3-8 : Maillage triangulaire. ....	37
Figure 3-9 : Comparaison des maillages en utilisant le modèle $\kappa$ - $\varepsilon$ Realizable.....	39

Figure 3-10 : Comparaison des maillages en utilisant le modèle $\kappa\text{-}\omega$ .....	40
Figure 3-11 : Décomposition géométrique pour l'écoulement forcé autour d'un cylindre dans un canal circulaire.....	42
Figure 3-12 : Décomposition géométrique pour les expériences de Paul et al. [19].....	43
Figure 3-13 : Décomposition géométrique pour les faisceaux de tubes de Hadaller et al. [13] alignés (a) et en quinconces (b).....	43
Figure 3-14 : Décomposition géométrique pour l'écoulement dans une calandre sans la banque de tubes (i.e., calandre vide). .....	44
Figure 3-15 : Décomposition géométrique pour l'écoulement dans une calandre incluant la banque de tubes (i.e., calandre pleine). .....	45
Figure 3-16 : Maillages non structurés à proximité des injecteurs. ....	45
Figure 4-1 : Écoulements types d'un jet turbulent libre.....	49
Figure 4-2 : Schéma simplifié d'un jet turbulent. ....	51
Figure 4-3 : Jet turbulent et les frontières où sont appliqués les profils des vitesses.....	60
Figure 4-4 : Profils de vitesse adimensionnels des jets turbulents.....	61
Figure 4-5 : Comparaison des profils turbulents de la vitesse pour les jets.....	63
Figure 4-6 : Comparaison des vitesses $u_x$ et $v_y$ à $y = 0$ avec les données de Huget et al. [11] pour une calandre sans tubes. ....	64
Figure 4-7 : Comparaison des vitesses $u_x$ et $v_y$ à $y = 84 \text{ mm}$ avec les données de Huget et al. [11] pour une calandre sans tubes. ....	65
Figure 4-8 : Comparaison des vitesses $u_x$ et $v_y$ à $y = -43 \text{ mm}$ avec les données de Huget et al. [11] pour une calandre sans tubes. ....	65
Figure 4-9 : Comparaison des vitesses $v_y$ sur le plan vertical médian ( $x = 0$ ) avec les données de Huget et al. [11] pour une calandre avec tubes.....	66
Figure 4-10 : Comparaison des composantes tangentielles des profils de vitesses aux surfaces à (a) 30 degrés et (b) 60 degrés avec les données de Huget et al. [11] pour une calandre avec tubes. ....	67

Figure 5-1 : Comparaison des densités réelles et celle calculée avec l'hypothèse de Boussinesq.	72
Figure 5-2 : Comparaison des variations des propriétés thermophysiques avec les résultats des corrélations. ....	76
Figure 5-3 : Variation de la capacité calorifique massique en fonction de la température à 4,8 bar. ....	76
Figure 6-1 : Définition de l'angle $\theta$ . ....	78
Figure 6-2 : Schémas de la couche limite (a) et de son détachement (b) [27]. ....	79
Figure 6-3 : Variation du coefficient de pression sur la surface d'un cylindre. ....	81
Figure 6-4 : Simulation des contours de vitesses pour l'expérience de Paul et al [19]. ....	83
Figure 6-5 : Simulations des contours de vitesses axiales négatives pour l'expérience de Paul et al. [19] .....	84
Figure 6-6 : Simulations des vecteurs vitesse (compris entre 0 et 0,3 m/s) entre deux cylindres pour l'expérience de Hadaller et al. [13] en quinconce. ....	85
Figure 6-7 : Simulation des contours de vitesses pour l'expérience de Hadaller et al. [13] alignés.....	85
Figure 6-8 : Simulations des vecteurs vitesse (entre 0 et 0,1 m/s) entre deux cylindres consécutifs alignés pour les expériences de Hadaller et al. [13]. ....	86
Figure 6-9 : Simulations des contours de pressions pour les faisceaux de tubes alignés (gauche) et en quinconce (droite). ....	86
Figure 6-10 : Comparaison entre les profils de vitesse axiale simulés et les données expérimentales sur les surfaces $y/d = 0$ [19] (algorithmes SIMPLE et Couplé et modèles $\kappa$ - $\varepsilon$ et $\kappa$ - $\omega$ ). ....	89
Figure 6-11 : Comparaison entre les profils de vitesse axiale simulés et les données expérimentales sur les surfaces $x/d = \text{const.}$ [19] (algorithmes SIMPLE et Couplé et modèles $\kappa$ - $\varepsilon$ et $\kappa$ - $\omega$ ). ....	91

Figure 6-12 : Comparaison entre les profils de vitesse transverse simulés et les données expérimentales sur les surfaces $x/d = \text{const.}$ [19] (algorithmes SIMPLE et Couplé et modèles $\kappa\text{-}\varepsilon$ et $\kappa\text{-}\omega$ ). .....	91
Figure 6-13 : Comparaison entre les profils de vitesse axiale simulés et les données expérimentales sur les surfaces $y/d = 0$ [19] en utilisant différents modèles de turbulence.....	94
Figure 6-14 : Comparaison entre les profils de vitesse axiale simulés et les données expérimentales sur les surfaces $x/d = \text{const.}$ [19] en utilisant différents modèles de turbulence. ....	95
Figure 6-15 : Comparaison entre les profils de vitesse transverse simulés et les données expérimentales sur les surfaces $x/d = \text{const.}$ [19] en utilisant différents modèles de turbulence. ....	96
Figure 6-16 : Contours de vitesses adimensionnels ; $Ri = 3,57 \cdot 10^{-2}$ (gauche) et $Ri = 0,8$ (droite).....	106
Figure 6-17 : Contours de pression (haut) et de température adimensionnel (bas) ; $Ri = 3,57 \cdot 10^{-2}$ (gauche) et $Ri = 0,8$ (droite). ....	106
Figure 7-1 : Contours de vitesses ; cas de la calandre vide.....	121
Figure 7-2 : Trajectoires des particules (gauche) et contours de pressions (droite) ; cas de la calandre vide simulés avec FLUENT.....	121
Figure 7-3 : Vitesses simulées en utilisant MODTURC (gauche) et MODTURC CLAS (droite) ; cas de la calandre vide [11]. ....	122
Figure 7-4 : Comparaison des vitesses $u_x$ et $v_y$ calculées à $y = 0$ avec les données de Huget et al. [11] pour une calandre sans tubes.....	123
Figure 7-5 : Comparaison des vitesses $u_x$ et $v_y$ calculées à $y = -43 \text{ mm}$ (gauche) et $y = 84 \text{ mm}$ (droite) avec les données de Huget et al. [11] pour une calandre sans tubes. ....	123
Figure 7-6 : Contours de vitesses ; cas de la calandre avec les tubes. ....	125
Figure 7-7 : Trajectoires des particules simulées en utilisant FLUENT ; cas de la calandre pleine. ....	126

Figure 7-8 : Vitesses simulées par MODTURC (gauche) et MODTURC CLASS (droite) ; cas de la calandre pleine [11]. .....	126
Figure 7-9 : Comparaison des vitesses $v_y$ sur le plan vertical médian ( $x = 0$ ) avec les données de Huget et al. [11] pour une calandre avec tubes.....	128
Figure 7-10 : Comparaison des composantes de vitesses tangentielles sur les plans à (a) $30^\circ$ et (b) $60^\circ$ avec les données de Huget et al. [11] pour une calandre avec tubes. ....	129
Figure 7-11 : Écoulement et isothermes simulés par MODTURC CLAS pour la condition nominale d'opération [12]. .....	133
Figure 7-12 : Températures expérimentales et simulées par MODTURC sur le plan vertical (à gauche) et sur la surface à $y = 570 \text{ mm}$ (à droite) [12].....	134
Figure 7-13 : Distribution de vitesses et isothermes simulées par MODTURC CLAS ; débit total de $2 \text{ kg/s}$ [12].....	136
Figure 7-14 : Schémas des différents types d'écoulements (repris de Yoon et al. [8]). .....	139
Figure 7-15 : Contours de températures aux temps $t = 20, 100, 280, 360, 440, 520, 600$ et $790 \text{ s}$ . .....	145
Figure 7-16 : Contours de vitesses aux temps $t = 20, 100, 280, 360, 440, 520, 600$ et $790 \text{ s}$ . ....	146
Figure 7-17 : Trajectoires des particules aux temps $t = 20, 100, 280, 360, 440, 520, 600$ et $790 \text{ s}$ . .....	147
Figure 7-18 : Profils de températures sur différentes surfaces et pour divers temps. ....	150
Figure 7-19 : Profils des composantes de vitesses verticales sur la surface à $x = 0 \text{ m}$ .....	151
Figure 7-20 : Emplacement des surfaces horizontales et des cylindres où sont calculées les températures et vitesses moyennes. ....	153
Figure 7-21 : Nombre de Richardson normalisés en fonction du temps pour (a) toute la calandre, (b) $y = 0,426 \text{ m}$ , (c) $y = 0 \text{ m}$ et (d) $y = -0,426 \text{ m}$ . .....	155
Figure 7-22 : Variations de la vitesse moyenne (gauche) et du nombre de Reynolds (droite). ...	156
Figure 7-23 : Variation des températures moyennes du fluide (gauche) et des surfaces des cylindres (droite). .....	157

Figure 7-24 : Variation des différence des températures moyennes (gauche) et du nombre de Grashoff (droite). .....	158
Figure 7-25 : Variations du nombre de Richardson normalisé en fonction des itérations pour les simulations du cas nominal en régime permanent pour (a) toute la calandre, (b) $y = 0,426 m$ , (c) $y = 0 m$ et (d) $y = -0,426 m$ . .....	160
Figure 7-26 : Contours de température pour les simulations du cas nominal en régime permanent à (a) 2000, (b) 6000 (haut droit), (c) 10000 et (d) 14000 itérations. ....	161
Figure 7-27 : Variation du nombre de Richardson normalisé pour le cas où la convection semble être mixte pour (a) toute la calandre, (b) $y = 0,426 m$ , (c) $y = 0 m$ et (d) $y = -0,426 m$ . .....	162
Figure 7-28 : Contours de vitesses (gauche) et de températures (droite) pour 3750, 12 750, 24 750 et 47 750 itération ; cas où la convection semble être mixte. ....	164
Figure 7-29 : Variation du nombre de Richardson normalisé pour le cas où l'écoulement est forcé pour (a) toute la calandre, (b) $y = 0,426 m$ , (c) $y = 0 m$ et (d) $y = -0,426 m$ . .	165
Figure 7-30 : Variations des températures (gauche) et vitesses (droite) du fluide. ....	166
Figure 7-31 : Contours de vitesse (gauche) et de température (droite) pour le cas en convection forcée. ....	167
Figure G-1 : Profils de vitesses définis en entrée pour des cônes ayant une largeur de (a) 4 mm, (b) 7 mm, (c) 25 mm et (d) 35 mm. ....	189



## LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS

### Sigles

CANDU	CANadian Deuterium Uranium
CFD	Computational Fluid Dynamic
DES	Detached Eddy Simulation
LDA	Laser Doppler Anemometer
LES	Large Eddy Simulation
MODTURC	MODerator TURbulent Circulation
MODTURC-CLAS	MODerator TURbulent Circulation Co-Located Advanced Solution
MUSCL	Monotone Upstream-Centered Schemes for Conservation Laws
PIV	Particule Image Velocimetry
PLC	Pressure Loss Coefficient
PRESTO!	PREssure STaggering Option
RANS	Reynolds Averaged Navier-Stokes
SIMPLE	Semi-IMplicit Pressure-Linked Equation
URANS	Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes
Ar	Nombre d'Archimède
$C_p$	Capacité calorifique massique ( $J.kg^{-1}.K^{-1}$ ) ; coefficient de pression
$D$	Diamètre de l'injecteur ( $m$ )
$d$	Diamètre du cylindre ( $m$ )
$e$	Énergie totale massique ( $J.kg^{-1}$ )
E	Erreur
$eV$	Électrons Volts

$f$	Somme des forces volumiques
$g$	Accélération gravitationnelle ( $m.s^{-2}$ )
$Gr$	Nombre de Grashoff
$h$	Coefficient de transfert thermique ( $W.m^{-2}.K^{-1}$ )
$H$	Hauteur d'impact ( $m$ )
$k$	Conductivité thermique ( $W.m^{-1}.K^{-1}$ )
$K$	Rapport de nombres de Nusselt ( $= Nu_w * \left( \frac{Nu_\infty}{Nu_w} \right)^{0.5}$ )
$L$	Hauteur (ou diamètre) du conduit ( $m$ )
$l$	Longueur caractéristique ( $m$ )
$L_l$	Longueur longitudinale entre deux cylindres ( $m$ )
$L_t$	Longueur transverse entre deux cylindres ( $m$ )
$N$	Nombre de rangées
$Nu$	Nombre de Nusselt
$\overline{Nu}$	Nombre de Nusselt moyen
$p$	Pression ( $Pa$ )
$p_l$	Pas adimensionnel longitudinal ( $= L_l/d$ )
$Pr$	Nombre de Prandtl
$p_t$	Pas adimensionnel transverse ( $= L_t/d$ )
$q$	Puissance ( $W$ )
$q''$	Flux de chaleur ( $W.m^2$ )
$R$	Rayon de l'injecteur ( $m$ ) ; tenseur des contraintes de Reynolds
$r$	Distance radiale par rapport à l'axe centrale de l'injecteur ( $m$ ) ; chaleur volumique ( $W.m^3$ )

$r_{1/2}$	Demi rayon du jet ( $m$ )
$Re$	Nombre de Reynolds
$Ri$	Nombre de Richardson
$s$	Déviatoin standard
$T$	Température ( $K$ )
$t$	Temps ( $s$ )
$u$	Vitesse selon l'axe $X$ (axe horizontal vers la droite) ; vitesse axiale pour les jets
$u_{\tau}$	Vitesse de friction ( $m.s^{-1}$ )
$U_0$	Vitesse moyenne du fluide à la sortie de l'injecteur ( $m.s^{-1}$ )
$U_c$	Vitesse moyenne sur l'axe du jet ( $m.s^{-1}$ )
$u_x$	Composante horizontale de la vitesse dans le repère de FLUENT
$v$	Vitesse selon l'axe $Y$ (axe vertical vers le haut) ( $m.s^{-1}$ ) ; vitesse radiale ou transverse pour les jets ( $m.s^{-1}$ )
$V$	Vitesse (magnitude) ( $m.s^{-1}$ )
$V_m$	Vitesse moyenne à l'entrée du faisceau de tubes ( $m.s^{-1}$ )
$v_y$	Composante verticale de la vitesse dans le repère de FLUENT
$y^+$	Distance adimensionnelle de la cellule au mur
$y_p$	Distance au mur de la cellule ( $m$ )
$z$	Distance axiale par rapport à la sortie de l'injecteur ( $m$ )

#### Symboles Grecques

$\beta$	Coefficient d'expansion thermique ( $k^{-1}$ ) , angle que fait le profil de vitesse à la paroi
$\beta^*$	Constante définissant le rapport entre $\varepsilon$ , $\kappa$ et $\omega$

$\delta_{ij}$	Symbole de Kronecker
$\varepsilon$	Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente ( $J.s^{-1}$ )
$\kappa$	Énergie cinétique turbulente ( $J$ )
$\lambda$	Diffusivité thermique ( $m^2.s^{-1}$ )
$\mu$	Viscosité dynamique ( $Pa.s$ )
$\nu$	Viscosité cinématique ( $m^2.s$ )
$\rho$	Densité ( $kg.m^{-3}$ )
$\sigma$	Écart-type
$\tau$	Tenseur des contraintes
$\omega$	Taux de dissipation spécifique de l'énergie cinétique turbulente ( $s^{-1}$ )
$\theta$	Angle définissant un point de la circonférence du cylindre par rapport au plan horizontal

#### Indice

$\infty$	Infini, loin du cylindre dans notre cas ou à l'entrée
$eff$	Effectif
$f$	Film
$i,j,k$	Rapport aux données cartésiennes
$t$	Turbulent
$w$	Mur (du cylindre)

#### Exposant

'	Quantité Instantané
-	Valeur moyennée

## LISTE DES ANNEXES

ANNEXE A – Nombres adimensionnels .....	178
ANNEXE B – Données relatives aux expériences de Fand [17] .....	179
ANNEXE C – Données relatives aux expériences de Fand et Keswani [18] .....	180
ANNEXE D – Données relatives aux expériences de Paul et al. [19] et Hadaller et al. [13] de l'écoulement isotherme à travers un faisceau de tubes.....	183
ANNEXE E – Exemple de code pour l'implémentation des jets dans le logiciel FLUENT .....	184
ANNEXE F – Comparaison des profils de vitesses pour les quatre largeurs de cônes .....	189

## INTRODUCTION

L'énergie nucléaire, bien que récemment remise en question par l'incident de la centrale de Fukushima au Japon, reste une des solutions énergétiques viables de l'avenir, au moins comme transition vers une ère post énergies fossiles. L'industrie nucléaire se veut alors plus sûre pour éviter tout risque d'accident. A ce titre, l'écoulement du modérateur dans un réacteur CANDU (CANAdian Deutérium Uranium) est étudié afin de comprendre et prévenir des risques d'ébullitions locales. Un tel phénomène peut contribuer à accroître la réactivité du réacteur. Dans ce type de centrale nucléaire, le modérateur est de l'eau lourde (i.e.  $D_2O$ ), c'est-à-dire de l'eau avec un isotope de l'hydrogène ayant un nombre de masse atomique de 2 (soit avec un neutron de plus que l'hydrogène classique). Dans une centrale nucléaire, le modérateur a pour but de ralentir les neutrons afin de faire baisser leurs énergies cinétiques et les emmener dans une gamme d'énergie dite thermique (gamme inférieure à 0,025 eV) où la probabilité de fissions nucléaires de l'uranium 235 a plus de chances de se produire. Dans un réacteur CANDU, le fluide caloporteur et le fluide modérateur sont séparés ; ce type de réacteur est appelé réacteur à tubes de forces. Ainsi, le combustible est logé à l'intérieur de ces tubes. Les canaux de combustibles sont immergés horizontalement dans le modérateur dans une cuve (i.e., calandre) de 6 m de long et 7,6 m de diamètre. La figure 1 montre la section transverse de la cuve d'un réacteur CANDU-6 composé de 380 canaux de combustibles. Le modérateur circule dans la calandre à l'aide de 8 injecteurs d'entrée et de deux ouvertures de sortie. Les injecteurs sont placés un peu au dessous du plan horizontal médian et leurs emplacements sont symétriques par rapport à la verticale ; ils ne sont pas placés à intervalles réguliers suivant la profondeur. Les deux sorties décalées font que la géométrie d'un réacteur CANDU n'est pas symétrique. Dans cette figure on remarque un espace annulaire entre la paroi interne de la cuve et la périphérie des tubes. Cet espace, rempli d'eau lourde, agit à titre de réflecteurs des neutrons.

Les 380 canaux ont un diamètre externe de 13,1 cm et sont séparés de 28,56 cm horizontalement et verticalement. La disposition des canaux dans la calandre est symétrique. La figure 2 montre une section transverse d'une maille de quatre canaux de combustible. Le combustible ainsi que le fluide caloporteur sont à l'intérieur d'un tube de force lui-même entouré par un tube de calandre séparant le tube de force du modérateur, un gaz annulaire étant présent entre les deux tubes jouant le rôle d'isolant thermique. Les tubes et l'isolant sont utiles car le

fluide caloporteur est pressurisé et à hautes températures alors que le modérateur est à faible température et à pression atmosphérique. En effet, le fluide caloporteur entre à  $267^{\circ}\text{C}$  à une pression de  $11,1\text{ MPa}$  et sort à  $312^{\circ}\text{C}$  sous  $10,3\text{ MPa}$  tandis que la cuve contenant le modérateur n'est pas pressurisée et que le fluide modérateur entre à  $43^{\circ}\text{C}$  pour sortir à  $71^{\circ}\text{C}$  [1, 2].

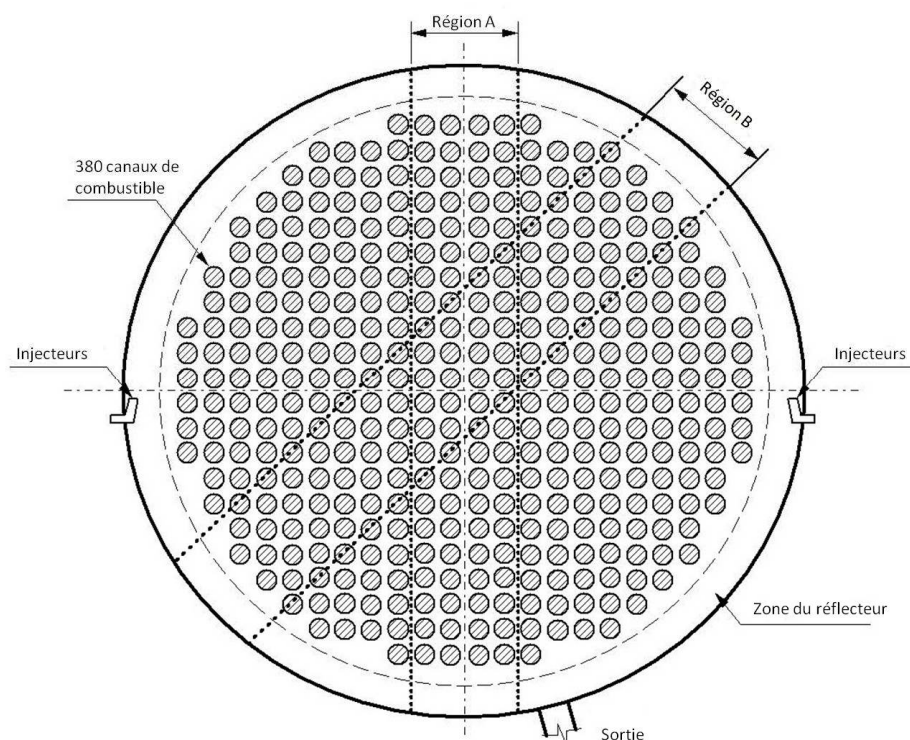


Figure 1 : Section transverse de la cuve d'un réacteur CANDU 6.

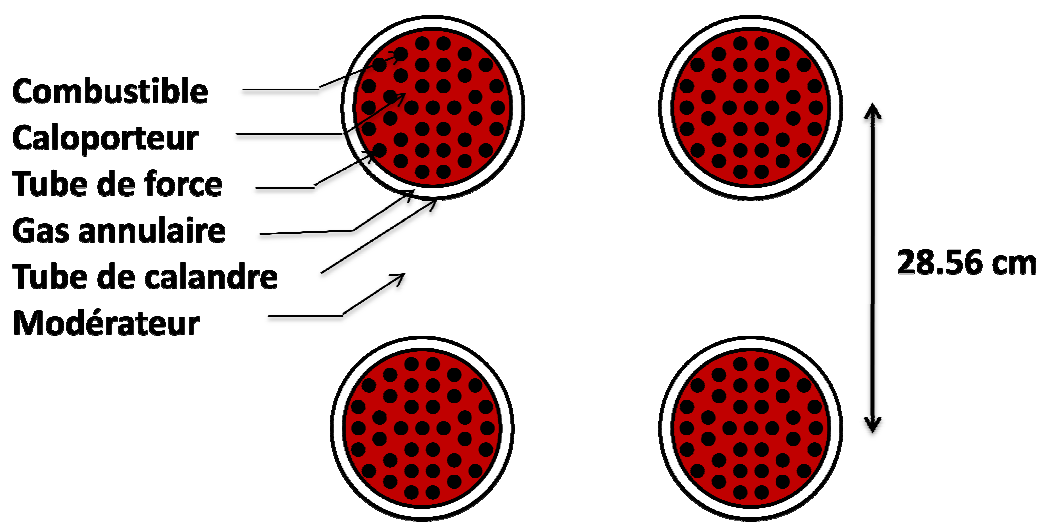


Figure 2 : Section transverse d'une maille de quatre canaux de combustible.

Dans des conditions normales d'opérations à pleine puissance, les sources de chaleur du modérateur sont dues à 70 - 80 % aux rayonnements gammas et aux neutrons instantanés (i.e., neutrons "prompt") par les réactions de fissions, de 15% à 25% par les photons émis par la désintégration des produits de fission et seulement de 3 à 5% par le transfert de chaleur à partir des canaux de combustibles [1]. Il est donc nécessaire de faire circuler le modérateur à la fois à l'intérieur et à l'extérieur de la cuve pour le refroidir et le purifier (pour des raisons chimiques et neutroniques). L'intégrité des canaux de combustible, donc celle de la centrale, dépend du pouvoir de refroidissement du modérateur dans les conditions normales d'opérations ou lors de conditions transitoires. Ces dernières peuvent apparaître lors d'incidents comme lorsqu'il existe un contact thermique entre le tube de pression et le tube de calandre créant un point chaud, le gaz annulaire entre les deux tubes n'isolant plus. Il est alors important de connaître la distribution de température du modérateur et plus particulièrement la température aux parois des canaux afin de prévenir leur montée en température qui peut provoquer une ébullition du modérateur et l'assèchement partiel de la paroi des canaux. Dans de telles conditions, le coefficient de réactivité peut accroître de manière importante. Il est clair que ceci peut avoir des conséquences néfastes pour la sûreté nucléaire. Ces données n'étant pas mesurées, il est donc nécessaire de pratiquer des simulations numériques.

Cependant, la structure multi-connexe d'une section de la cuve rend les simulations difficiles et coûteuses. Des travaux ont alors été effectués afin de modéliser la cuve par un milieu poreux ayant des résistances hydrauliques appropriées. Le milieu y est donc continu rendant les simulations plus aisées. Szymanski et al. [3] ont développé alors dans les années 80 le code MODTURC (MODerator TURbulent Circulation) ensuite amélioré par Huget et al [4] avec le code MODTURC-CLAS (MODerator TURbulent Circulation Co-Located Advanced Solution). Ces codes ont été utilisés et sont actuellement toujours en utilisation par l'Énergie Nucléaire Canadienne. Comme il a été décrit, ces codes ont l'avantage de simuler plus facilement l'écoulement en rendant le milieu continu mais ils fournissent un champ de vitesses moyen qui diffère de l'écoulement local, notamment près des parois. Carlucci et Cheung [5] ont étudiés l'écoulement du modérateur au sein d'une calandre à l'aide de la méthode des milieux poreux avec un code personnel. Yoon et al. [10-13] ont utilisés la même méthode à l'aide du programme commercial CFX basé sur la méthode des volumes finis en utilisant dans un premier temps un



solveur séquentiel [6-8] puis un solveur couplé [9]. Une modélisation entière de la cuve en trois dimensions sans approximation a été réalisée par Kim et al. [10].

Le travail de recherche visait initialement à simuler l'écoulement en deux dimensions et en régime permanent du modérateur dans une calandre d'un réacteur CANDU 6 en prenant en compte tous les canaux de combustibles. L'objectif consistait à prédire l'écoulement et transfert de chaleur, notamment à proximité des tubes de calandre. Dû à un temps de calculs particulièrement long, le travail s'arrête néanmoins à l'étude de l'écoulement dans une calandre de type CANDU à plus petite échelle. A cette fin, nous avons utilisés les expériences réalisées à Stern Laboratories. Il faut mentionner ici que l'écoulement dans une calandre avec la prise en compte du transfert de chaleur n'est pas stable physiquement, alors, il est impossible d'obtenir une convergence suffisante pour simuler l'écoulement en régime permanent. Pour cette raison, une simulation en régime transitoire est donc nécessaire pour obtenir des résultats exploitables.

L'écoulement dans la calandre qui est utilisé pour ce travail de recherche est basé sur les expériences d'Huget et al [11, 12] réalisées à Stern-Laboratories et cherchent à valider le code MODTURC-CLAS. Au préalable, ce code et ses résistances hydrauliques distribuées ont été calibrées sur les expériences de Hadaller et al. [13] mesurant la perte de pression de l'écoulement à travers un faisceau de tubes en ligne ou en quinconces. Sur la figure 1, il est possible d'observer que l'écoulement du modérateur dans une calandre se rapproche de l'écoulement à travers un faisceau de tubes alignés (région A) ou en quinconces (région B). Yoon et al. [6, 7, 9] ont ainsi validé également leurs calculs à l'aide de ces expériences. Avant de s'attaquer au cas de l'écoulement complexe dans la calandre, ce travail consiste à valider le logiciel FLUENT pour l'écoulement à travers un faisceau de tubes.

Bouquillon [14] et Bouquillon et al. [15] ont essayé d'effectuer une simulation plus précise de la calandre. Cependant, ils mettent en avant, d'une part la sensibilité des calculs par rapport aux conditions d'entrées, et d'autre part qu'un bon maillage de la cuve en entier, comprenant les injecteurs, est difficile à réaliser pour des raisons d'ordre de grandeurs entre l'injecteur et la cuve (rapport de 60). Ils ont donc développé un modèle semi-analytique des jets qui peut être implémenté à l'entrée de la cuve afin d'augmenter le nombre de mailles dans la cuve du modérateur et de diminuer le coût des simulations [14, 15]. Ces modèles sont utilisés dans ce travail afin de simuler l'écoulement dans la calandre.

## **Objectifs de cette étude**

L'objectif de cette étude est, dans un premier temps, d'investiguer la capacité du logiciel FLUENT et des modèles de turbulence de prédire l'écoulement isotherme à travers des faisceaux de tubes alignés et en quinconces. Les simulations seront validées à l'aide des données des pertes de pressions de Hadaller et al. [13] et des données des profils de vitesses de Paul et al. [16]. L'étude et le choix du maillage ainsi que de différentes options de calculs du logiciel sont effectués en utilisant ces dernières données.

Le deuxième objectif est de valider également les simulations du transfert de chaleur, avec les options choisis au préalable. Comme il a été mentionné, l'échauffement du modérateur se fait en grande partie par le ralentissement des neutrons, ceci se traduit par un terme source dans l'équation de la chaleur. Les expériences reproduites de Huget et al [11, 12] ne font pas intervenir de réaction nucléaire, l'échauffement du modérateur se fait donc entièrement par le transfert de chaleur conducto-convectifs à la paroi des cylindres intérieurs (i.e., tubes de calandre). Ainsi, afin de valider les simulations du transfert de chaleur, le cas simple de l'écoulement forcé autour d'un cylindre est utilisé dans ce travail. Les expériences de Fand [17] et Fand et Keswani [18] d'un écoulement forcé transverse à un cylindre chauffé dans un conduit circulaire sont ainsi utilisées.

Le troisième objectif de cette étude est d'implémenter les modèles de jets semi-analytiques développés par Bouquillon [14] pour l'écoulement du modérateur dans la calandre.

Enfin, le dernier objectif est de simuler l'écoulement du modérateur au sein d'une calandre de type CANDU et de les comparer aux expériences de Huget et al [11, 12] faites à Stern Laboratories. L'étude vise d'une part à présenter l'écoulement isotherme et à caractériser les écoulements types du modérateur lorsque les transferts de chaleur sont pris en compte.

## **Organisation du mémoire**

L'étude s'articule autour de sept chapitres. Le premier chapitre présente les expériences utilisées lors de cette étude.

Le deuxième chapitre traite brièvement des équations et des modèles utilisés pour simuler les différents écoulements.

Le troisième aborde la problématique des maillages utilisés pour effectuer les simulations. Une étude est donc menée, à l'aide des expériences de Paul et al [19] de l'écoulement isotherme à

travers un faisceau de tubes en quinconces, sur le type de maillage, de décomposition géométrique et de raffinement afin de définir un maillage type, notamment près des cylindres où l'écoulement local est important pour cette étude. Ce chapitre présente également les maillages utilisés pour les autres simulations ainsi que les différentes conditions aux frontières.

Le chapitre quatre traite de la description et l'implémentation des modèles de jet semi-analytique de Bouquillon [14]. Les expériences de Stern Laboratories [11] de l'écoulement isotherme au sein de la calandre sont utilisées afin d'étudier les différentes implémentations numériques possibles.

Le cinquième chapitre traite de la façon dont les propriétés thermo-physique des fluides, ainsi que la contribution de la gravité sont prises en compte dans cette étude. Des corrélations sont établies pour les propriétés thermo-physiques importantes pour le fluide monophasique (soit la densité, la viscosité, la capacité et la conductivité) et elles sont implantées dans FLUENT.

Le sixième chapitre traite des simulations des expériences autres que celles de l'écoulement dans la calandre. Dans un premier temps, les données des expériences de Paul et al. [19] sont utilisées pour étudier l'effet de différentes options de calculs de FLUENT, notamment l'algorithme de calcul et les modèles de turbulence. Ces derniers sont également comparés à l'aide des expériences de pertes de pression de Hadaller et al [13]. Ce chapitre traite ainsi de la capacité du logiciel FLUENT, en accord avec les options choisis, de simuler l'écoulement à travers des faisceaux de tubes en quinconces et alignés. Dans un deuxième temps, les simulations des écoulements forcés autour d'un cylindre chauffé sont investiguées à l'aide des expériences de Fand [17] et Fand et Keswani [18].

Enfin, le dernier chapitre de ce mémoire traite de l'écoulement du modérateur dans une calandre de type CANDU-6 basées sur les expériences effectuées par Huget et al [11, 12] à Stern Laboratories. La première partie présente des expériences isothermes où le transfert de chaleur n'est pas pris en compte alors que la deuxième traite de l'écoulement avec le transfert de chaleur. Dans ce dernier cas, les différents types d'écoulements et les transitions entre eux sont présentés et caractérisés à l'aide de simulations en régimes transitoire et permanent.

## CHAPITRE 1 DONNÉES EXPÉRIMENTALES

Ce chapitre met en avant les différentes expériences utilisées au cours de ce travail. Les expériences étant ici décrites brièvement, l'auteur suggère au lecteur intéressé de se référer aux références indiquées pour de plus amples informations.

Avant de présenter les expériences, il convient de discuter des différents nombres caractéristiques. En ce qui concerne les nombres adimensionnels, les nombres de Reynolds, Grashoff, Prandtl, Nusselt ainsi que le nombre de Richardson sont utilisés au cours de ce mémoire. Les définitions générales sont données dans cette section ; il sera mentionné dans les parties concernées lorsqu'ils sont définis différemment. De plus, ces nombres adimensionnels sont récapitulés dans un tableau à l'annexe A.

Le nombre de Reynolds permet de définir le régime d'un écoulement, c'est à dire s'il est laminaire ou turbulent. Il est défini comme le rapport entre les forces d'inerties (convection) et les forces visqueuses, c'est-à-dire :

$$Re_l = \frac{\rho V l}{\mu} \quad (1.1)$$

avec  $V$  la vitesse caractéristique ( $m/s$ ),  $l$  la longueur caractéristique ( $m$ ),  $\rho$  la densité ( $kg/m^3$ ) et  $\mu$  la viscosité dynamique ( $Pa.s$ ). Il faut mentionner que dans ce travail, ce nombre est défini par rapport aux vitesses et propriétés thermo-physiques prises à l'entrée et avec le diamètre du cylindre comme dimension caractéristique.

Le nombre de Grashoff permet de définir le rapport entre les forces de poussé (Archimède) et les forces d'inerties agissant sur un fluide ; il s'exprime comme suit :

$$Gr = \frac{g \beta \Delta T l^3 \rho^2}{\mu^2} \quad (1.2)$$

avec  $g$  l'accélération gravitationnelle ( $m/s^2$ ),  $\beta$  le coefficient d'expansion thermique ( $K^{-1}$ ) et  $\Delta T$  la différence de température caractéristique. La dimension caractéristique est également le diamètre du cylindre et la différence de température est prise entre  $T_w$  et  $T_\infty$ , respectivement les températures de la paroi du cylindre et la température en entrée du conduit.

Le nombre de Prandtl est défini comme le rapport entre la viscosité cinématique et la diffusivité thermique. Il caractérise le transport par diffusion dans un fluide ; s'il est grand, la diffusion se fera principalement par les phénomènes hydrodynamiques alors que s'il est petit (devant 1), la diffusion sera essentiellement due aux phénomènes thermiques. Il est défini ainsi :

$$\text{Pr} = \frac{\nu}{\alpha} = \frac{\rho c_p \nu}{k} = \frac{\mu c_p}{k} \quad (1.3)$$

avec  $\nu$  la viscosité cinématique ( $m^2/s$ ),  $\alpha$  la diffusivité thermique ( $m^2/s$ ),  $k$  la conductivité thermique ( $W / (m.K)$ ) et  $c_p$  la chaleur spécifique massique ( $J / (kg.K)$ ). La diffusivité thermique peut s'exprimer comme suit :

$$\alpha = \frac{k}{\rho c_p} \quad (1.4)$$

Il convient également de définir le nombre de Richardson caractéristique d'une convection dite mixte où les phénomènes de convection naturelle et forcée sont du même ordre de grandeur et donc en compétition si l'écoulement se fait principalement du bas vers le haut. Le nombre de Richardson est défini comme le rapport entre le nombre de Grashoff et le carré du nombre. On peut aussi mentionner que ce nombre est également le rapport entre l'énergie potentielle de pesanteur et l'énergie cinétique ; c'est à dire :

$$Ri = \frac{Gr}{Re^2} = \frac{g \beta \Delta T l}{V^2} \quad (1.5)$$

Selon différents auteurs, ce même nombre peut se nommer nombre d'Archimède (i.e.,  $Ar$ ).

Enfin, le nombre de Nusselt est utilisé pour adimensionner le transfert de chaleur ; il représente également le rapport entre le transfert de chaleur par convection et celui par conduction, il est donné par :

$$Nu = \frac{h d}{k} \quad (1.6)$$

avec  $h$  le coefficient de transfert thermique convectif ( $W / (m^2.K)$ ).

## 1.1 Convection forcée autour d'un cylindre (simple tube)

Les transferts de chaleur entre un cylindre chauffé et un écoulement forcé transversal ont été étudiés depuis longtemps, que ce soit de manières expérimentales (Zukauskas et Ziugzda [20]) ; Baranyi et al. [21] ; Fand [17] et Fand et Keswani [18] ), analytique (Khan et al. [22]) ou numériques (Uribe et Laurence [23] ; Lang et al. [24]) car une grande partie des échangeurs de chaleurs dans l'industrie sont basés sur ce type d'écoulement.

Plusieurs études visent à déterminer ou corroborer une corrélation pour le nombre de Nusselt en fonction des nombre de Prandtl et Reynolds (Fand [17], Sanitjai et Goldstein [25]) tandis que d'autres études se focalisent plus sur l'aspect physique des phénomène (Zukauskas et Ziugzda [20]) ainsi que la création de vortex en arrière du cylindre en fonction des nombres de Reynolds et de Richardson (Kieft et al. [26]). Une bonne description des phénomènes d'un écoulement autour d'un cylindre, qu'il soit chauffé ou non se trouve dans le livre de Zukauskas [27]. Une revue de littérature exhaustive a également été faite par Morgan [28].

Dans le cadre de ce travail, l'étude d'un écoulement forcé autour d'un cylindre chauffée est considérée grâce aux expériences de Fand [17] et Fand et Keswani [18]. Ils ont étudié l'écoulement d'eau transverse en convection forcée autour d'un cylindre chauffé. La première étude [17] consiste à définir expérimentalement le nombre de Nusselt pour une plage de nombre de Reynolds allant de 11420 à 63200 et corroborer la corrélation de McAdams [29] tout en développant sa propre corrélation. Dans cette première étude, le cylindre est maintenu à une température constante et les différences de températures entre le fluide à l'entrée du conduit et le cylindre sont relativement faibles (de 2 à 5,28 K). La deuxième étude [18] vise à prendre en compte les effets des variations des propriétés thermophysiques dans le transfert de chaleur en convection forcée. Ainsi, une série importante d'expériences d'écoulements transverses en convection forcée autour d'un cylindre chauffé ont été réalisées. Pour celles-ci, un flux de chaleur constant est appliqué au cylindre et, contrairement à l'étude précédente, les différences de températures entre l'entrée et la paroi du cylindre sont importantes. Les nombres de Reynolds sont également plus faibles, couvrant une plage de 400 à 3700. Ils comparent alors les corrélations précédentes avec les données expérimentales de l'étude de Fand [17], de Piret et al. [30] et de Davis [31] afin d'obtenir des données expérimentales pour les nombres de Nusselt pour des nombres de Reynolds allant de 0,1 à  $6 \cdot 10^5$ . Une nouvelle corrélation a été établie avec la

méthode de la correction de l'exposant. Les expériences de Fand [17] sont présentées dans un premier temps avant de discuter des expériences de Fand et Keswani [18].

### 1.1.1 Les Expériences de Fand

Ces expériences ont été effectuées en utilisant un cylindre d'un diamètre de  $11,1 \text{ mm}$  dans un conduit à section circulaire ayant un diamètre de  $86,614 \text{ mm}$ . Le cylindre couvre toute la profondeur du conduit, il a donc une profondeur de  $86,614 \text{ mm}$ . La longueur du conduit est de  $86,46 \text{ mm}$ . Le schéma simplifié du montage expérimental est donnée à la figure 1-1. Le cylindre est maintenu à température constante à l'aide d'éléments chauffants électriques. Fand [17] indique que l'erreur maximale des mesures concernant la différence de température entre le cylindre et le fluide à l'entrée est de  $2,5\%$ . Par contre, il indique également que les thermocouples sont à l'intérieur des cylindres chauffés, des couches de cuivre et de chrome se trouvant entre eux et la surface du cylindre. L'auteur utilise alors une équation simple de conduction pour les transferts de chaleur radiaux à travers les matériaux composites. Sachant que ce calcul est une approximation, il considère que les nombres de Nusselt déterminés expérimentalement le sont à  $5\%$  près.

Dans son article, Fand présente six expériences pour des Reynolds (basés sur la température de film) allant de  $11420$  à  $63200$  et correspondant à des vitesses du fluide en entrée variant entre  $0,817$  et  $4,676 \text{ m/s}$ . Les différences de températures entre le fluide en entrée et le cylindre s'échelonnent entre  $2,07$  et  $5,3^\circ\text{C}$ . Les données expérimentales de Fand sont reproduites à l'annexe B.

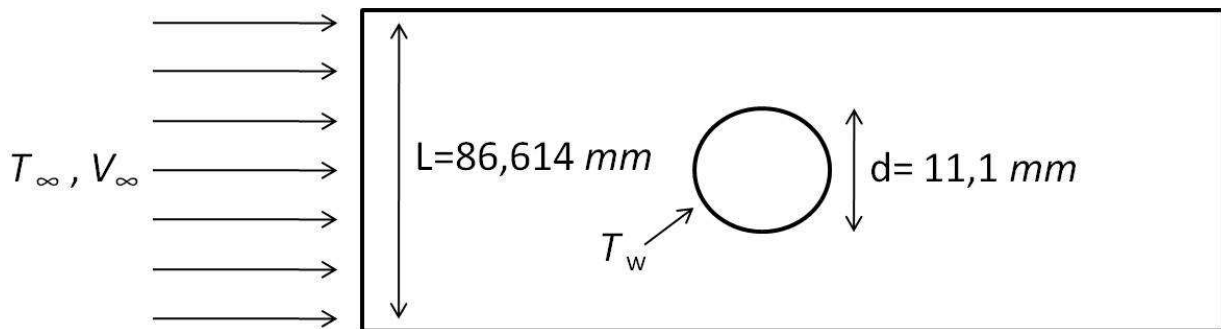


Figure 1-1 : Schéma des expériences de l'écoulement forcé autour d'un cylindre (Fand [17]).

Fand a validé la corrélation de McAdams [29]. De cette manière, il a élargie le nombre de Nusselt pour des nombres de Reynolds variant entre  $10^4$  et  $10^5$ . Selon l'auteur, cette relation a été développée par McAdams pour des Reynolds compris entre  $10^{-1}$  et  $2 \cdot 10^2$  à l'aide de données expérimentale. En utilisant l'analogie de Colburn, Purves et Brodkey [32] valident analytiquement cette corrélation pour  $10^2 \leq Re_f \leq 10^4$ . Cette relation, a donc été validée entre  $10^{-1} \leq Re_f \leq 10^5$ ; elle est également utilisée dans ce travail. Les nombres de Nusselt, Reynolds et Prandtl sont tous basés sur le diamètre du cylindre chauffé ainsi que sur les propriétés prises à la température du film.

$$(Nu)_f = [0,35 + 0,56(Re)_f^{0,52}] (Pr)_f^{0,30} \quad (1.7)$$

$$T_f = \frac{1}{2}(T_w + T_\infty) \quad (1.8)$$

Fand a dérivé également sa propre corrélation qui est valide pour des nombres de Reynolds compris entre  $10^4$  et  $10^5$ . Cette dernière à l'avantage de représenter séparément la contribution au nombre de Nusselt des portions en amont et en aval du cylindre.

$$(Nu)_f = [0,35 + 0,34(Re)_f^{0,50} + 0,15(Re)_f^{0,58}] (Pr)_f^{0,30} \quad (1.9)$$

### 1.1.2 Les expériences de Fand et Keswani

Les objectifs du travail de Fand et Keswani [18] sont multiples. Le premier est d'obtenir des données expérimentales pour un écoulement transverse forcé autour d'un cylindre chauffé pour une plage de Reynolds où les données ne sont pas existantes, c'est-à-dire  $400 \leq Re_f \leq 3700$ . Le deuxième objectif consiste à étudier la validité de diverses corrélations dont celles de McAdams [29] (équation 1.7) et de Fand [17] (équation 1.9) et de développer une nouvelle relation en utilisant la méthode de correction des exposants. Le dernier objectif, non discuté ici, est d'appliquer cette dernière méthode pour des obstacles ayant des géométries différentes d'un cylindre.



Les expériences ressemblent à celles de Fand [17], les dimensions géométriques étant quelques peu différentes : le diamètre du cylindre est de 11,457 *mm*, il est chauffé sur une longueur de 25,4 *mm* et le conduit a une section circulaire de 86,51 *mm* de diamètre. Pour ces expériences, le cylindre est chauffé uniformément avec un flux de chaleur constant, la température du cylindre est donc fonction de la position angulaire sur le cylindre. Fand et Keswani positionnent alors le thermocouple à l'endroit où la température est maximale, la position étant la même quelque soit l'expérience. De plus, ils ont reliés cette température avec la valeur moyenne du cylindre par une relation générale. Ainsi, selon les auteurs, les coefficients de transferts thermiques ont été déterminés avec une précision de 3%. Comme pour les expériences de Fand [17], le thermocouple se trouve à l'intérieur du cylindre chauffé électriquement. Le rayonnement étant très faible (i.e., il a été estimé à environ 0,15% du transfert total d'énergie), toute l'énergie électrique pour chauffer le cylindre est supposée dissipée par convection à partir de la surface du cylindre.

Les expériences couvrent alors un domaine de vitesses d'entrée variant entre 3,6  $10^{-2}$  et 0,131 *m/s* et des flux de chaleurs entre 32497 et 243 000  $W.m^{-2}$  (c'est-à-dire de 29,71 à 222,16 *W* fourni au fluide) pour des températures d'entrée de 283,15, 294,26, 310,93 et 333,15 *K*. Ceci résulte expérimentalement en des différences de températures entre l'entrée et la valeur moyenne sur le cylindre de 10,17 à 86,89 *K*. Pour éviter le risque d'ébullition et pour éviter tous bulles d'air sur la paroi du cylindre (une technique de bulles d'hydrogène a été utilisée pour la mesure des vitesses), la section d'essais est pressurisée à 70 *psia* soit 4,83 *bar*. Il est certain, que dans ce mémoire, toutes les expériences ne seront pas simulées, seulement un échantillon représentatif est sélectionné. Les données des expériences reproduites sont présentées à l'annexe C ; celles-ci se limitent à des nombres de Reynolds (basé sur la température à l'entrée) supérieurs à 1000.

A partir de ces données, ainsi que de celle de Piret et al [30], Davis [31] et Fand [17], Fand et Keswani [18] définissent alors une nouvelle corrélation où les propriétés sont définis à la température de film ; elle est donnée par :

$$(Nu)_f = \left[ 0,255 + 0,699(Re)_f^{0,50} \right] (Pr)_f^{0,29} \quad (1.10)$$

Ils ont également proposé une corrélation utilisant la méthode de correction de l'exposant. Afin de faciliter la présentation de ce mémoire, le rapport pour les nombres de Nusselt dans cette

corrélation est utilisé (et noté  $K$ ) pour le reste de ce mémoire. La corrélation est donc exprimée comme suit :

$$K = Nu_w * \left( \frac{Nu_\infty}{Nu_w} \right)^{0.5} = \left[ 0,221 + 0,693 \left[ Re_w * \left( \frac{Re_\infty}{Re_w} \right)^{0.75} \right]^{0.50} \right] Pr_\infty^{0.29} \quad (1.11)$$

Cette dernière corrélation est intéressante car elle permet d'avoir des prédictions précises pour une gamme très large de nombres de Reynolds (i.e.,  $10^{-1} \leq Re_f \leq 10^5$ ). L'équation 1.10 a été obtenue en utilisant la température de film et toutes les données. Celle-ci, ainsi que la corrélation de McAdams, ont été validées sur tous le domaine mais avec plus ou moins de précisions en fonction du nombre de Reynolds. Il est important de noter que malgré le peu de données utilisées pour décrire cette corrélation et sa relative simplicité, la corrélation de McAdams reste une bonne relation constitutive. Enfin, la corrélation de Fand [17] (équation 1.9) n'est valide que sur le domaine d'étude des expériences (i.e.  $11000 \leq Re_f \leq 63000$ ). Dans le cadre de la présente étude, nous avons utilisé les corrélations de McAdams (équation 1.9) et de Fand et Keswani [18] (équation 1.11).

## 1.2 L'écoulement isotherme incompressible à travers un faisceau de tubes

L'écoulement à travers un faisceau de tubes a été largement étudié car il est rencontré dans la plupart des systèmes d'échangeurs de chaleur utilisés dans l'industrie de l'énergie. Ces écoulements, avec transfert de chaleur ou non, ont été notamment décrits par Zukauskas [27] qui a étudié les phénomènes physiques rentrant en jeu dans les corrélations pour les pertes de pression ainsi que pour les transfert de chaleur (i.e., fonction du nombre de Nusselt). Pour un écoulement isotherme, il met en avant quatre types d'écoulements : *i*) l'écoulement laminaire prédominant ( $Re < 10^3$ ), *ii*) l'écoulement mixte ou sous critique ( $Re < 2 \cdot 10^5$ ), *iii*) l'écoulement turbulent prédominant ou critique ( $2 \cdot 10^5 < Re < 4 \cdot 10^5$ ) et *iv*) l'écoulement supercritique ( $Re > 4 \cdot 10^5$ ). Plusieurs études numériques ont également été menées dont, entre autres, Paul et al. [16, 19, 33], Balabani et Yianneskis [34], Simonin et Barcouda [35] ainsi que Liang et Papadakis [36] qui ont utilisés les résultats de Simonin et Barcouda pour réaliser une simulation entière du faisceau de tubes en trois dimensions en utilisant le modèle de turbulences "Large Eddy Simulation" (LES).

Une revue détaillée des écoulements à travers des faisceaux de tubes (alignés ou en quinconces) peut être trouvée dans: Beale & Spalding [37], Paul et al. [16, 19, 33] et Liang et Papadakis [36].

La figure 1-2 montre les schémas des faisceaux de tubes en quinconce et alignés avec les données géométriques les plus importantes. Il faut noter que ce schéma est en deux dimensions et que les faisceaux de tubes peuvent se trouver dans un conduit à section circulaire ou à section rectangulaire. Dans ces schémas, l'écoulement a lieu de la gauche vers la droite (i.e., vers les  $x$  croissants),  $P_t$  et  $P_l$  sont respectivement les pas adimensionnels transverse et longitudinal. Ils sont souvent utilisés dans les études pour rendre les expériences adimensionnelles.

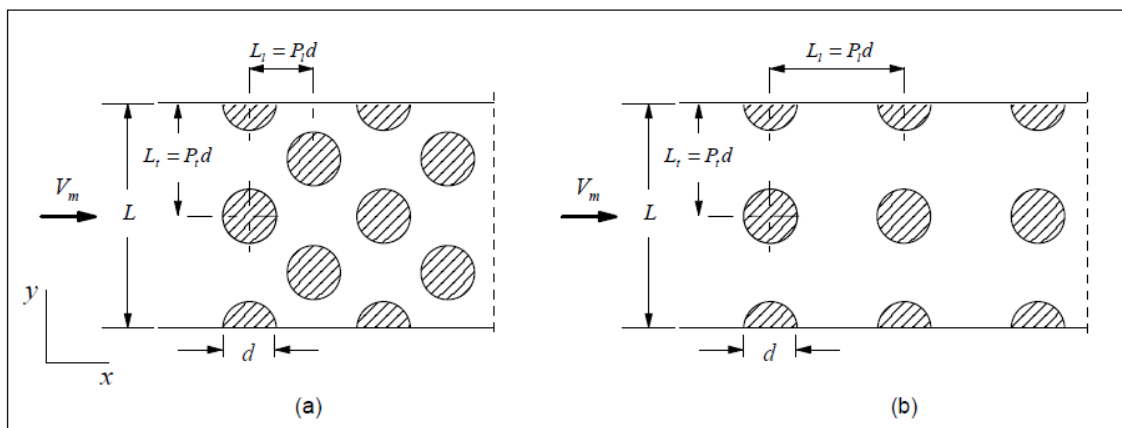


Figure 1-2 : Schémas des faisceaux de tubes : (a) en quinconce et (b) alignés.

Comme il a été mentionné précédemment, les données de Paul et al. [16, 19, 33] sont utilisées pour simuler l'écoulement isotherme à travers un faisceau de tubes en quinconce. La figure 1-3 montre le montage de l'expérience ainsi que les surfaces où les données expérimentales utilisées dans le cadre de cette étude sont collectées. Les composantes verticales et horizontales de la vitesse sont collectées sur les surfaces verticales alors que seule la composante horizontale est collectée sur les surfaces horizontales. Ces dernières permettent de connaître l'écoulement sur les zones d'impact ainsi que sur les zones de sillage du cylindre.

Les cylindres ont un diamètre de 25,4 mm, le conduit rectangulaire a une hauteur de 193,04 mm et une profondeur de 200 mm. La distance longitudinale entre deux tubes ( $L_l$ ) est de 53,43 mm et la distance transverse ( $L_t$ ) est de 96,52 mm (pour des pas adimensionnels respectifs de 2,1 et 3,8). De l'eau entre à une température constante de 23°C avec une vitesse uniforme de 0,34 m/s et une intensité turbulente de 4%. Le nombre de Reynolds, basé sur le diamètre des cylindres et

sur les données en entrée est de 9300. Les auteurs ont utilisé la technique PIV (Particule Image Velocimetry) afin de définir les profils de vitesses sur les surfaces présentées à la figure 1-3. L'incertitude des mesures sur les vitesses, avec un intervalle de confiance de 95%, est de  $\pm 3\%$  dans la portion centrale et de  $\pm 5\%$  près des tubes.

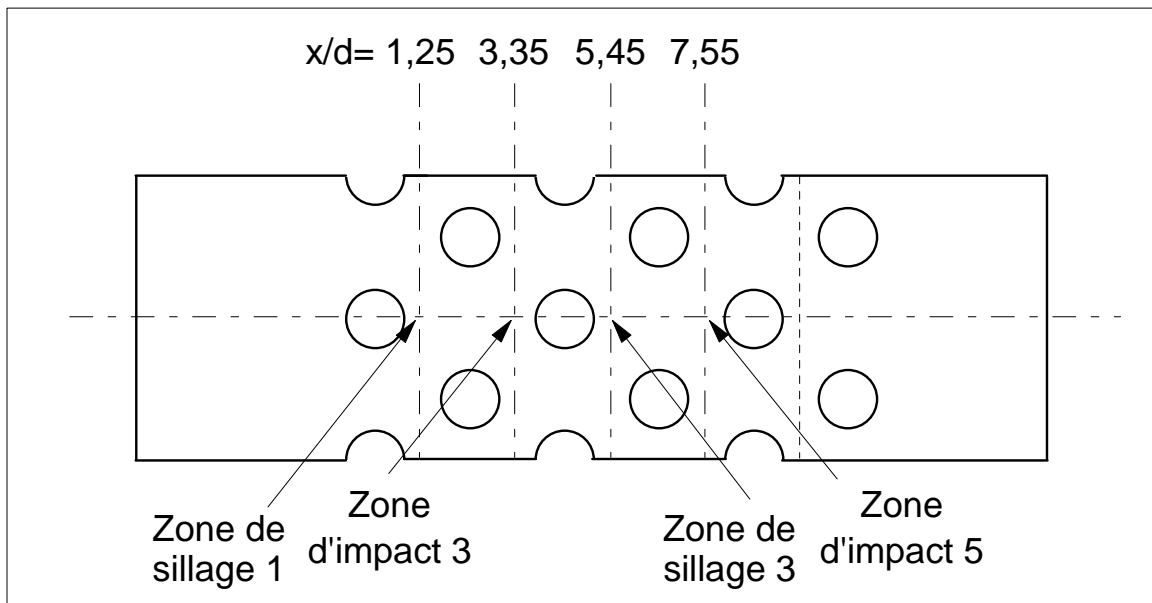


Figure 1-3 : Montage de Paul et al. [16, 19, 33] avec les positions où les données sont comparées.

Ces expériences sont utilisées tout au long de ce travail pour choisir et valider les options de calcul du logiciel FLUENT ainsi que pour étudier et valider les maillages réalisés sous le logiciel GAMBIT.

### 1.3 Les expériences de Stern – Laboratories

Deux expériences, réalisées à Stern Laboratories (Hamilton, Ontario) ont été choisies pour cette étude. La première expérience consiste à étudier l'écoulement dans une calandre à échelle réduite (1:4) qui simule celle d'un CANDU-6. Le schéma de la calandre est présenté à la figure 1-4. Celle-ci mesure 2 m de diamètre avec une profondeur de 0,2 m. Elle est aussi composée de 440 cylindres de 33,02 mm de diamètre chacun chauffés électriquement. Les tubes sont espacés de 71 mm entre eux, les pas adimensionnels transverse et longitudinal sont donc d'environ 2,15.

La sortie est placée sur la verticale et les deux injecteurs sont sur le même plan médian horizontal. Néanmoins, la calandre utilisée ici n'est pas une mise à l'échelle exacte d'un réacteur CANDU. En effet, un réacteur CANDU à un diamètre de  $7,6\text{ m}$  avec une profondeur de  $6\text{ m}$ , les cylindres ont un diamètre de  $131\text{ mm}$  et sont séparés de  $28,56\text{ cm}$  chacun ; le pas adimensionnel est donc de  $2,18$ . Dans ce cas, seule la profondeur n'est pas à l'échelle, ceci afin de pouvoir considérer un écoulement en deux dimensions. D'ailleurs, contrairement au cas d'un CANDU, les injecteurs et la sortie dans le cas des expériences de Stern Laboratories couvrent la totalité de la profondeur de la calandre. De plus, les injecteurs sont sur le plan médian horizontal alors que dans le cas d'un CANDU ils sont un peu en dessous et la sortie est située sur la verticale tandis qu'elle est décalée sur la droite dans un réacteur CANDU. Enfin, comme il a été mentionné, aucune réaction nucléaire ayant lieu dans cette calandre, la totalité de la chaleur dégagée dans la modérateur se fait par un transfert conducto-convectif à travers les cylindres alors que dans le cas d'un réacteur CANDU, la grande partie de l'échauffement du modérateur se fait par le ralentissement des neutrons (i.e., terme source dans l'équation de la chaleur).

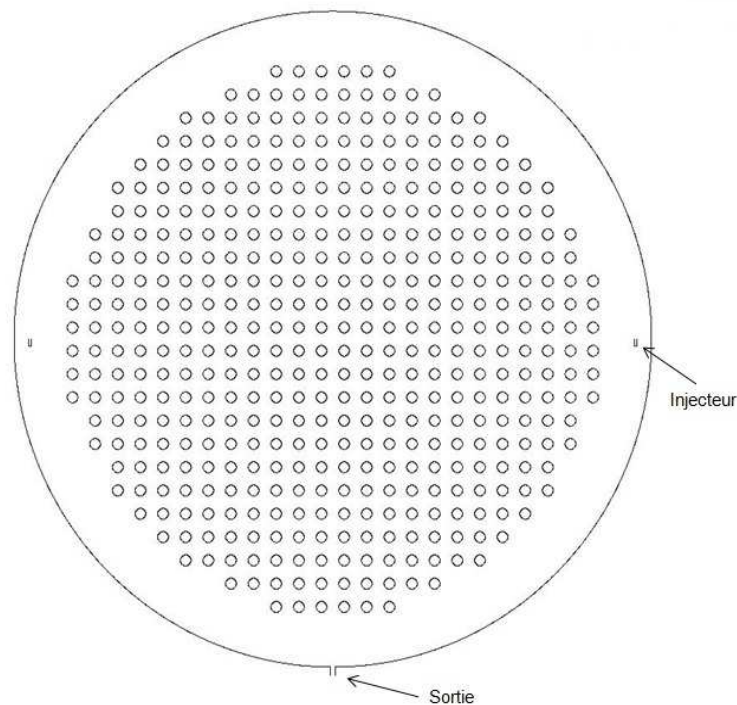


Figure 1-4 : Schéma en deux dimensions de la calandre des expériences de Stern – Laboratories.

Une expérience fut également menée afin de développer et valider les codes de calculs MODTURC et MODTRUC CLAS utilisés pour prédire les champs de vitesse, pression et température de l'écoulement. Celle-ci a consistée à mesurer la perte de pression de l'écoulement à travers des faisceaux de tubes alignés et en quinconce, représentant la partie centrale verticale de la dite calandre (voir par exemple la figure 1).

Le repère utilisée dans la calandre (correspondant également à celui de FLUENT) est centré dans la calandre avec les  $X$  croissants vers la droite et les  $Y$  croissants vers le haut.

### **1.3.1 Pertes de pression par frottement de l'écoulement isotherme à travers un faisceau de tubes**

Cette expérience a été réalisée par Hadaller et. al. [13] et elle a consistée à mesurer les pertes de pression par frottement de l'écoulement à travers des faisceaux de tubes alignés et en quinconces. Les cylindres ont un diamètre de  $33,02 \text{ mm}$ . Le faisceau de tubes alignés est composé de 24 rangées, séparées de  $71,4 \text{ mm}$  chacune ( $L_t = L_l = 71,4 \text{ mm}$ , soit un pas adimensionnel d'environ 2,16), la hauteur du conduit rectangulaire est  $286 \text{ mm}$  pour une profondeur de  $200 \text{ mm}$ . Le faisceau de tubes en quinconce est composé de 33 rangés, la longueur longitudinale ( $L_l$ ) entre deux tubes est de  $50,49 \text{ mm}$  et la longueur transverse ( $L_t$ ) est de  $100,98 \text{ mm}$  pour des pas adimensionnels respectivement d'environ 1,53 et 3,06. Le conduit rectangulaire a une hauteur de  $346 \text{ mm}$  et une profondeur de  $200 \text{ mm}$ . La longueur des conduits n'est pas mentionnée dans l'article, mais les faisceaux couvrent toute la hauteur de la calandre qui a un diamètre de  $2 \text{ m}$ . Les figures 1-5 et 1-6 montrent les schémas des faisceaux de tubes de ces expériences.

Un capteur différentiel de pression "Rosemont" a été utilisé pour mesurer la pression aux endroits indiqués sur les figures précédentes avec une précision de 0,25% pleine échelle. Seulement les données pour la différence de pression entre les prises de pression 1 et 3 est disponible dans leurs publication. Pour le faisceau de tubes alignés, la perte de pression est mesurée à l'intérieur de 16 tubes tandis que pour le faisceau de tubes en quinconce, la perte de pression est mesurée à l'intérieur d'une région qui compte 24 tubes. Les auteurs affirment que les pertes de pression par frottement dues au mur du conduit sont négligeables par rapport à celles dues aux cylindres eux-mêmes. La première prise de pression est localisée assez loin de l'entrée

du faisceau, là où l'écoulement est complètement développé, c'est-à-dire lorsqu'il présente une certaine périodicité spatiale.

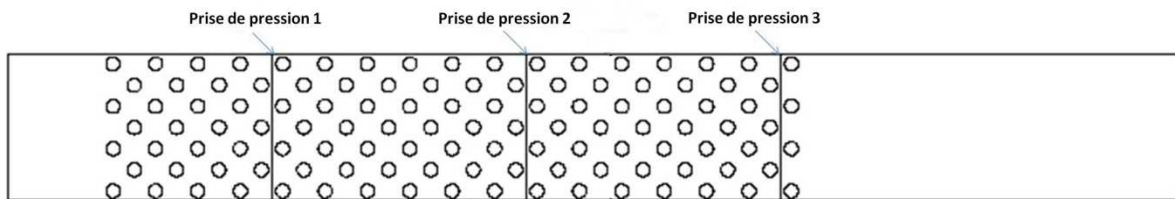


Figure 1-5 : Schéma du faisceau de tubes en quinconce avec la localisation des prises de pression [13].

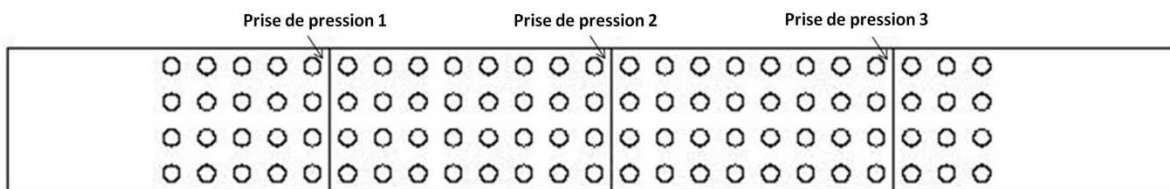


Figure 1-6 : Schéma du faisceau de tubes alignés avec la localisation des prises de pression [13].

Le fluide utilisé est de l'eau légère à pression atmosphérique. L'environnement des expériences est adiabatique et elles couvrent une plage de nombre de Reynolds (basé sur le diamètre du cylindre et les données en entrée) de 2000 à 9000 et des températures de fluide allant de 30 à 80°C. Les auteurs [13] ne donnent cependant les résultats que pour trois expériences ; la première où l'eau entre à 0,054 m/s avec une température de 39,5°C, la deuxième où l'eau entre à 0,07 m/s à 63,6°C et la dernière où l'eau entre à 0,103 m/s à 79,8°C. Les données de ces expériences ainsi que celles des expériences de Paul et. al. [19], couvrant toutes les deux le cas de l'écoulement isotherme à travers un faisceau de tubes, sont compilées à l'annexe D.

Hadaller et al. [13] ont utilisés leurs résultats pour développer une corrélation en termes d'un coefficient de perte de pression "Pressure Loss Coefficients" (PLC) exprimé comme suit :

$$PLC = \frac{\Delta P}{N \rho \frac{V^2}{2}} \quad (1.12)$$

avec  $N$  le nombre de rangés et  $V$  la vitesse en amont du faisceau de tubes (i.e., vitesse uniforme).

Il est évident que le coefficient de perte de pression, calculé avec l'équation 1.12, ne représente qu'une valeur moyenne de la perte de pression par rangée de tubes. En général, Hadaller et al [13]., tout comme Zukauskas [27] ont observé que lors d'écoulement incompressible en régime sous critique, le coefficient de perte de pression diminue lorsque le nombre de Reynolds croit. Hadaller et al. ont donc proposé une corrélation permettant de calculer le coefficient de perte de pression pour différentes configurations de faisceau de tubes en fonction du nombre de Reynolds, donnée par :

$$PLC = 4,54 Re^{-0.172} \quad (1.13)$$

avec le nombre de Reynolds calculé en utilisant la vitesse en amont du faisceau de tubes et le diamètre du cylindre comme dimension caractéristique.

Cette relation a été implémentée dans le code MODTURC CLAS, ils ont alors comparés cette corrélation avec les résultats des simulations faites avec le code MODTURC (utilisant une autre corrélation) ainsi qu'avec les expériences.

### 1.3.2 L'écoulement dans la calandre

Huget et al. [11, 12] ont étudiés l'écoulement dans la calandre mise à l'échelle (1:4) précédemment présenté. Selon les auteurs, cette calandre est conçue de manière à être un modèle physique en deux dimensions d'une calandre d'un réacteur CANDU capable de reproduire les phénomènes thermohydrauliques de l'écoulement du modérateur. Leurs étude à eu pour but, d'une part d'améliorer la compréhension de l'écoulement du modérateur, d'autre part de vérifier (voire améliorer) le code de calcul MODTURC-CLAS utilisé dans l'industrie nucléaire canadienne. Ce code utilise le modèle des milieux poreux pour simuler l'écoulement dans la calandre.

En plus des dimensions de la calandre précédemment données, les injecteurs ont un diamètre ajustable entre 8 et 16 *mm* et peuvent être inclinés jusqu'à 15° vers l'intérieur de la calandre. Néanmoins, les résultats présentés sont donnés pour des injecteurs ayant un diamètre de 8 *mm* et ne faisant pas d'angle avec la verticale [11, 12]. Les injecteurs, la sortie de l'écoulement ainsi que les cylindres couvrent la totalité de l'épaisseur de la calandre. Les mesures de vitesses



sont faites à l'aide de la technique LDA (Laser Doppler Anemometry) fiable à 2% près tandis que les prises de températures sont faites à l'aide de thermocouples ayant une incertitude estimée à  $\pm 0.2^\circ\text{C}$ . Les débits des jets en entrée sont donnés avec une incertitude estimée à  $\pm 0.2\%$ . Le fluide utilisé est de l'eau légère. Il est important de noter que pour le cas d'un CANDU, le modérateur est de l'eau lourde qui a des propriétés thermophysiques légèrement différentes de celles de l'eau légère.

En utilisant une analyse de similarités des équations de Navier-Stokes, les auteurs ont calculés les paramètres étant les plus représentatifs de ceux d'un réacteur CANDU opérant à pleine puissance. Ces paramètres (pour les expériences de Stern – Laboratories) sont le débit total à l'entrée de  $2,4 \text{ kg/s}$  (soit  $1,2 \text{ kg/s}$  pour chacun des deux injecteurs), la puissance totale fournie aux modérateurs par les cylindres de  $100 \text{ kW}$  (soit environ  $227,27 \text{ W}$  par tube ou encore un flux d'environ  $10954,45 \text{ W.m}^{-2}$ ) ainsi que la température d'entrée de  $55^\circ\text{C}$  (soit  $328,15 \text{ K}$ ).

Pour les expériences sans apports d'énergie au système, décrites dans Huget et al. [11], le fluide est pris à une température égale à  $65^\circ\text{C}$ . Plusieurs essais ont alors été effectués afin d'étudier différents phénomènes. Les tests qui nous intéressent ici sont l'écoulement du modérateur avec et sans la présence de la banque de tubes. Pour le cas où la calandre est vide, les composantes horizontale et verticale de la vitesse sont mesurées sur les surfaces horizontales à  $Y = 0$ ,  $Y = 84 \text{ mm}$  et  $Y = -43 \text{ mm}$  comme le montre la figure 1-7. Pour le cas où les cylindres sont présents, la composante verticale de la vitesse est mesurée sur la surface verticale de la calandre ( $X = 0$ ) et les vitesses tangentielles aux surfaces s30 et s60 situés respectivement à  $30^\circ$  et à  $60^\circ$  par rapport à l'horizontale pour un rayon allant de  $0,88 \text{ m}$  à  $1 \text{ m}$  par rapport au centre. Ces surfaces sont indiquées à la figure 1-8.

Pour les expériences où l'apport de chaleur par les tubes est prise en compte (Huget et al. [12]), deux essais nous intéressant ont été effectués : le cas dans les conditions nominales et un cas où le débit total est abaissé à  $2 \text{ kg/s}$  (soit  $1 \text{ kg/s}$  pour chacun des injecteurs). Les principaux résultats des simulations numériques sont discutés au chapitre 7.

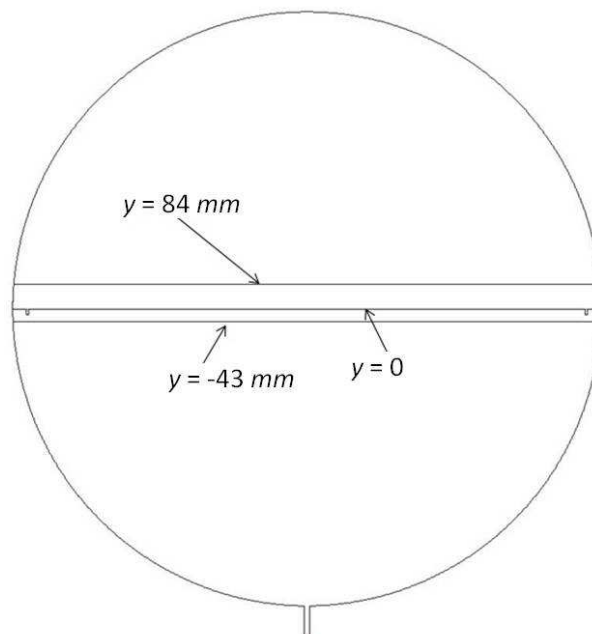


Figure 1-7 : Schéma de la calandre vide avec les trois surfaces horizontales servant de prises de mesures.

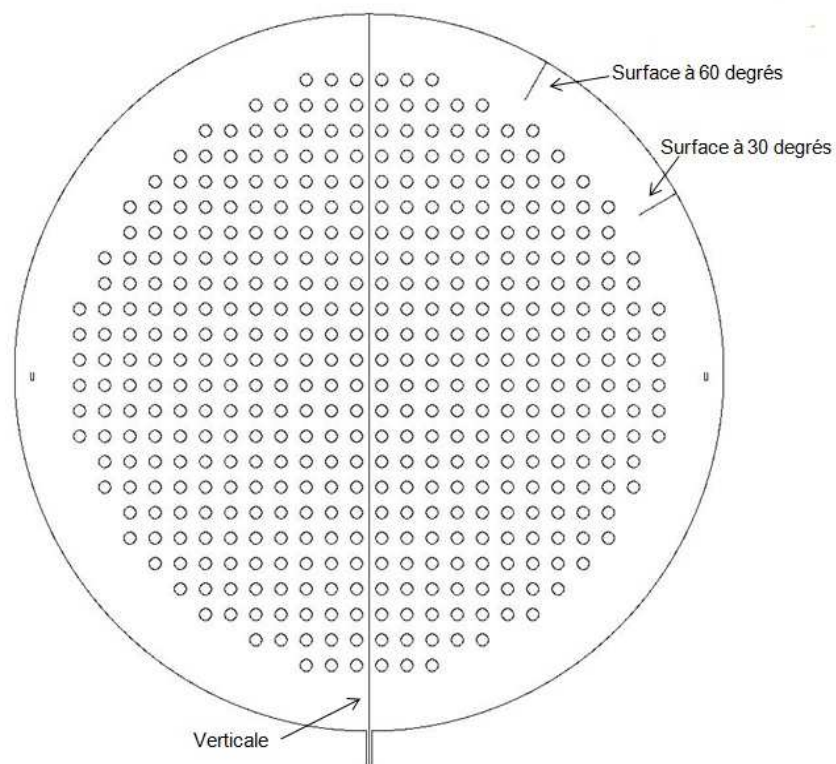


Figure 1-8 : Schéma de la calandre pleine avec les trois surfaces servant de prises de mesures.

## CHAPITRE 2 EQUATIONS ET MODÈLES

Il convient dans ce chapitre de présenter brièvement les équations utilisées pour résoudre les divers écoulements ainsi que le transfert de chaleur. Les équations de Navier-Stokes permettent de prédire le comportement des fluides en mouvement. Ces équations dites de continuité (ou bilan de masse), de bilan de quantité de mouvement et également d'énergie sont données sous leurs forme générale (pour un fluide monophasique) par :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{v}) = 0 \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial(\rho \vec{v})}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{v} \otimes \vec{v}) = -\overline{\text{grad}}(p) + \text{div}(\overline{\vec{\tau}}) + \rho \overline{f} \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial(\rho e)}{\partial t} + \text{div}((\rho e + p) \vec{v}) = +\text{div}(\overline{\vec{\tau} \cdot \vec{v}}) + \rho \overline{f \cdot \vec{v}} - \text{div}(\overline{q''}) + r \quad (2.3)$$

avec  $t$  le temps (s),  $p$  la pression (Pa),  $\overline{f}$  la somme des forces massique (en général la force gravitationnelle) ( $N.kg^{-1}$ ) et  $\overline{\vec{\tau}}$  le tenseur des contraintes visqueuses (Pa). Pour l'équation (2.3),  $e$  est l'énergie totale massique ( $J.kg^{-1}$ ),  $\overline{q''}$  le flux de chaleur ( $W.m^{-2}$ ) et  $r$  la chaleur volumique ( $J.m^{-3}.s^{-1}$ ).

Ces équations aux dérivées partielles sont fortement non-linéaires et sont très difficiles à résoudre telles-elles, n'ayant des solutions analytiques que pour des cas simples. Les termes non-linéaires sont, entre autres, représentatifs du phénomène de turbulence. Cette dernière rend compte du caractère chaotique de l'écoulement avec l'apparition et la dissipation de tourbillons, fonction des vitesses mais aussi des propriétés physique du fluide.

Afin de résoudre un écoulement turbulent, il faut modéliser le phénomène. Dans cette étude, la modélisation de Reynolds est utilisée car elle constitue la moins coûteuse en termes de calculs. Elle consiste à considérer l'écoulement comme un écoulement moyen couplé à une grandeur qui représente la turbulence avec sa propre énergie cinétique, et susceptible de se générer et de se dissiper. Osborne Reynolds a développé alors les équations RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes) et URANS (Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes). Le principe

consiste à partir des équations de Navier-Stokes et à les moyenner en décomposant, au préalable, la vitesse instantanée dans une somme des vitesses moyennes et des vitesses fluctuantes. Il en est de même pour les quantités scalaires, c'est-à-dire :

$$v = \bar{v} + v' \quad (2.4)$$

Seules les étapes de la décomposition de l'équation de continuité, en régime permanent et incompressible sont présentées. Partant de l'équation générale de continuité, la décomposition de la vitesse donne :

$$\text{div}(\bar{v} + v') = 0 \quad (2.6)$$

Après avoir moyenné l'équation et appliqué le principe de linéarité de la dérivé, cette équation devient :

$$\text{div}(\bar{v} + \overline{v'}) = 0 \quad (2.7)$$

Sachant que la moyenne d'une quantité moyennée est égale à la quantité moyennée et que la moyenne d'une quantité fluctuante est nulle, l'équation de continuité en régime permanent et incompressible moyennée devient :

$$\text{div}(\bar{v}) = 0 \quad (2.8)$$

Les équations de continuité, de moment et d'énergie en régime transitoire sont données ci-dessous.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \bar{v}) = 0 \quad (2.9)$$

$$\frac{\partial(\rho \bar{v})}{\partial t} + \text{div}(\rho \bar{v} \otimes \bar{v}) = -\overline{\text{grad}(\bar{p})} + \text{div}(\bar{\tau} + R) + \rho \bar{f} \quad (2.10)$$

$$\frac{\partial(\rho \bar{e})}{\partial t} + \text{div}((\rho \bar{e} + \bar{p})\bar{v}) = \text{div}(\bar{\tau} \cdot \bar{v}) + \text{div}(k_{\text{eff}} \overline{\text{grad}(T)}) + \rho \bar{f} \cdot \bar{v} - \text{div}(\bar{q}'') + \bar{r} \quad (2.11)$$

Le deuxième terme à la droite de cette équation fait intervenir une conductivité effective qui est définie comme :

$$k_{eff} = k + k_t \quad (2.12)$$

avec  $k_t$  la conductivité thermique turbulente. Elle est calculée en utilisant des expressions semi-empiriques dépendantes du modèle de turbulence employé.

L'équation de continuité moyennée a exactement la même forme que celle non moyennée, tandis qu'un terme est ajouté à l'équation des moments à cause des termes non-linéaires. Ce terme est appelé tenseur de Reynolds et il est présenté sous la forme d'un tenseur de contraintes ; contraintes supplémentaires issues du mouvement d'agitation. Ce tenseur, symétrique est donné en trois dimensions ( $v_1, v_2$  et  $v_3$  étant les trois composantes des vitesses) par l'équation suivante :

$$R = -\rho \begin{bmatrix} \overline{v_i'^2} & \overline{v_i'v_j'} & \overline{v_i'v_k'} \\ \overline{v_i'v_j'} & \overline{v_j'^2} & \overline{v_j'v_k'} \\ \overline{v_i'v_k'} & \overline{v_j'v_k'} & \overline{v_k'^2} \end{bmatrix} \quad (2.13)$$

Sans prendre en compte l'équation de la chaleur, cette décomposition apporte six inconnues supplémentaires (e.g., appelée produits doubles) aux quatre initiales soit trois vitesses et une pression, alors que seules quatre équations sont présentes. Il faut donc trouver d'autres équations pour fermer le système. En moyennant à nouveau l'équation 2.10 et en combinant les équations, il est possible d'obtenir une équation de transport pour les composantes du tenseur de Reynolds. Malheureusement, ces équations font intervenir des produits triples qui augmentent le nombre d'inconnus. Répéter l'opération pour trouver une équation de transport pour les produits triples engendrerait l'apparition de produits quadruples. La fermeture du système est donc impossible à obtenir de cette manière. L'idée est alors d'approximer au mieux les produits triples par des expressions semi-empiriques et d'utiliser l'équation de transport pour déterminer les valeurs des produits doubles et caractériser ainsi la turbulence. Il serait possible mais coûteux en temps de calcul, d'utiliser toutes les équations de contraintes (ou produits double) du modèle de Reynolds. Pour ce travail, et dans beaucoup de cas de simulations numériques, les modèles de turbulence à deux équations basés sur l'énergie cinétique turbulente  $\kappa$  ( $m^2.s^{-2}$ ) sont utilisés.

L'énergie cinétique turbulente peut s'écrire comme suit :

$$\kappa = \frac{1}{2} (\overline{v_1'^2} + \overline{v_2'^2} + \overline{v_3'^2}) \quad (2.14)$$

Ces modèles ont la particularité d'avoir une équation de transport pour l'énergie cinétique turbulente (équation 2.14) et une équation pour le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente  $\varepsilon$  ( $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-3}$ ) donnée par :

$$\varepsilon = \mu \overline{\frac{\partial v_i'}{\partial x_j} \frac{\partial v_i'}{\partial x_j}} \quad (2.15)$$

Certains modèles simulent et ont une équation de transport, non pas pour  $\varepsilon$  mais pour le taux spécifique de dissipation de l'énergie cinétique turbulente  $\omega$  ( $\text{s}^{-1}$ ) exprimée par :

$$\omega = \frac{1}{\beta^*} \frac{\varepsilon}{\kappa} \quad (2.16)$$

avec  $\beta^*$  une constant déterminée en fonction du modèle de turbulence.

Ces modèles, bien que non complet, ont l'avantage de couter moins cher numériquement. Dans ce travail, quatre modèles de turbulences sont utilisés et étudiés : le modèle  $\kappa$ - $\varepsilon$  standard [38], le modèle  $\kappa$ - $\varepsilon$  RNG [39], le modèle  $\kappa$ - $\varepsilon$  Realizable [40] et enfin le modèle  $\kappa$ - $\omega$  standard [41]. Le modèle Shear-Stress Transport ( $\kappa$ - $\omega$  SST) proposé par Menter [42] a été testé mais nous avons décidé de ne pas l'utiliser à cause de problèmes de convergence qui se traduisent par de mauvaises prédictions. Le modèle  $\kappa$ - $\varepsilon$  standard, proposé par Launder et Spalding [38], est le modèle de turbulence le plus utilisé dans l'industrie de part son économie, sa robustesse et sa relative précision. Au fil du temps, des variantes de ce modèle ont été développées afin de l'améliorer. A ce titre, le modèle  $\kappa$ - $\varepsilon$  RNG, introduit par Yakhot et Orzag [39], a été développé en utilisant une technique statistique rigoureuse appelé "Renormalization Group Theory" (RNG) et le modèle  $\kappa$ - $\varepsilon$  Realizable, introduit par Shih et. al. [40], qui satisfait certaines contraintes mathématiques sur les contraintes de Reynolds consistantes avec la physique des écoulements turbulents. Ces contraintes sont dites "realizable". Enfin, le modèle  $\kappa$ - $\omega$  standard, basé sur les travaux de Wilcox [41] est intéressant car, contrairement aux modèles  $\kappa$ - $\varepsilon$  qui utilisent l'hypothèse que l'écoulement est totalement turbulent, il prend également en compte des

modifications lorsque l'écoulement est laminaire, notamment près des parois. Pour de plus amples informations, l'auteur renvoie au guide utilisateur de FLUENT [43].

Ces quatre modèles sont basés sur deux hypothèses importantes qui sont introduites pour simplifier le tenseur des contraintes de Reynolds : l'isotropie de la turbulence et l'hypothèse de Boussinesq. La première implique que les produits doubles sur la diagonale du tenseur sont tous égaux, impliquant ainsi l'isotropie de la turbulence (i.e., hypothèse restrictive et généralement fausse). L'hypothèse de Boussinesq, quant à elle, introduit une viscosité turbulente qui permet de relier les contraintes de Reynolds ne se trouvant pas sur la diagonale aux gradients des composantes de la vitesse tel qu'indiqué pour un cas en deux dimensions par l'équation suivante (  $\delta_{ij}$  est le symbole de Kronecker ) :

$$\overline{-v_i'v_j'} = \frac{\mu_t}{\rho} \left( \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} \right) - \frac{2}{3} \kappa \delta_{ij} \quad (2.17)$$

Cette viscosité turbulente est alors calculée à l'aide de formules semi-empiriques dépendantes du modèle de turbulence employé. Les équations de transports et les modélisations associées (dont le calcul des viscosité et diffusivité thermique turbulentes) sont décrites dans la référence [43].

Il est utile de rajouter ici que les codes MODTURC et MODTURC CLAS utilisent le modèle de turbulence  $\kappa$ - $\epsilon$  standard, tout comme les simulations de Yoon et al. [6-9] avec le logiciel CFX (toujours basé sur l'approche des milieux poreux).

## CHAPITRE 3 ÉTUDE DES MAILLAGES

Ce chapitre traite des maillages utilisés pour les simulations effectuées dans le cadre de ce travail. Afin de résoudre les équations, le logiciel FLUENT utilise l'approche des volumes finis. Dans cette étude, le maillage a été réalisé à l'aide du logiciel GAMBIT.

Afin de déterminer quel type de maillage est préférable, l'étude a été réalisée à l'aide des données expérimentales de Paul et al. [19]. Ainsi, la première partie de ce chapitre consiste à l'étude et la comparaison des différents maillages. Il s'agit d'un travail préliminaire servant de base pour la simulation de l'écoulement dans une calandre. La deuxième partie consiste à sélectionner les maillages les plus appropriés pour la simulation des autres expériences. Il faut mentionner que les considérations géométriques propres sont indiquées pour chacun des maillages. Pour l'ensemble des maillages un traitement amélioré près des murs, "enhanced wall treatment", est utilisé. Il consiste à résoudre la région proche du mur affecté par la viscosité [43]. Pour cela, il est utile de connaître la distance adimensionnelle de la première cellule adjacente au mur, soit  $y^+$ , définis selon :

$$y^+ = \frac{\rho u_\tau y_P}{\mu} \quad (3.1)$$

Dans cette équation  $y_P$  est la distance de la cellule  $P$  au mur et  $u_\tau$  la vitesse de frottement définie comme suit,  $\tau_w$  étant la contrainte de cisaillement :

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (3.2)$$

Afin de résoudre la sous-couche laminaire, la distance adimensionnelle de la première cellule adjacente au mur doit être de l'ordre de l'unité ou au moins à l'intérieure de la couche visqueuse ( $y^+ < 5$ ). Pour tous les murs, la condition de non glissement est appliquée.

### 3.1 Étude sur les maillages

Les expériences de Paul et al. [19] sont utilisées pour étudier l'effet du maillage sur les simulations numériques en utilisant différents modèles de turbulence :  $\kappa$ - $\varepsilon$  standard,  $\kappa$ - $\varepsilon$  RNG,  $\kappa$ - $\varepsilon$  Realizable et  $\kappa$ - $\omega$ . Ainsi, différents maillages basées sur diverses décompositions géométriques,



types d'éléments et de raffinements sont essayés. La plupart des simulations sont faites en utilisant des éléments similaires à ceux montrés à la figure 3-1.

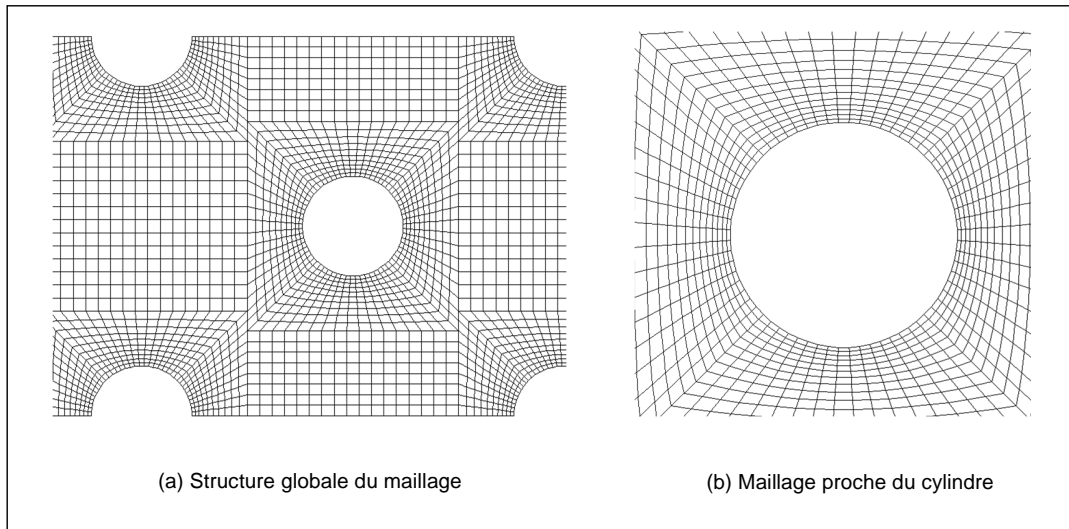


Figure 3-1 : Discretisation basée sur un carré – Maillage initial.

Afin d'illustrer plus facilement les différents maillages et régions discrétisées, des maillages grossiers sont présentés. L'idée initiale est de placer les cercles dans des carrés en utilisant un maillage à l'aide de quadrilatères. Cet arrangement permet d'avoir un contrôle sur le maillage en ayant la possibilité de le raffiner près des parois des cylindres (e.g., en contrôlant le nombre de nœuds et leurs intervalles à la fois sur les cylindres mais également sur les diagonales des carrés).

Plusieurs problèmes sont associés à ce type d'arrangement et de discrétisation géométrique. Le premier est que le nombre de volumes augmente considérablement lorsqu'un raffinement du maillage près des murs du conduit est souhaité. De plus, à cause de la différence des distances longitudinales et transverses entre deux tubes consécutifs, il existe une discontinuité du maillage au niveau des coins des carrés. En outre, le maillage généré entre deux points appartenant à deux diagonales opposées ne suit pas la courbure du cylindre. Il est alors évident que cet inconvénient provoque la formation d'une sorte de concentration d'éléments aux pôles près des cylindres, entre deux diagonales consécutives.

Pour remédier à deux de ces trois problèmes, une amélioration du maillage est introduite. Cette nouvelle décomposition, montrée à la figure 3-2, permet d'éviter la discontinuité au niveau des coins des carrés et de fournir de meilleures valeurs de  $y^+$  près des murs. Ceci est rendu possible en définissant des régions tampon entre les tubes afin d'atténuer les différences entre les carrés dues au fait que les distances longitudinales et transverses ne sont pas égales. Le problème dû aux pôles est inhérent à la structure du maillage par GAMBIT et ne peut être corrigé. Cette concentration est cependant infime et bien que l'effet visuel soit important, il n'existe aucune répercussions du point de vue numérique.

Une étude préliminaire qui ne sera pas discuté dans ce mémoire est alors effectuée pour comparer les simulations numériques en utilisant les deux maillages montrés dans les figures 3-1 et 3-2. La comparaison des résultats avec les modèles de turbulences mentionnés ne montrent pas de différences significatives. Néanmoins, le maillage avancé est préféré car il permet de s'acquitter d'au moins de deux des trois problèmes.

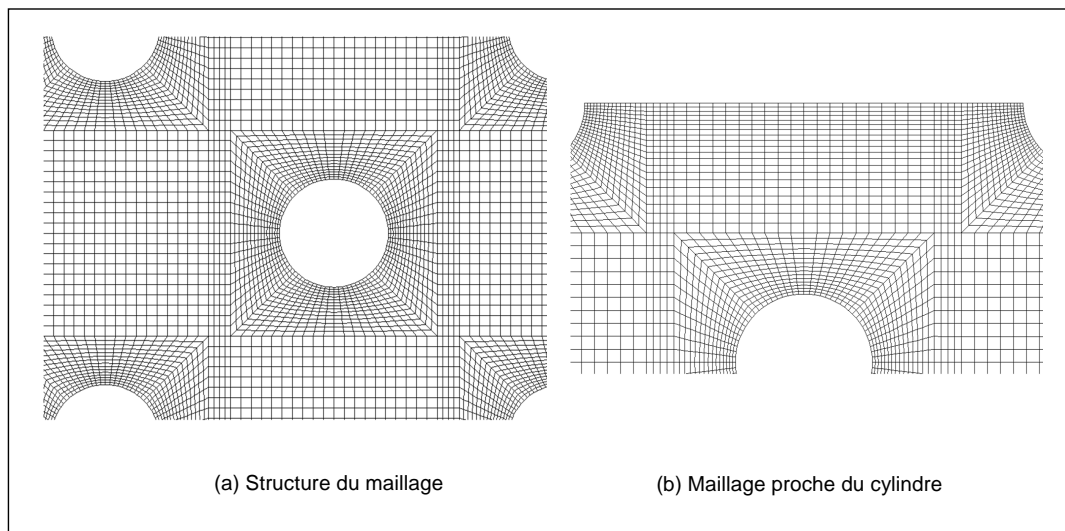


Figure 3-2 : Maillage amélioré.

Il s'avère que, dans un premier temps, les maillages utilisaient une condition de symétrie suivant la ligne centrale du faisceau de tubes. En effet, les simulations dans l'article de Paul et al. [19] sont faites avec un maillage symétrique, ce qu'il a été jugé bon de reproduire initialement. Cependant, une autre étude préliminaire qui n'est pas présentée ici et qui compare les simulations numériques effectuées avec un domaine entier et un domaine symétrique permet d'observer que

l'utilisation d'un domaine entier est nécessaire. L'emploi du modèle  $\kappa-\omega$  produit des écarts trop importants tandis qu'avec les modèles  $\kappa-\varepsilon$ , les différences sont très faibles. Pour cette raison, seul des maillages entiers sont utilisés ; cependant, en considérant que la condition de symétrie était réaliste numériquement, certains essais présentés ci-après ont été effectués avant d'utiliser le domaine entier.

Afin de valider les maillages et de déterminer l'effet de la géométrie du maillage sur les simulations, une série d'essais numériques sur différents maillages ont été réalisées. La première étape consiste à analyser l'effet d'un raffinement du maillage tandis que la seconde considère l'étude des effets des diverses décompositions géométriques ainsi que des types de maillages sur les résultats des simulations numériques.

Il faut mentionner que pour le reste de ce document, il est difficile de respecter la condition  $y^+ \approx 1$  sur le mur du conduit à cause de la géométrie. Dans certain cas,  $y^+$  atteint 15. Néanmoins, l'écoulement est plus conditionné par les cylindres que par les murs du conduit. Hadaller et al. [13] ont noté que la perte de pression par frottement due au mur du conduit est négligeable par rapport à celle due aux cylindres. Ceci a été vérifié par les essais suivants (section 3.1.1) où aucune différence n'est notable entre un maillage avec un  $y^+$  moyen de 2 et un de 5 sur le mur du canal, à conditions que la valeur de  $y^+$  soit respectée sur les parois des cylindres.

### 3.1.1 Étude sur le raffinement de la maille

Pour la première étape, la structure montrée à la figure 3-1 est utilisée, en considérant la condition de symétrie. Il faut noter qu'à ce moment là, le modèle  $\kappa-\varepsilon$  n'est pas étudié. Les essais consistent à raffiner la structure à partir d'un maillage grossier et étudier son impact sur les résultats. Le tableau 3.1 résume les données des quatre maillages utilisés. Le maillage numéro 2 est le maillage de base, le maillage numéro 3 est raffiné principalement aux proximités des cylindres, tandis que le maillage 4 est raffiné également près de la paroi du canal. Le maillage numéro 1 est évidemment plus fin que le numéro 2. Les profils des vitesses adimensionnées dans le sens de l'écoulement sont présentés sur les figures 3-3 et 3-4 pour les surfaces suivantes (cf. figure 1-5) : i) zones de sillage en aval des rangées 1 et 3 (sur la ligne symétrique du faisceau), ii) zones d'impact en amont des rangées 3 et 5, iii) aux distances normalisées  $x/d=1,25$  et  $x/d= 7,55$ .

De plus, les profils de vitesses adimensionnels transverses à l'écoulement sont donnés aux surfaces  $x/d=1,25$  et  $x/d= 7,55$ . Les données expérimentales sont également présentes sur les mêmes figures.

Les résultats obtenus avec le modèle de turbulence  $\kappa\text{-}\varepsilon$  RNG sont comparés à la figure 3-3 tandis que les simulations faites avec le modèle  $\kappa\text{-}\omega$  sont données à la figure 3-4. La figure 3-3 montre que le modèle  $\kappa\text{-}\varepsilon$  RNG, en conjonction avec les maillages 2, 3 et 4 produit des résultats très similaires. Des différences sont, cependant, observées dans la zone de sillage en aval de la rangée 3 et celle d'impact en amont de la rangée 5, lorsque le maillage 1 (i.e., maillage le moins fin) est employé. Des résultats similaires, qui ne sont pas données dans ce document, ont été observés lorsque le modèle  $\kappa\text{-}\varepsilon$  Realizable est employé. Quand le modèle  $\kappa\text{-}\omega$  est employé (figure 3-4), les mêmes différences entre les résultats obtenus avec le maillage 1 et les autres maillages sont présentes. Il est clair que le maillage 1 est trop grossier ; il ne satisfait pas la valeur maximale de  $y^+$  près des parois du cylindre. De plus, il existe ici des différences entre les maillages 2, 3 et 4 pour le modèle  $\kappa\text{-}\omega$ . Ceci implique que ce modèle est plus sensible au type de maillage que les modèles  $\kappa\text{-}\varepsilon$ . En général, avec ce modèle de turbulence, tous les maillages produisent des résultats relativement différents excepté pour les vitesses axiales le long des surfaces latérales (cf. figures 3-4 (e) et 3-4 (f)) ; quelques dissemblances se produisent à  $x/d = 7,55$  lorsque le maillage 4 est employé. Dans l'ensemble, plus le maillage est fin, plus les résultats sont proches des valeurs expérimentales. Néanmoins, une analyse détaillée des résultats numériques n'est pas franche car le modèle  $\kappa\text{-}\omega$  ne produit pas de bons résultats lorsque le domaine symétrique est utilisé. On peut, cependant, conclure que le modèle  $\kappa\text{-}\omega$  est donc plus sensible à la densité des éléments que les modèles  $\kappa\text{-}\varepsilon$ . De plus, le maillage 2, conjointement avec les modèles  $\kappa\text{-}\varepsilon$ , produit les mêmes résultats que les maillages 3 et 4, tout en étant moins couteux en temps de calcul (i.e., maillage moins fin).

Tableau 3.1 : Principales propriétés des maillages – Étude du raffinement.

		Maillage 1	Maillage 2	Maillage 3	Maillage 4
Nombres de volumes		113760	199440	290000	530400
Surface maximale ( $10^{-3} m^2$ )		1,38	1,3	1,23	1,34
Surface minimale ( $10^{-5} m^2$ )		11,5	3,95	2,37	2,3
Valeur maximale des $y^+$ sur le mur du conduit ; les valeurs moyennes sont indiquées entre parenthèses	$\kappa$ - $\varepsilon$ R,	14,82 (6,9)	12,5 (4,78)	10,85 (3,7)	8,8 (2,35)
	$\kappa$ - $\varepsilon$ RNG	14,8 (6,9)	12,49 (4,7)	10,84 (3,74)	8,8 (2,44)
	$\kappa$ - $\omega$	14,75 (8,32)	12,29 (5,69)	10,74 (4,35)	8,72 (2,4)
Valeur maximale des $y^+$ sur la paroi des cylindres ; les valeurs moyennes sont indiquées entre parenthèses	$\kappa$ - $\varepsilon$ R,	7,19 (2,7)	2,47 (0,92)	1,48 (0,55)	1,44 (0,53)
	$\kappa$ - $\varepsilon$ RNG	7,19 (2,7)	2,48 (0,93)	1,49 (0,56)	1,44 (0,54)
	$\kappa$ - $\omega$	7,49 (2,49)	5,69 (0,85)	1,58 (0,5)	1,54 (0,49)

Une étude de la convergence de la maille sur le maillage amélioré, en utilisant tout le domaine maillé en entier à également été effectué. A cette fin, sept maillages de plus en plus fin ont été réalisés et la convergence des valeurs des trainées des deux premiers cylindres ainsi que la vitesse au point  $x/d = 2,1$  et  $y = 0$  a été considérée. Les simulations ont été conduites en utilisant le modèle  $\kappa$ - $\varepsilon$  et l'algorithme "Coupled" (i.e., couplé). Le tableau 3.2 donne les caractéristiques des maillages ainsi que les valeurs des convergences. Sur la courbe donnant les trainées en fonction du nombre d'éléments (figure 3-5 (a)) ainsi que la vitesse (figure 3-5 (b)), il est possible d'observer qu'elles convergent de façon approprié. A partir d'un maillage de 600 000 volumes, les résultats sont indépendants du nombre de volumes à  $10^{-3}$  près.

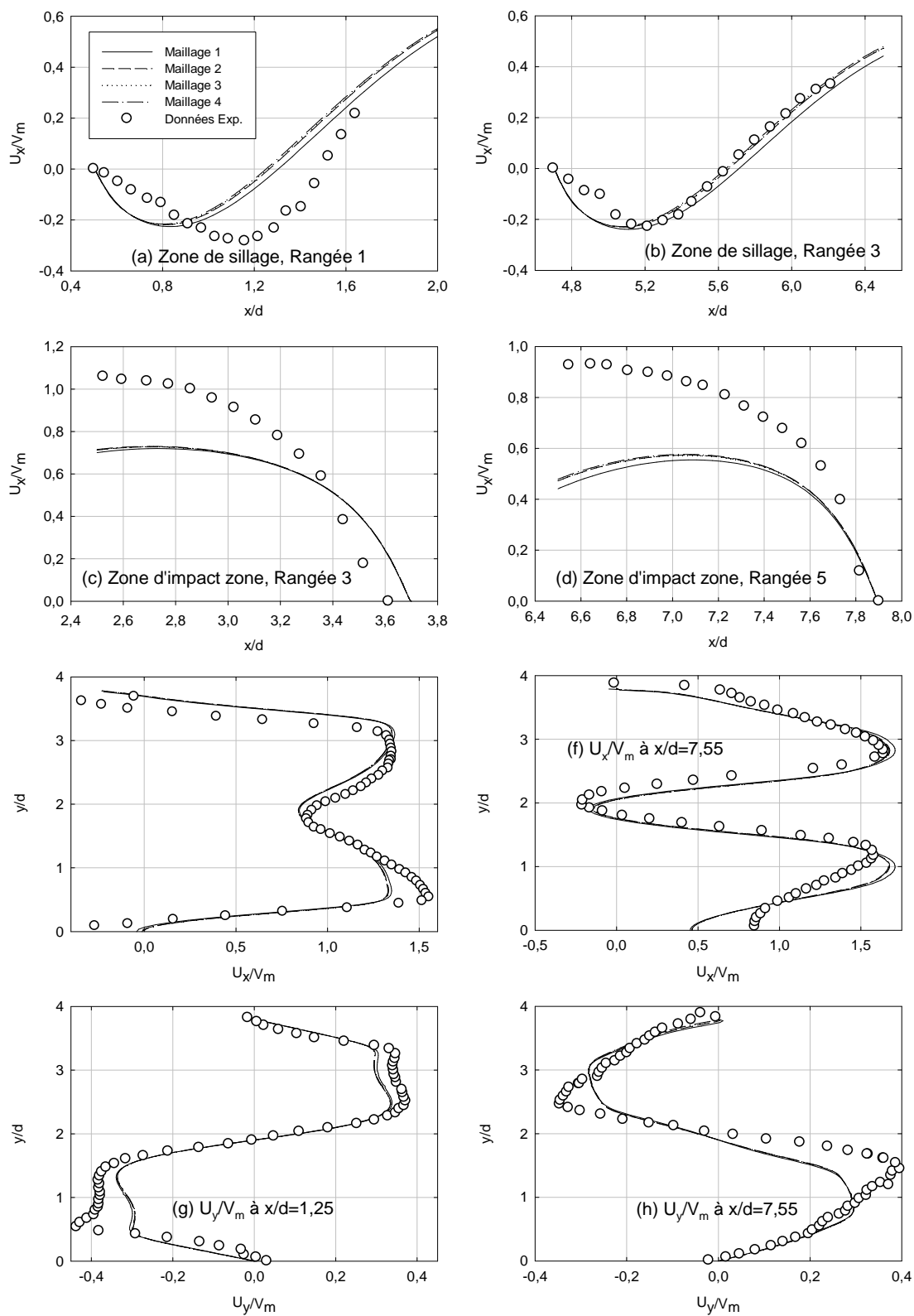


Figure 3-3 : Comparaison des maillages en utilisant le modèle  $\kappa\text{-}\epsilon$  RNG.

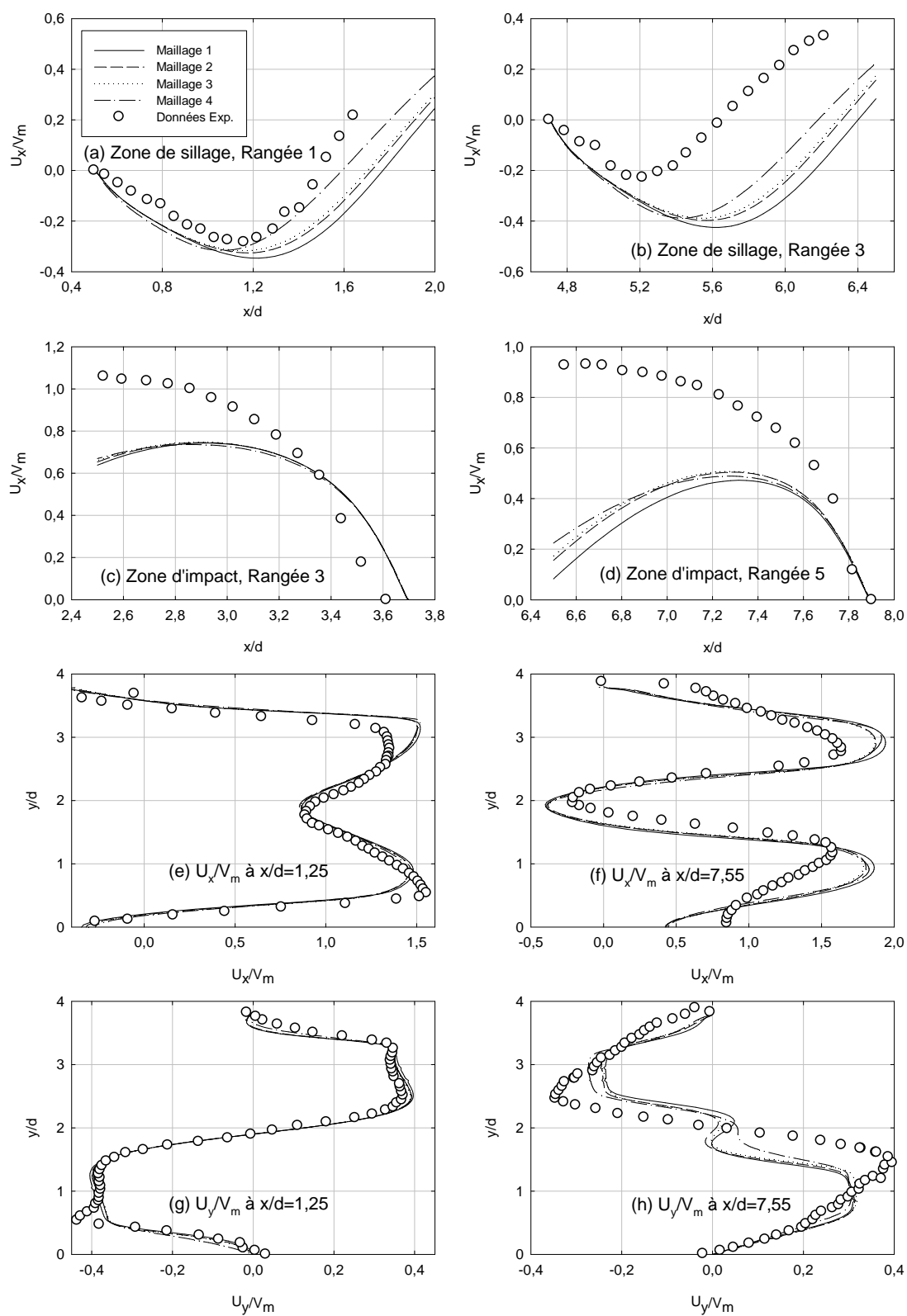


Figure 3-4 : Comparaison des maillages en utilisant le modèle  $\kappa\text{-}\omega$ .

Tableau 3.2 : Convergence de la maille – Caractéristiques des différents maillages et valeurs des trainés et de la vitesse.

Maillages	Nombre de volumes	Trainée cylindre 1 ( $N$ )	Trainée cylindre 2 ( $N$ )	Vitesse à $x/d = 2,1(m/s)$
1	83300	$35,87 \cdot 10^{-3}$	$36,04 \cdot 10^{-3}$	$201,06 \cdot 10^{-3}$
2	216600	$33,57 \cdot 10^{-3}$	$33,96 \cdot 10^{-3}$	$216,09 \cdot 10^{-3}$
3	390000	$32,07 \cdot 10^{-3}$	$31,88 \cdot 10^{-3}$	$223,26 \cdot 10^{-3}$
4	648000	$31,15 \cdot 10^{-3}$	$30,57 \cdot 10^{-3}$	$228,15 \cdot 10^{-3}$
5	783200	$31,09 \cdot 10^{-3}$	$30,49 \cdot 10^{-3}$	$228,5 \cdot 10^{-3}$
6	1080800	$31,09 \cdot 10^{-3}$	$30,47 \cdot 10^{-3}$	$228,68 \cdot 10^{-3}$
7	1102200	$31,08 \cdot 10^{-3}$	$30,47 \cdot 10^{-3}$	$228,69 \cdot 10^{-3}$

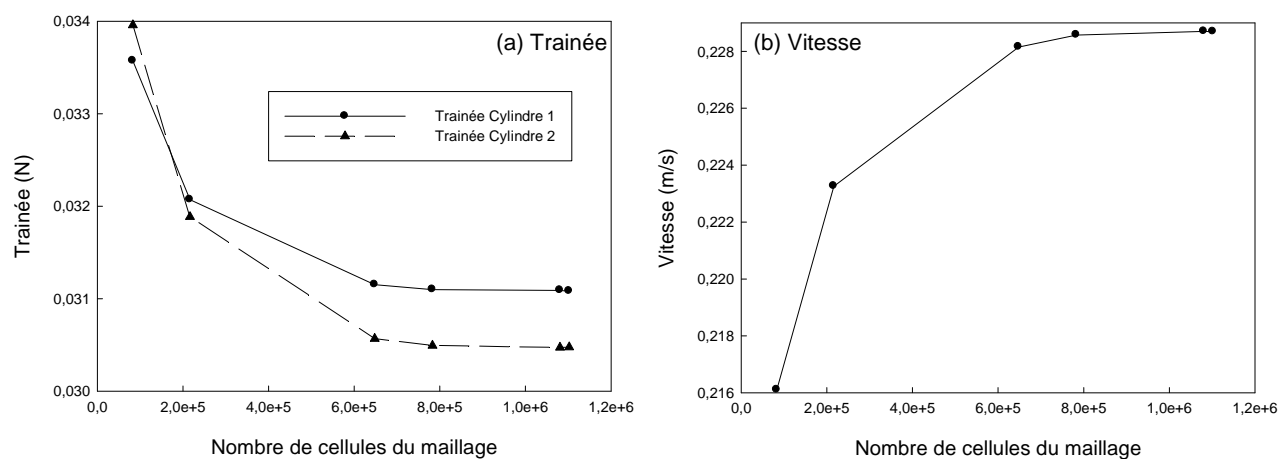


Figure 3-5 : Convergence de la maille : (a) trainée et (b) vitesse.



### 3.1.2 Étude du type de maillage

Après avoir étudié les effets dus au raffinement du maillage, il convient également d'étudier l'influence sur les simulations du type de décomposition géométrique ainsi que du type d'éléments/maillage utilisé. Dans cette partie, les essais numériques ont été effectués sur le domaine entier. Le maillage amélioré basé sur les quadrilatères est ici comparé à un maillage dit circulaire, un maillage hybride et un maillage utilisant des cellules triangulaires.

La figure 3-6 montre le premier cas qui consiste à introduire un cercle entre le cylindre et le carré afin d'éviter le phénomène des pôles, précédemment discuté. Le maillage dit hybride, présenté à la figure 3-7, est nommé ainsi car il reprend l'idée du cercle près de chaque cylindre, afin de contrôler le maillage, en imposant une tout autre décomposition géométrique, des cellules quadrilatères étant toujours utilisées. Enfin, un maillage utilisant des cellules triangulaires, donc non structuré, est présenté à la figure 3-8. Le tableau 3.3 résume les principales caractéristiques de ces maillages. Il faut noter que la structure hybride est moins fine que les autres. Afin de satisfaire la bonne valeur de  $y^+$ , le maillage triangulaire nécessite un nombre bien plus élevé d'éléments, ceci augmente le temps de calculs. De plus, la convergence est plus difficile à atteindre lorsque les maillages triangulaires et hybrides sont utilisés.

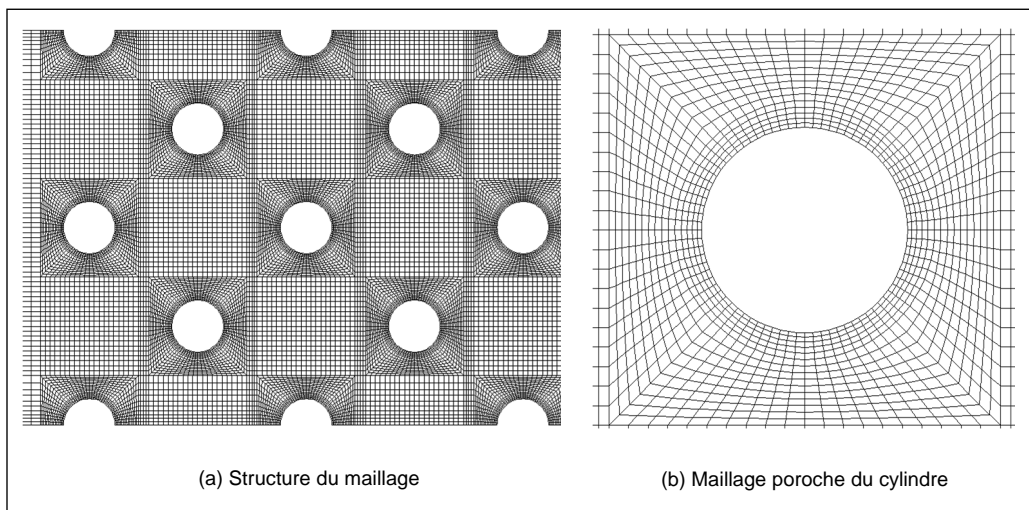


Figure 3-6 : Maillage avec l'ajout d'un cercle.

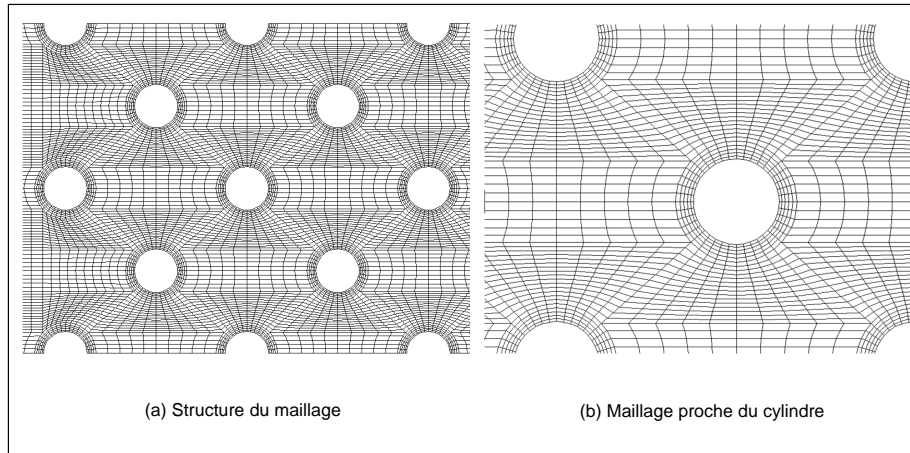


Figure 3-7 : Maillage hybride.

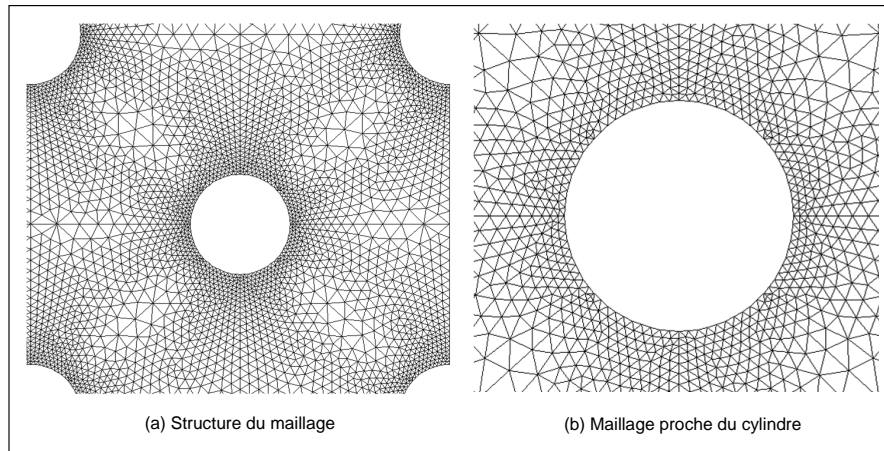


Figure 3-8 : Maillage triangulaire.

Les profils des vitesses adimensionnées dans le sens de l'écoulement sont présentés aux figures 3-9 et 3-10 pour les surfaces suivantes : i) zones de sillage en aval des rangées 1 et 3, ii) zones d'impact en amont des rangées 3 et 5, iii) distances normalisées  $x/d=1,25$ ,  $x/d=3,35$ ,  $x/d=5,45$  et  $x/d=7,55$ . Les données expérimentales sont également présentes sur les mêmes figures. Les résultats obtenus avec le modèle  $\kappa\text{-}\varepsilon$  Realizable sont montrés à la figure 3-9. L'observation de ces figures confirme que les quatre types de maillages donnent des résultats très similaires. En effet, seul le maillage hybride produit des différences à peine perceptibles par rapport aux trois autres maillages ; différences imputées au raffinement moins fin de ce maillage. Les mêmes conclusions s'appliquent pour les modèles  $\kappa\text{-}\varepsilon$  Standard et RNG.

Tableau 3.3 : Principales propriétés des maillages – Étude de la structure du maillage.

		Maillage 1 amélioré	Cercle	Hybride	Triangulaire
Nombre de volumes		648000	528000	340400	1 224896
Surface maximale ( $10^{-3} m^2$ )		1,25	2,7	2,3	4
Surface minimale ( $10^{-5} m^2$ )		2,25	2,3	7,9	3,87
Valeur maximale des $y^+$ sur le mur du conduit ; les valeurs moyennes sont indiquées entre parenthèses	$\kappa$ - $\varepsilon$ S	4,27 (,91)	7,8 (2,6)	10,1 (4,2)	8,12 (1,42)
	$\kappa$ - $\varepsilon$ R	4,27 (,85)	7,8 (2,3)	10,1 (3,9)	8,12 (1,34)
	$\kappa$ - $\varepsilon$ RNG	4,27 (,85)	7,9 (2,4)	10,1 (4)	8,12 (1,34)
	$\kappa$ - $\omega$	4,27 (,88)	7,8 (2,6)	10,13 (4,6)	8,03 (1,34)
Valeur maximale des $y^+$ sur le mur des cylindres ; les valeurs moyennes sont indiquées entre parenthèses	$\kappa$ - $\varepsilon$	1,68 (,65)	0,99 (0,52)	2,9 (1,5)	2,5 (1,23)
	$\kappa$ - $\varepsilon$ R	1,64 (,61)	0,97 (0,49)	2,89 (1,45)	2,43 (1,16)
	$\kappa$ - $\varepsilon$ RNG	1,64 (,62)	0,97 (,5)	2,85 (1,45)	2,44 (1,18)
	$\kappa$ - $\omega$	1,82 (,61)	1 (0,47)	3,16 (1,36)	2,76 (1,1)

Les résultats pour le modèle  $\kappa$ - $\omega$ , montrés à la figure 3-10, semblent indiquer que ce modèle est plus sensible à la discrétisation du domaine d'intégration. Il faut mentionner que Paul et. al. [19] arrivent à la même conclusion. En effet, pour ce modèle, de faibles différences sont observées aux surfaces  $x/d = const.$  entre les maillages 1, cercle et hybride et de grosses dissemblances entre ces trois maillages et le maillage triangulaire. Ce comportement est plus important pour les résultats obtenus sur les surfaces axiales. Dans l'ensemble, le maillage 1 donne les meilleurs résultats alors que la performance du maillage triangulaire est plus discutable, notamment sur les surfaces axiales et à  $x/d = 7,55$ . Au vue des différentes études effectuées, il est possible d'affirmer d'une part, que le modèle  $\kappa$ - $\omega$  est plus sensible au maillage que les modèles  $\kappa$ - $\varepsilon$  et d'autre part, que la version améliorée du premier maillage (i.e., celui montré à la figure 3-2) peut être utilisée pour les simulations d'écoulement autour d'un cylindre, que ce soit à travers un faisceau de tubes ou non. En effet, ce type de maillage est choisi car il est le plus facile à réaliser tout en permettant un contrôle plus facile de sa densité (i.e., du raffinement près des surfaces des cylindres). Il requiert également relativement peu d'éléments, notamment en comparaison d'un maillage triangulaire. Enfin, il permet d'obtenir des résultats similaires à ceux obtenus avec des maillages plus complexes.

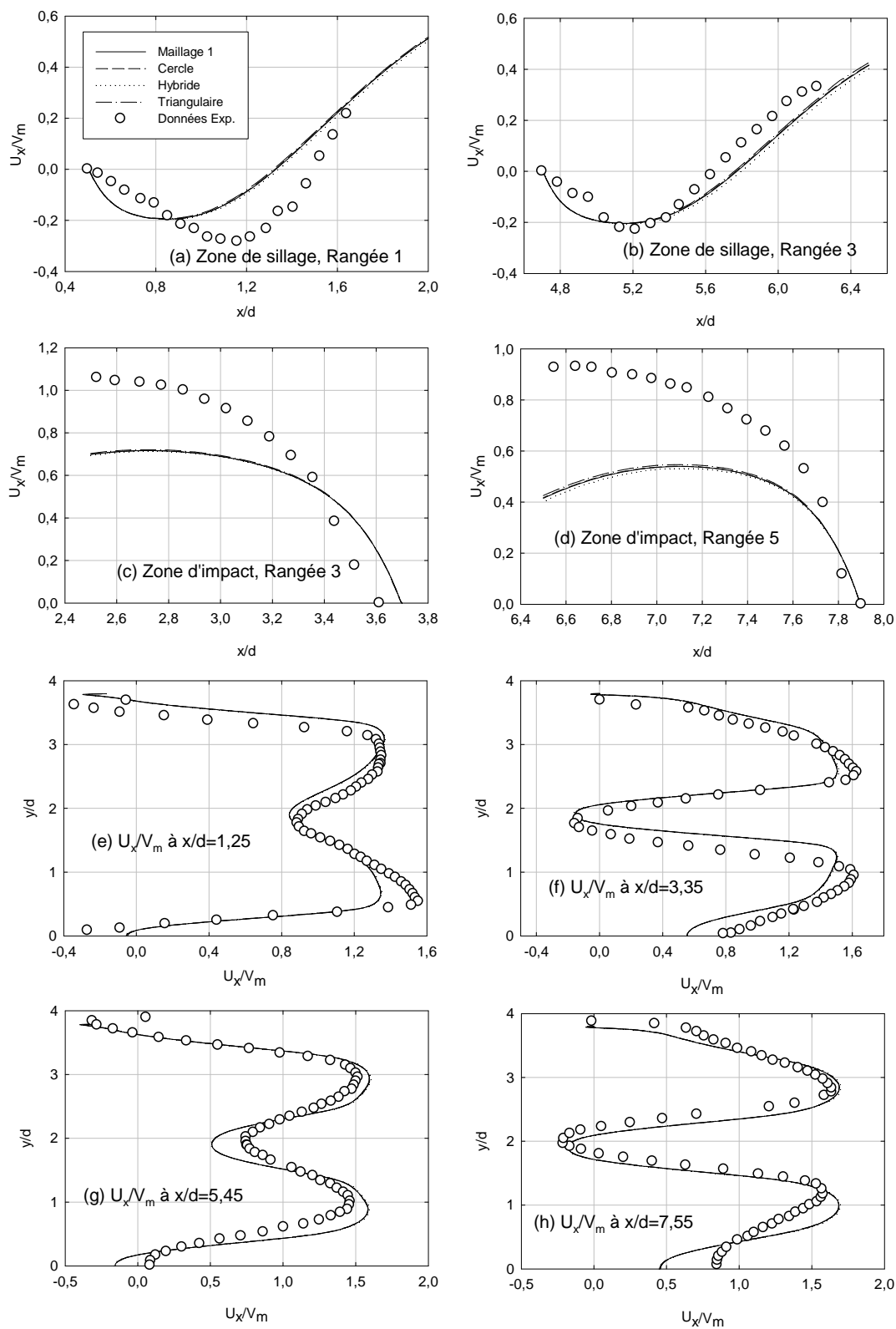


Figure 3-9 : Comparaison des maillages en utilisant le modèle  $\kappa\text{-}\epsilon$  Realizable.

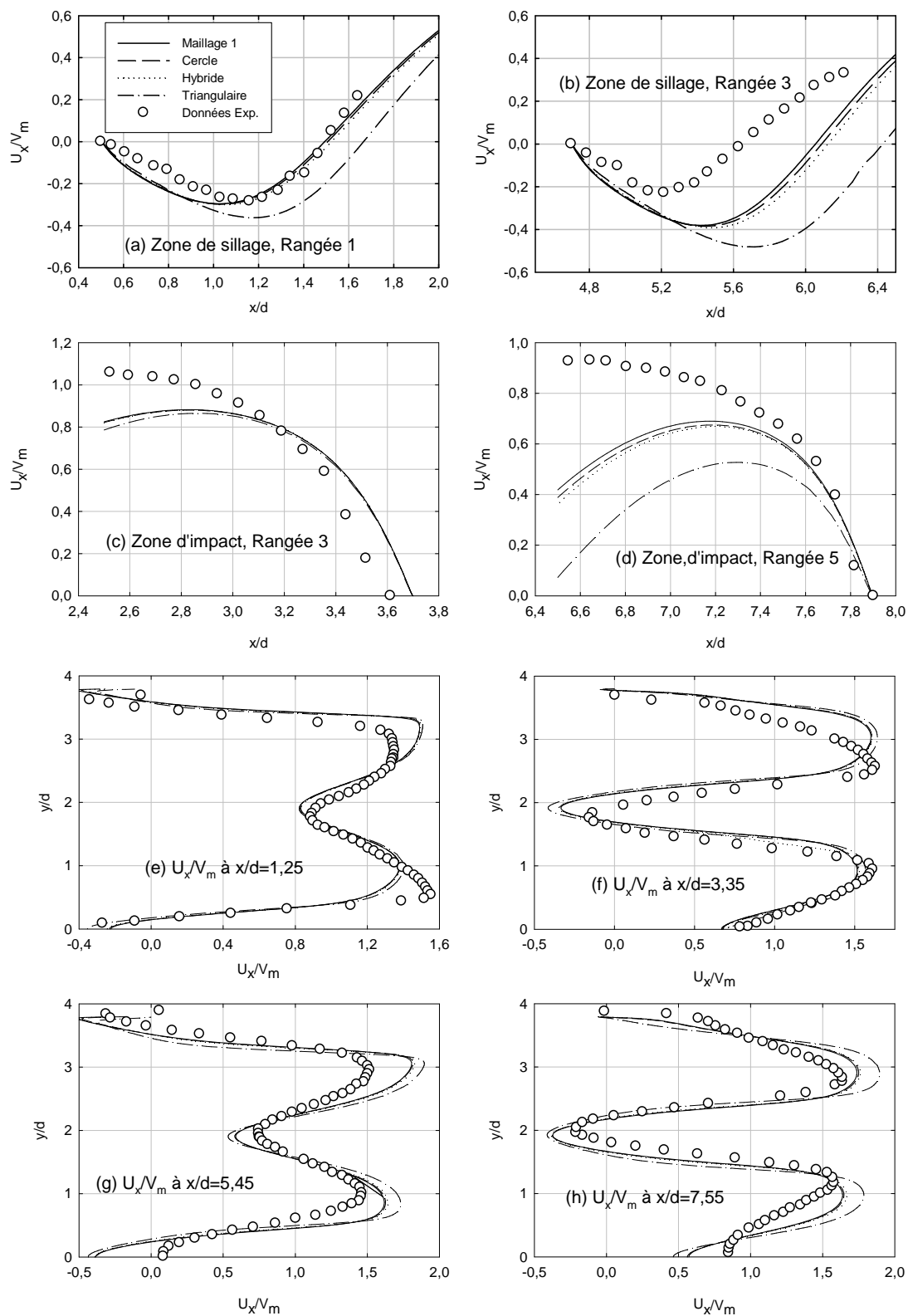


Figure 3-10 : Comparaison des maillages en utilisant le modèle  $\kappa\text{-}\omega$ .

## 3.2 Présentation des maillages choisis pour la présente étude

Dans cette section, les décompositions géométriques ainsi que les maillages utilisés dans le cadre de ce travail seront discutés en détail. En particulier, leurs implémentations pour les simulations autour d'un cylindre, de l'écoulement à travers un faisceau de tubes ainsi que dans la cuve du réacteur est présentée.

### 3.2.1 L'écoulement forcé autour d'un cylindre chauffé

Pour les expériences de l'écoulement forcé autour d'un cylindre, un maillage type est validé utilisant la décomposition géométrique choisis dans la section précédente. De cette manière, une décomposition géométrique plaçant le cylindre dans un carré est utilisé afin d'obtenir un maillage structuré qui utilise des quadrilatères. Le reste du maillage est structuré et composé de quadrilatères, en s'assurant toujours d'avoir un maillage suffisamment fin près des parois du cylindre et du canal.

La décomposition géométrique est donnée à la figure 3-11. Comme conditions aux frontières, nous avons utilisé les vitesses à l'entrée (i.e., "velocity inlet") et une condition dite de "outflow" à la sortie. Il faut mentionner que c'est aussi possible d'employer une condition de pression à la sortie (i.e., "pressure outlet"). Pour les expériences de Fand [17], une température constante est définie à l'entrée du conduit et sur le cylindre tandis que pour celles de Fand et Keswani [18], le flux de chaleur est défini à la surface du cylindre. Pour reproduire les expériences de Fand, le maillage des simulations de ce travail est composé de 317 000 éléments tandis que pour les expériences de Fand et Keswani, le maillage est composé de 136 000 éléments. En entrée, une intensité turbulente moyenne de 4 % est utilisée. Il est possible d'initialiser les calculs soit avec des champs de vitesses et de pression nuls, soit avec les conditions en entrée ; la température en entrée est prise pour initialiser tout le domaine. Dans les cas d'écoulement forcé, il est possible de simuler directement les phénomènes hydrauliques et thermiques. Il est aussi possible d'obtenir d'abord une solution pour l'écoulement sans transfert thermique et d'utiliser par la suite les champs de vitesses et de pression ainsi obtenus pour l'initialisation du problème avec transfert de chaleur. Il est important de s'assurer d'avoir au minimum une longueur de  $10 d$  (i.e., 10 fois le diamètre du cylindre) en amont et en aval du cylindre. L'ajout d'une longueur en amont permet le développement d'un profil de vitesse et l'ajout de la longueur en aval permet de s'assurer que la condition de sortie soit suffisamment

loin pour ne perturber la solution. LE canal utilisé pour la collecte des données expérimentales n'est pas très long. Pour cette raison, le domaine numérique est alors tel que la distance en amont soit de  $20 d$  et celle en aval de  $30 d$ , autant pour les expériences de Fand que pour celles de Fand et Keswani. Même si l'écoulement est dit forcé, la poussée d'Archimède peut jouer un rôle selon les conditions expérimentales, ainsi la gravité est prise en compte dans nos simulations.

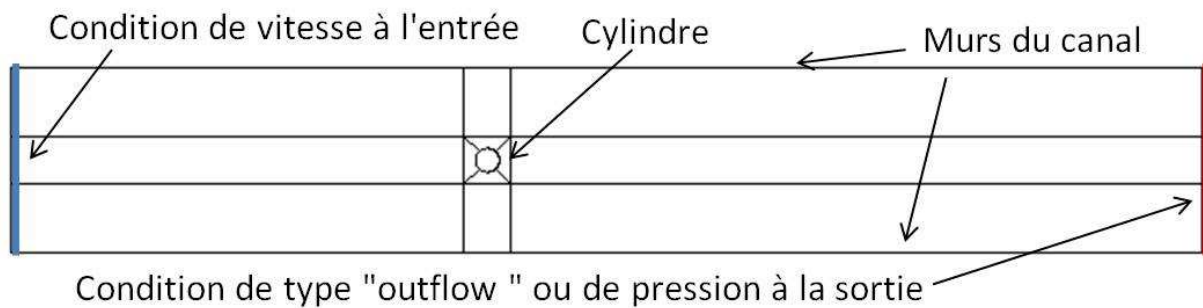


Figure 3-11 : Décomposition géométrique pour l'écoulement forcé autour d'un cylindre dans un canal circulaire.

### 3.2.2 L'écoulement à travers un faisceau de tubes

Pour ce cas, une condition de vitesse en entrée est choisie avec une distribution uniforme de vitesse. La condition de sortie est dite "outflow" mais la pression peut également être imposée à la sortie. Pour bien reproduire l'expérience de Paul et al. [19], l'intensité turbulente à l'entrée est de 4 %. Étant donné que nous n'avons pas cette information pour les expériences de Hadaller et al. [13], la même valeur d'intensité turbulente est appliquée pour la simulation de ces cas. L'écoulement peut être initialisé avec des champs de vitesses nuls ou identiques aux valeurs d'entrée. Le maillage utilisé pour les simulations des expériences de Paul et al. [19] est composé de 648 000 éléments. Pour la simulation des expériences de Hadaller et al. [13], nous avons utilisé 1 584 425 éléments pour le faisceau de tubes en quinconces et 1 657 500 éléments pour le faisceau de tubes alignés. Pour le maillage de Paul et al., une distance de  $10 d$  en amont et en aval du faisceau de tubes est suffisante. Pour les expériences de Hadaller et al. dans le cas de l'écoulement à travers un faisceau de tubes en quinconces, une distance plus grande en aval est nécessaire ; elle est de  $27,5 d$ . La figure 3-12 donne la décomposition géométrique utilisée pour les expériences de Paul et al., alors que la figure 3-13 donne les décompositions employées pour une partie des faisceaux de tubes de Hadaller et al. Pour le cas de faisceau de tubes en quinconce

d' Hadaller et al. (figure 3-13 (b)), les pas adimensionnels transverse et longitudinal sont identiques contrairement au cas de Paul et al. (figure 3-12) où le pas adimensionnel longitudinal est plus grand que celui transverse. Ainsi, la région tampon implémenté pour les simulations des expériences de Paul et al. n'est pas nécessaire pour les simulations des expériences de Hadaller et al. de l'écoulement à travers un faisceau de tubes en quinconces. Étant donné que l'écoulement est isotherme, la gravité n'intervient pas dans nos calculs.

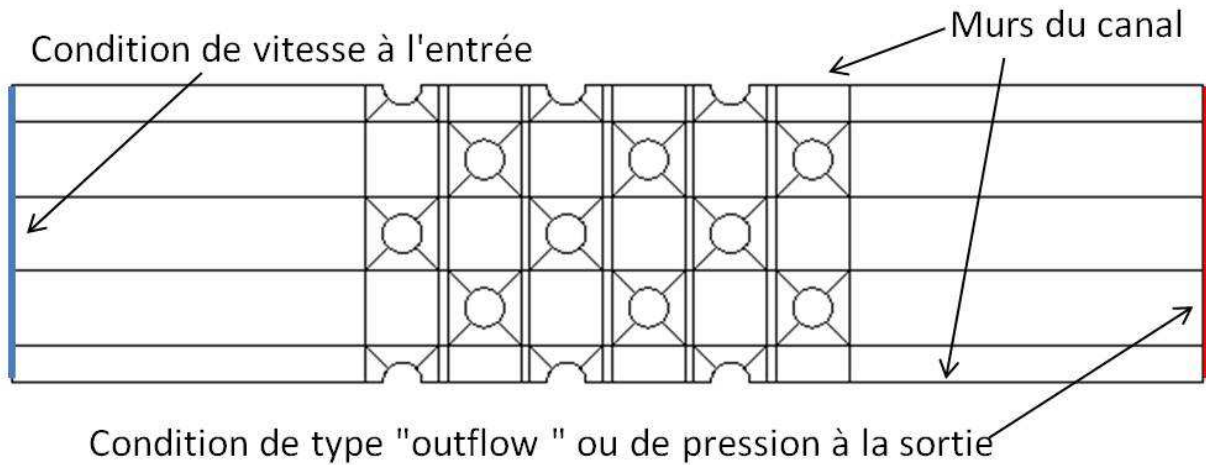


Figure 3-12 : Décomposition géométrique pour les expériences de Paul et al. [19].

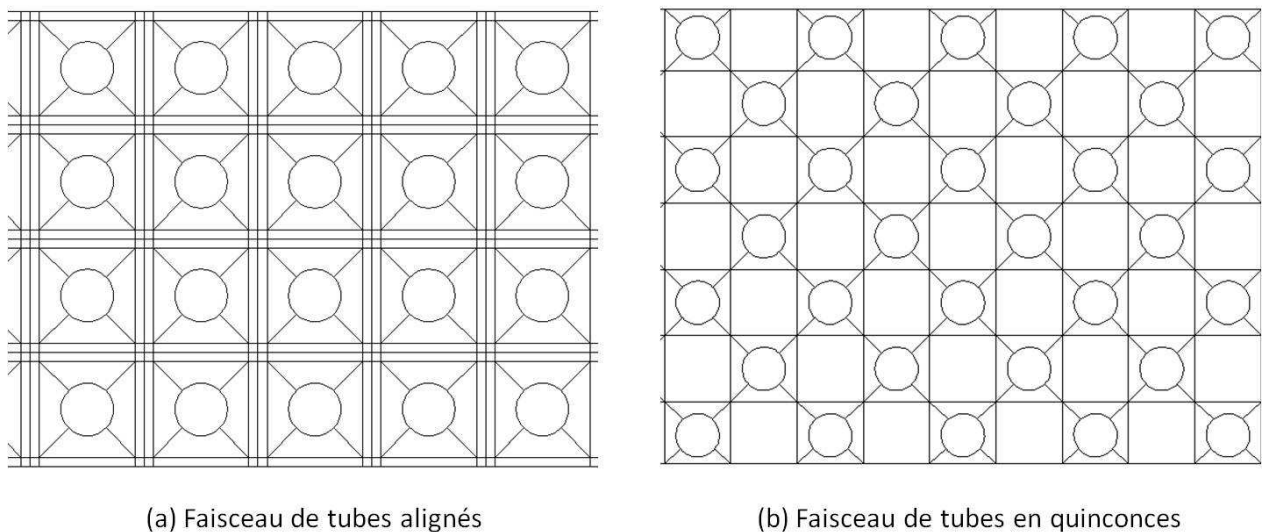


Figure 3-13 : Décomposition géométrique pour les faisceaux de tubes de Hadaller et al. [13] alignés (a) et en quinconces (b).



### 3.2.3 L'écoulement dans la calandre

Le maillage pour l'écoulement autour de la calandre est plus complexe. En effet, à cause de la géométrie, il est impossible d'utiliser un maillage structuré partout. Un maillage structuré est donc utilisé dans la majorité du domaine. Un maillage utilisant également des quadrilatères de manière non structurée est utilisé pour le passage entre deux domaines structurés ; il est alors impossible de contrôler le maillage dans ces zones de transitions. Les décompositions géométriques pour le cas d'une calandre vide et d'une calandre pleine sont respectivement données aux figures 3-14 et 3-15. Les zones mises en rouge sont celles où le maillage est non structuré ; le reste du maillage est structuré et peut être contrôlé. La figure 3-16 donne les maillages aux endroits désignés sur la figure 3-15 ; il est possible d'observer le maillage non structuré faisant la transition entre deux maillages structurés. Un profil de vitesse est défini sur la surface du cône afin de modéliser le jet turbulent et ainsi éviter un maillage trop fin à la sortie du jet. La figure 3-16 présente le maillage autour de ce cône. Dans la banque de tubes, le maillage structuré typique présenté initialement dans la section 3.1 (figure 3-2) est utilisé.

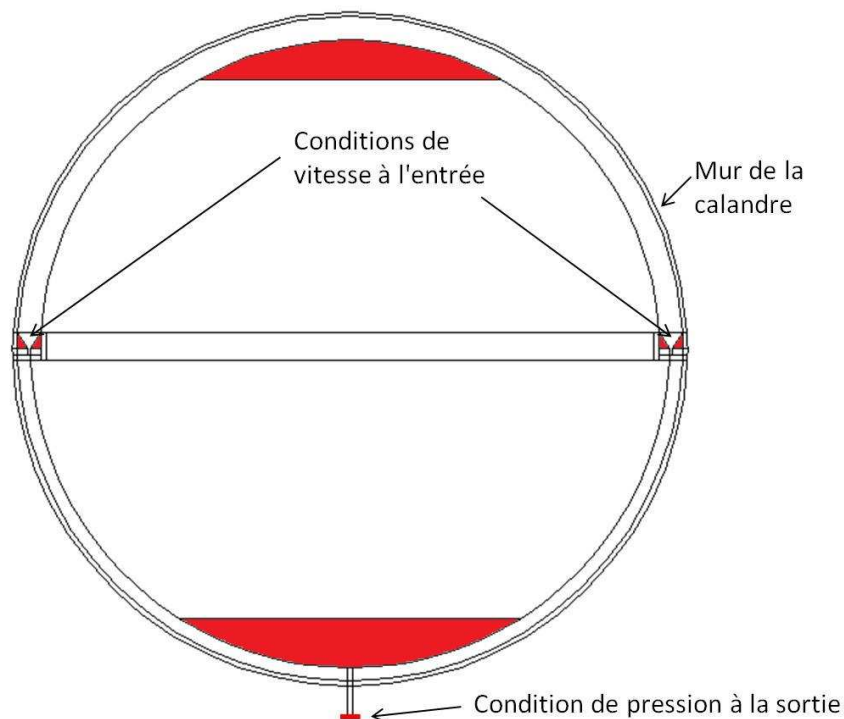


Figure 3-14 : Décomposition géométrique pour l'écoulement dans une calandre sans la banque de tubes (i.e., calandre vide).

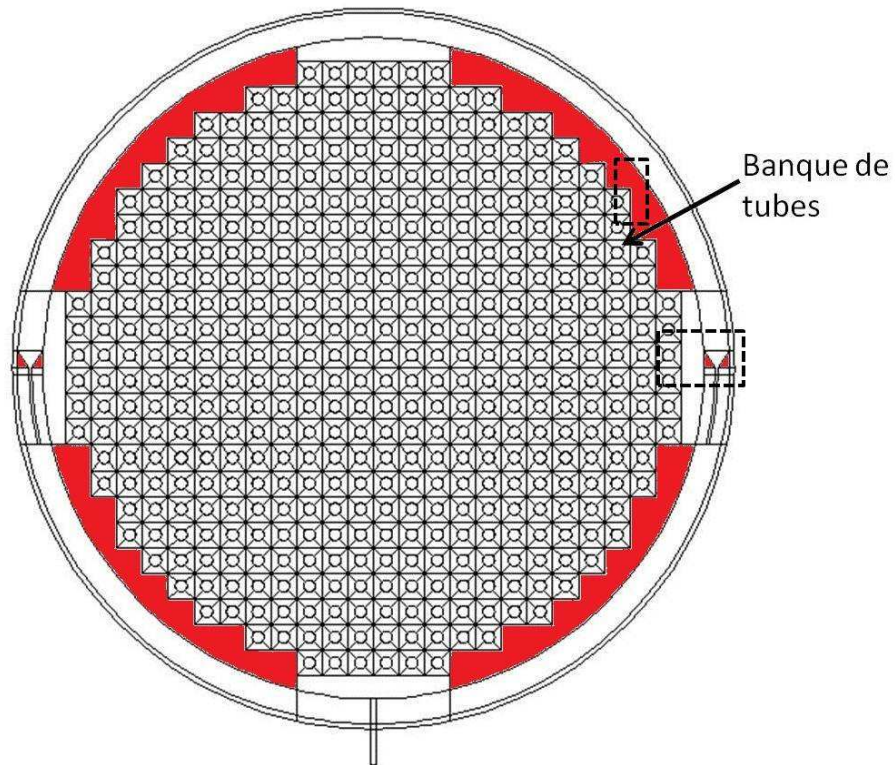


Figure 3-15 : Décomposition géométrique pour l'écoulement dans une calandre incluant la banque de tubes (i.e., calandre pleine).

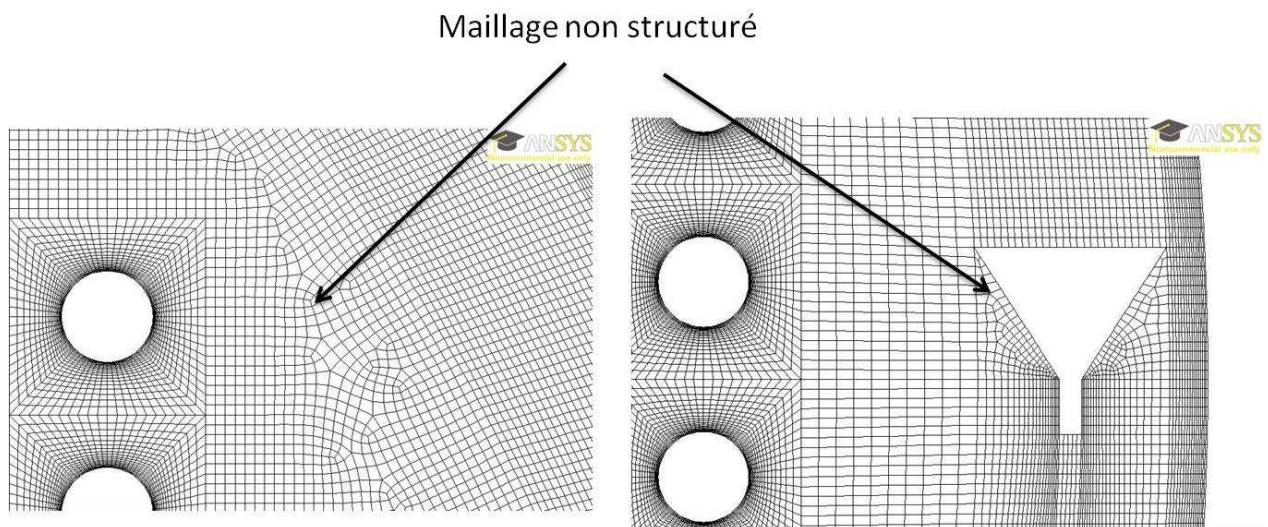


Figure 3-16 : Maillages non structurés à proximité des injecteurs.

Pour le cas de l'écoulement isotherme, le champ de vitesses est initialisé à zéro partout dans la calandre. Dans le cas où le transfert de chaleur est pris en compte, les champs initiaux de vitesses et de pressions correspondent à ceux simulés au préalable dans des conditions d'écoulement isotherme.

La calandre vide est discrétisée en 257 419 éléments. La calandre pleine l'est en 833 814 éléments dont 703600 dans la banque de tubes. La comparaison avec le faisceau de tubes de Hadaller et al. [13], dont les cylindres ont le même diamètre, permet de mettre en évidence que le maillage pour le cas de la calandre est beaucoup moins fin que celui utilisé pour le faisceau de tubes. En effet, le faisceau de tubes alignés est composé de 96 tubes maillés avec 1 442 500 éléments et celui en quinconce de 116 tubes avec 1 388 675 volumes, tandis que les 440 tubes de la calandre sont maillés avec 703 600 éléments.

D'un point de vue temps de calcul, il est impossible, pour nos ressources, de mailler les 440 tubes de manière aussi fine que pour les expériences de Hadaller et al., les calculs étant déjà suffisamment longs. Néanmoins, même si le maillage est moins fin, il l'est suffisamment près du mur, permettant de garantir une valeur moyenne de  $y^+$  de 0,69 sur les cylindres et une valeur maximale de 4,8. Il est certain que cet aspect a un effet négatif sur la précision des calculs mais comme il a été discuté à la section 3.1.1, à partir d'un certain raffinement, les résultats sont très proches, d'autant plus avec le modèle de turbulence  $\kappa$ - $\epsilon$  standard qui est celui utilisé pour la simulation de l'écoulement (cf. section 6.1.2). Les expériences de pertes de pression de l'écoulement à travers un faisceau de tubes en quinconces ont été alors reproduites avec une densité de maillage égale à celle de la calandre afin de comparer les résultats. Ainsi, le maillage est composé de 256 589 éléments dont 190 239 pour les 116 tubes. Le tableau 3.4 présente les résultats des simulations pour les deux maillages 1 et 2, le maillage 1 est le plus fin et il est utilisé dans cette étude conjointement avec le modèle de turbulence  $\kappa$ - $\epsilon$  standard. D'après ces résultats, il est certain que l'utilisation d'un maillage moins fin autant proche du mur que de celui-ci engendre des erreurs et a plus de difficultés à prendre en compte tous les phénomènes, notamment ceux ayant une échelle inférieure à la taille du maillage. Les différences au niveau des pertes de pressions ne sont pas négligeables, mais il est important de noter qu'à ce niveau, une différence de quelques Pascal est relativement grande, bien qu'elle soit très petite de manière absolue. Ainsi, pour le cas de la simulation de l'écoulement du modérateur dans la calandre, une légère perte de précision est permise au profit du temps de calcul.

Tableau 3.4 : Comparaison des pertes de pressions pour deux maillages pour les expériences sur le faisceau de tubes en quinconces de Hadaller et al. [13].

	Re	$\Delta p$ Expérimental (Pa)	$\Delta p$ (Pa) Maillage 1 (1 442 500 éléments)	$\Delta p$ (Pa) Maillage 2 (256 589 éléments)	Différence relative entre les deux maillages (%)
Stern Lab. T.P. 326*	2746	40,38	32,06	32,81	+2,34
Stern Lab. T.P. 306	5237	62,50	45,94	48,27	+5,08
Stern Lab. T.P. 299	9392	116,41	93,21	101,09	+8,45

\* Identification du numéro d'expérience ("Test Point, " T.P.)

## CHAPITRE 4 IMPLÉMENTATION DES MODÈLES DE JETS TURBULENTS AXISYMETRIQUES

Bouquillon [14] et Bouquillon et al. [15] ont non seulement observé que l'écoulement dans la calandre est dépendant de la géométrie des jets turbulents, mais également qu'il était difficile d'obtenir des résultats réalistes dû à la grande différence de dimensions caractéristiques (i.e., densité de maillage) entre la calandre et les injecteurs. Ainsi, ils développèrent un modèle de jets turbulent semi-analytique pour les profils de vitesses moyennes afin de reproduire des conditions plus réalistes d'injection d'eau lourde tout en permettant d'éviter le maillage fin d'une partie du domaine. Il est important de noter que toutes les simulations précédentes de l'écoulement du modérateur dans la calandre ont été effectuées avec des vitesses d'injection uniformes à l'entrée. Les modèles de jets tels que décrits dans cette partie peuvent être aisément utilisés pour ces types de simulations (même avec la technique des milieux poreux) ou pour d'autres simulations d'écoulements où un injecteur entre en jeu.

Avant de discuter la façon dont les modèles analytiques sont implémentés dans les simulations, les principaux résultats relatifs aux travaux développés par Bouquillon et Bouquillon et al. seront présentés.

### 4.1 Résultats relatifs aux modèles de jets turbulents axisymétriques

L'obtention des modèles semi-analytiques par Bouquillon et Bouquillon et al. se fait en plusieurs étapes. Pour chaque étape, les résultats principaux qui serviront dans ce travail sont donnés.

La première étape consiste à caractériser la théorie et la dynamique des jets turbulents libres. Bouquillon et Bouquillon et al. ont caractérisés deux zones physiquement différentes pour l'écoulement des jets turbulents libres. La première se situe au voisinage de l'injecteur où l'écoulement s'établit et où le jet est soumis à de fortes contraintes de cisaillement (le fluide en sortie étant au repos). Le fluide se diffuse en périphérie mais la vitesse le long de l'axe demeure constante. La deuxième zone est caractérisée par un écoulement pleinement développé où la diffusion se fait sur l'intégralité du jet et pour lequel la vitesse le long de l'axe diminue. Ils ont permis de mettre en avant trois caractéristiques principales des jets turbulents axisymétriques ;  $z$

étant la distance axiale à l'injecteur et  $r$  la distance radiale par rapport au centre de symétrie de l'injecteur :

- La vitesse moyenne le long de l'axe dans la zone d'écoulement développé est proportionnelle à  $\frac{1}{z}$  ;
- Le diamètre local du jet est proportionnel à  $z$ , c'est à dire que le rayon du jet augmente linéairement par rapport à la distance à l'injecteur ;
- La vitesse moyenne axiale est proportionnelle au rapport  $\frac{r}{z}$ .

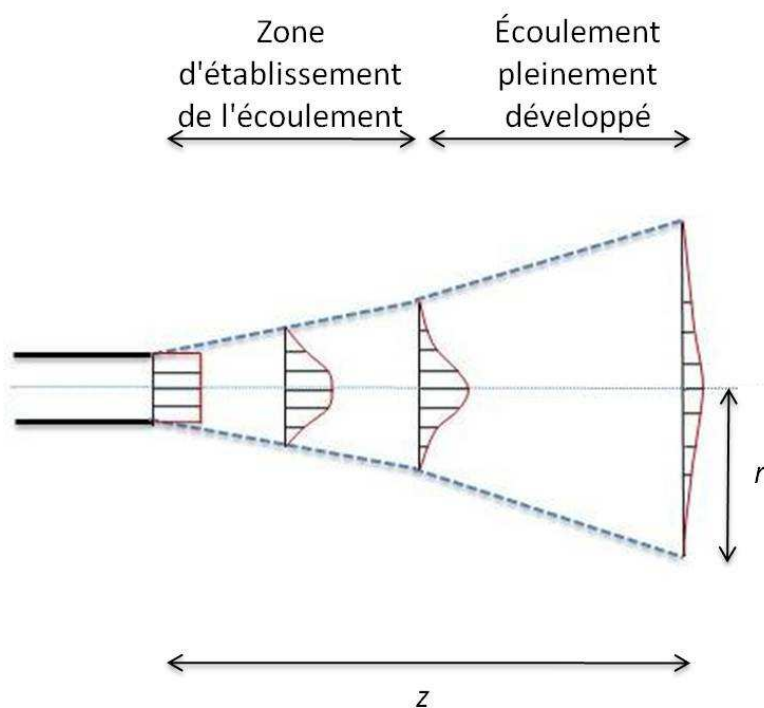


Figure 4-1 : Écoulements types d'un jet turbulent libre.

La deuxième étape consiste à simuler des jets turbulents libres en utilisant FLUENT. Les jets turbulents étant axisymétriques, les simulations se font en deux dimensions avec une symétrie autour de l'axe central de l'injecteur. Ces simulations sont validées et comparées aux données expérimentales trouvées dans la littérature. Des simulations prenant également en compte l'interaction entre les jets turbulents et une plaque placée plus ou moins loin du jet (i.e., diverses hauteurs de décharge) sont également effectuées et comparées à des données expérimentales.

Du point de vue numérique, l'écoulement étant incompressible, le solveur basé sur la pression est utilisé ("Pressure-based"). L'algorithme SIMPLE ("Semi-IMPlicit Pressure Linked Equations"), développé par Patankar [44], est utilisé ainsi que le schéma PRESTO ! ("PREssure STtaged Option") pour interpoler la pression. Un traitement amélioré de la paroi ("enhanced wall treatment") est utilisé près des murs, notamment pour les jets avec impact. Ceci nécessite un maillage fin près des murs afin de résoudre les équations de Navier Stokes dans la couche limite. Quatre modèles de turbulences ont été essayés :  $\kappa$ - $\varepsilon$  standard,  $\kappa$ - $\varepsilon$  RNG,  $\kappa$ - $\omega$  standard et  $\kappa$ - $\omega$  SST ; ce dernier a été choisi et utilisé pour les simulations. Bouquillon et Bouquillon et al. ont comparé alors les simulations et principalement les vitesses moyennes et fluctuantes (caractéristiques de la turbulence) aux différentes données expérimentales et/ou analytiques. Ils étudient notamment l'effet de la hauteur de décharge entre le jet et une plaque horizontale et orthogonale au jet. Un lecteur intéressé pourra lire les chapitres 4 et 5 du mémoire de Bouquillon [14].

La troisième partie s'attache au développement du modèle analytique proprement dit, pour différentes zones : l'intérieur de l'injecteur, la région de décharge et la zone proche de l'impact. Pour la zone intérieure de l'injecteur, ils ont confirmé qu'on peut utiliser un profil de vitesse d'un écoulement pleinement turbulent à l'intérieur d'un conduit circulaire donnée par :

$$\frac{\bar{u}(r)}{U_c} = \left(1 - \frac{r}{R}\right)^{1/7} \quad (4.1)$$

où  $R$  est le rayon de l'injecteur et  $U_c$  la vitesse moyenne sur l'axe du jet et calculée comme suit :

$$\frac{U_c}{U_0} = \frac{1}{0,811 + 0,038 \log(\text{Re}) - 4} \quad (4.2)$$

avec  $U_0$  la vitesse la vitesse moyenne du fluide à la sortie de l'injecteur.

Bouquillon et Bouquillon et al. rappellent néanmoins l'inconvénient de ce profil de vitesse et de la puissance  $\frac{1}{7}$  qui fait que la dérivée de ce profil n'est pas nulle au centre du cylindre (i.e., le long de l'axe) rendant le profil plus pointu qu'il est en réalité. La deuxième zone (zone de décharge) est celle utile pour la réalisation du présent travail. En effet, seule l'implémentation d'un profil de vitesse considéré dans la zone de décharge est nécessaire, les profils de vitesse à

l'intérieur de l'injecteur et dans la zone d'impact n'étant pas nécessaires lors de la simulation de l'écoulement dans la calandre.

Bouquillon et Bouquillon et al. ont observé que les composantes axiales et radiales des vitesses moyennes, lorsqu'elles sont normalisées par  $U_c$  ou par  $U_0$ , sont indépendantes, à la fois de la hauteur de décharge et aussi du nombre de Reynolds. Ils ont observé en outre, que les composantes sont fonctions de la variable adimensionnelle  $\frac{r-R}{z}$ . La courbe des vitesses axiales en fonction de cette variable pour diverses hauteurs de décharge permet de mettre en évidence que pour des distances supérieures à  $\frac{z}{D} = 3$ , les profils de vitesses sont identiques. La courbe correspondant à  $\frac{z}{D} = 6$  est prise comme référence pour développer le modèle mathématique. Bouquillon et Bouquillon et al. ont ainsi élaboré des fonctions mathématiques à partir des courbes des composantes des vitesses moyennes. Ces modèles, utilisés pour l'implémentation dans la calandre, sont vrais dans la repère de l'injecteur tel que défini sur la figure 4-2, pour  $r \geq 0$ .

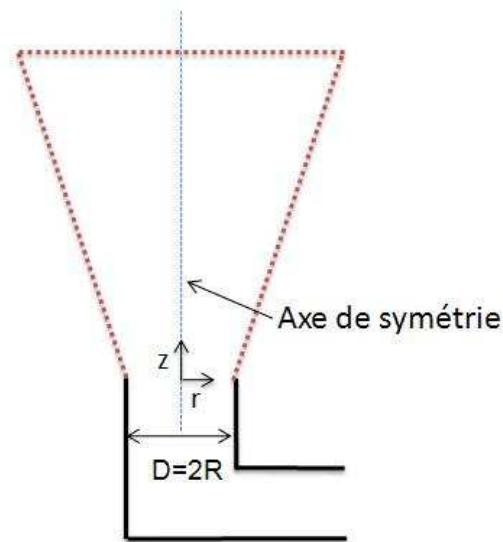


Figure 4-2 : Schéma simplifié d'un jet turbulent.

La composante axiale de la vitesse dans le repère de l'injecteur est noté  $u$  tandis que la composante radiale est noté  $v$ . La composante axiale peut être représentée soit par une fonction tangente hyperbolique ou une fonction d'erreur, telles que :



$$\frac{\bar{u}(r, z)}{U_0} = \frac{1}{2} (1 + \tanh(-10, 2 \frac{r-R}{z})) \quad (4.3)$$

$$\frac{\bar{u}(r, z)}{U_0} = \frac{1}{2} (1 + \operatorname{erf}(-8, 96 \frac{r-R}{z})) \quad (4.4)$$

Pour la composante radiale, il est impossible de trouver une fonction qui s'accorde avec le profil sur tout le domaine, Bouquillon [14] a donc coupé le domaine selon les trois zones suivantes :

- Pour  $r < -0,082z + R$  , alors :

$$\frac{\bar{v}(r, z)}{U_0} = 0 \quad (4.5)$$

- Pour  $-0,082z + R < r < 0,192z + R$  , alors :

$$\frac{\bar{v}(r, z)}{U_0} = -2,417 10^{-3} + 1,5246 10^{-2} \sin(-\frac{r-R}{z} \frac{2\pi}{0,3966} - 5,124) \quad (4.6)$$

- Pour  $r > 0,192z + R$  , alors :

$$\frac{\bar{v}(r, z)}{U_0} = \min(0 ; 7,969 10^{-3} \ln(\frac{r-R}{z} - 4,7793 10^{-3})) \quad (4.7)$$

Bouquillon donne aussi une expression mathématique seulement pour la composante axiale de la vitesse proche de la zone de l'impact. Les simulations numériques n'étant pas assez précises pour cette zone ci, les fonctions sont basées sur des données expérimentales. Ainsi, il a suggéré les relations suivantes :

$$\frac{\bar{u}(r)}{U_c} = 1 - 0,5 \left( \frac{r}{r_{1/2}} \right)^2 \quad (4.8)$$

Avec  $r_{1/2}$  le demi rayon du jet calculé donné par :

$$r_{1/2} = 0,081 \left( 1 + \frac{z}{D} \right) D \quad (4.9)$$

Dans ce cas,  $U_c$  est calculée comme suit :

$$\frac{U_c}{U_0} = 1 - e^{-\left(\frac{H-z}{r_{i/2}}\right)^{0,6699}} \quad (4.10)$$

avec  $H$  la hauteur d'impact entre le jet et la plaque.

## 4.2 Implémentation des jets

L'implémentation des jets pour la simulation de l'écoulement du modérateur se fait en trois étapes. La première étape consiste à étendre les modèles semi-analytiques au cas de la calandre, la deuxième consiste à définir les frontières à l'intérieur desquelles les modèles analytiques seront utilisés et la troisième consiste à la programmation des modèles mathématiques en langage C et à leurs assignement en tant que conditions pour la vitesse à l'entrée dans FLUENT. Pour la rédaction de ce mémoire, il est plus sensé de mentionner d'abord l'implémentation des modèles dans FLUENT avant de discuter plus en détails du choix de la géométrie définissant les frontières où sont appliqués les modèles mathématiques.

Il est important que le lecteur soit familiarisé avec les différents repères pris en compte pour ce travail. En effet, trois repères différents sont utilisés ici : le repère propre à la calandre et à FLUENT est un repère classique (l'axe des  $X$  vers la droite et l'axe des  $Y$  vers le haut) centrés dans la calandre et deux repères propres aux injecteurs. Si les injecteurs ne forment pas d'angle avec le plan horizontal, ces repères ne sont que de simples translations du repère propre à FLUENT. Cependant, lorsqu'ils sont inclinés, ces repères subissent une translation et une rotation. Il est important de mentionner que dans ce travail, les jets ne sont jamais inclinés. Cependant, ce cas fût utilisé pour des essais numériques préliminaires, ainsi cette démarche peut être utilisée dans le futur. Il est important de rappeler que la composante  $u$  dans les modèles semi-analytique devient  $v_y$  dans le repère de FLUENT et la composante  $v$  devient  $u_x$ .

### 4.2.1 Extension des modèles semi-analytiques dans le cadre du présent travail

Il est important de revenir sur les modèles développés par Bouquillon [14]. En effet, ces modèles ont été développés par rapport à un repère propre à l'injecteur avec comme centre le milieu de l'extrémité de l'injecteur (voir la figure 4-2.). Ils ont également été développés pour une partie de l'injecteur ( $r \geq 0$ ), en considérant que la vitesse est symétrique par rapport à l'axe central de l'injecteur. Les modèles ne sont alors pas applicables tels quels pour  $r < 0$ .

La première observation oblige alors à faire un changement de repère afin de se placer dans le repère de l'injecteur où les modèles sont applicables, ceci sera discuté dans la section 4.2.2. La deuxième observation oblige à développer de nouvelles équations pour la partie non traitée de l'injecteur, c'est-à-dire pour des rayons inférieurs à zéro  $r < 0$ . Pour cela, il faut revenir à la physique d'un jet. Dans la zone où l'écoulement est pleinement développé, il est possible de définir deux régions ; une région proche de l'axe du jet où le fluide se diffuse en périphérie et une autre région plus loin de l'axe où le fluide tends à revenir vers l'axe du jet. Ceci peut être vérifié à partir du profil des vitesses radiales (pour  $r \geq 0$ ), celles-ci sont positives jusqu'à un certain rayon, avant de devenir négatives et enfin tendre vers zéro. Pour plus d'informations, le lecteur est renvoyé soit à la thèse de Bouquillon [14] soit aux profils montrées dans la section 4.2.3. Afin de garder la même physique de l'autre côté de l'axe de symétrie ( $r < 0$ ), il faut que les vitesses radiales soient positives loin de l'axe avant de devenir négatives proche de ce dernier. Ceci rend bien compte de la symétrie par rapport à l'axe vertical. D'un point de vue mathématiques, cela revient à dire que :

$$\forall r, \bar{v}(-r, z) = -\bar{v}(r, z)$$

Il est alors possible de définir les modèles pour le domaine entier du jet. Cependant, la caractérisation des profils de vitesse de cette manière entraine un profil de vitesse plus pointu à  $r = 0$  que ce qu'il ne devrait être. En ce qui concerne la composante axiale de la vitesse, la relation est :  $\forall r, \bar{u}(-r, z) = \bar{u}(r, z)$ .

Pour la composante axiale, la fonction tangente hyperbolique est utilisée plutôt que la fonction erreur pour une question de commodité informatique. Les modèles deviennent alors :

- Pour  $r \geq 0$  :

$$\frac{\bar{u}(r, z)}{U_0} = \frac{1}{2} \left( 1 + \tanh\left(-10, 2 \frac{r-R}{z}\right) \right) \quad (4.11)$$

- Pour  $r < 0$  :

$$\frac{\bar{u}(r, z)}{U_0} = \frac{1}{2} \left( 1 + \tanh\left(-10, 2 \frac{-r-R}{z}\right) \right) \quad (4.12)$$

Pour la composante radiale de la vitesse, les modèles se divisent alors en cinq cas différents:

- Pour  $0,082z - R < r < -0,082z + R$  :

$$\frac{\bar{v}(r, z)}{U_0} = 0 \quad (4.13)$$

- Pour  $-0,082z + R \leq r \leq 0,192z + R$  :

$$\frac{\bar{v}(r, z)}{U_0} = -2,417 \cdot 10^{-3} + 1,5246 \cdot 10^{-2} \sin\left(-\frac{r-R}{z} \frac{2\pi}{0,3966} - 5,124\right) \quad (4.14)$$

- Pour  $r > 0,192z + R$  :

$$\frac{\bar{v}(r, z)}{U_0} = \min\left(0; 7,969 \cdot 10^{-3} \ln\left(\frac{r-R}{z} - 4,7793 \cdot 10^{-3}\right)\right) \quad (4.15)$$

- Pour  $-0,192z - R < r < 0,082z - R$  :

$$\frac{\bar{v}(r, z)}{U_0} = 2,417 \cdot 10^{-3} - 1,5246 \cdot 10^{-2} \sin\left(-\frac{-r-R}{z} \frac{2\pi}{0,3966} - 5,124\right) \quad (4.16)$$

- Pour  $r < -0,192z - R$  :

$$\frac{\bar{v}(r, z)}{U_0} = \min\left(0; -7,969 \cdot 10^{-3} \ln\left(\frac{-r-R}{z} - 4,7793 \cdot 10^{-3}\right)\right) \quad (4.17)$$

## 4.2.2 Implémentation dans FLUENT

Il convient à présent d'implanter les équations développées aux frontières d'un domaine dont le choix sera discuté dans la section suivante. Après la réalisation du domaine géométrique ainsi que du maillage de celui-ci, il est nécessaire de définir les conditions frontières du jet comme une entrée de vitesse ("Velocity inlet").

Dans le logiciel FLUENT, il est alors possible de compiler des fonctions écrites en langage C et d'assigner ces fonctions aux composantes axiales et radiales des vitesses en tant que conditions frontières. Il est alors nécessaire d'écrire quatre fonctions en C se rapportant aux vitesses axiales et radiales des deux injecteurs. Que ce soit pour la composante axiale ou radiale, le programme en C consiste alors à connaître les coordonnées des points sur les frontières du cône, à faire un changement de repère (pour se placer dans le repère de l'injecteur) et à y appliquer les modèles mathématiques donnant la valeur des composantes de la vitesse à chaque nœud.

Afin d'explicitier le code et la procédure de calcul, il est pertinent de fournir de l'information supplémentaire sur les modèles permettant de décrire le profil de vitesse d'un jet turbulent libre. Dans le modèle de la calandre (i.e., section transversale en 2D), deux injecteurs placés de manière symétriques par rapport au plan vertical médian de la calandre sont présents. Dans des conditions nominales d'opérations, les jets apportent chacun le même débit d'eau lourde au système. Il va de soi que les modèles développés sont applicables pour les deux jets. Cependant, un lecteur averti pourra observer que l'application de ces modèles implique que la vitesse le long de la frontière droite du jet droit (i.e., celle proche du mur) sera la même que la vitesse à la frontière droite du jet gauche (i.e., celui donnant sur l'intérieur de la calandre). De la même manière, la vitesse de la frontière gauche du jet droit (i.e., celui donnant sur l'intérieur de la calandre) sera égale à celle de la frontière gauche du jet gauche (i.e., celle proche du mur). Ceci peut paraître curieux mais est dû à la physique du jet et à la symétrie de la calandre (i.e., le plan médian vertical de la calandre passant par le centre constitue un axe de symétrie pour les jets). En fait, il faut se focaliser sur les vitesses radiales car les vitesses axiale sont, de toute façon, identiques sur toutes les surfaces latérales. Afin de mieux comprendre ceci, il convient de se placer dans un cas particulier où les injecteurs ne font pas d'angle avec l'horizontale et où le cône définissant la frontière du jet est assez large pour se placer à la limite où l'écoulement revient vers l'axe central du jet. Ceci implique que la vitesse radiale pour le jet droit est négative pour la surface latérale pour  $r > 0$  (i.e., coté droit près du mur de la calandre) et positive pour  $r < 0$  (i.e., coté gauche donnant sur l'intérieur de la calandre). Afin de garder la physique du jet (i.e., écoulement "rentrant") ainsi que la symétrie, il convient d'avoir une vitesse radiale négative pour le coté droit du jet gauche (i.e., donnant sur l'intérieur de la calandre), soit pour les  $r > 0$  dans la repère de l'injecteur gauche et une vitesse radiale positive pour le coté gauche ( $r < 0$ ).

Les modèles sont donc valides tels quels pour les deux injecteurs (dans les repères propres à chaque injecteur).

Le code et la procédure d'implémentation des jets sont maintenant présentés, dans un premier temps, en prenant un cas plus simple où les injecteurs sont verticaux avant d'analyser le cas lorsqu'ils sont inclinés.

Le premier cas est simple car les modèles sont applicables tels quels. En effet, les vitesses axiales et radiales relatives à l'injecteur sont les mêmes que celles du repère général, il suffit de faire une translation du repère ; la vitesse axiale  $u$  correspond alors à la vitesse suivant l'axe des  $Y$  dans FLUENT et la vitesse radiale  $v$  à la composante en  $X$ . Chaque fonction est alors relativement simple. Toutes les fonctions doivent inclure l'entête "udf.h" qui contient les fonctions propres à FLUENT. Il convient alors d'écrire le programme en tant que fonction "DEFINE\_PROFILE" (car c'est un profil de vitesse) que FLUENT pourra reconnaître. Après avoir défini toutes les inconnues et constantes, il faut alors faire une boucle sur tous les nœuds de nos frontières où sont appliqués les profils des vitesses. La fonction "F\_CENTROID" permet alors de connaître les coordonnées des nœuds. Nous effectuons alors un changement de repère (ici une simple translation pour mettre ces coordonnées dans le repère de l'injecteur). Il suffit alors ensuite d'appliquer les modèles à l'aide de fonctions "IF" et de "F\_PROFILE" permettant de donner les valeurs aux nœuds avant de fermer la boucle. Après avoir écrit les quatre fonctions, il faut les compiler dans FLUENT et les appliquer aux frontières.

Lorsque les injecteurs sont inclinés (cas plus complexe), il faut faire un changement de repère impliquant à la fois une translation et une rotation. Connaissant les coordonnées dans le repère global, il faut alors utiliser un changement de repère pour les placer dans le nouveau repère de l'injecteur. Il faut ensuite calculer toutes les composantes des vitesses (avec tous les cas qui conviennent) et utiliser un autre changement de repère (ici simplement une rotation) pour prendre les composantes axiales et radiales propres au repère global. La figure 4-3 montre les trois repères : le repère global (1), celui de l'injecteur si celui-ci ne faisait pas d'angle avec l'horizontale (2) et enfin celui propre à l'injecteur (3). A partir des coordonnées dans (1), il faut effectuer une translation pour arriver à (2) et ensuite une rotation pour arriver à (3). Dans ce dernier, les deux composantes de vitesses dans le repère propre à l'injecteur ( $u'$  et  $v'$ ) sont calculées avant de les projeter dans le repère (2) afin de prendre leurs composantes ( $u$ ) en  $X$  ou

( $v$ ) en  $Y$ . Ces dernières étapes se font directement dans le programme écrit en langage C. Afin d'alléger les calculs seules les composantes qui sont intéressantes sont conservées.

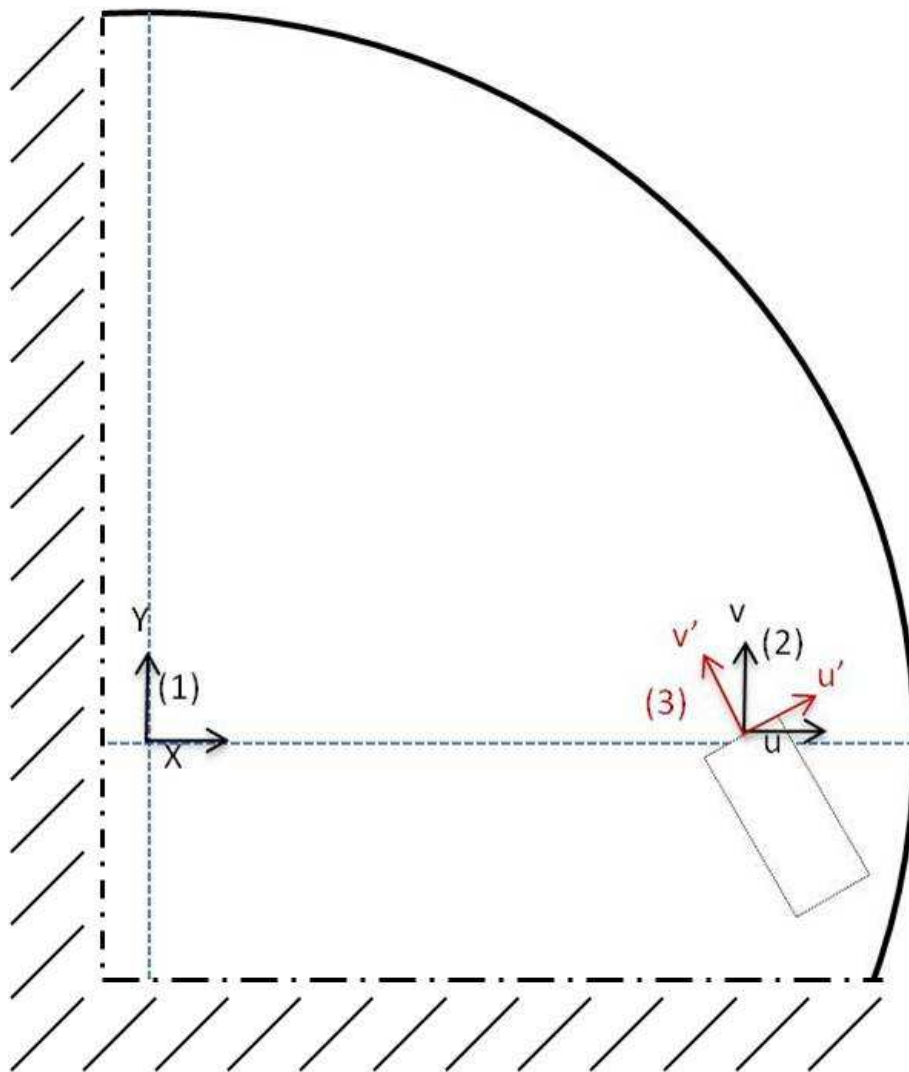


Figure 4-é : Schéma définissant les différents repères.

Enfin, la vitesse  $U_0$  dans les modèles et programmes est choisie pour faire correspondre les débits d'entrées dans FLUENT à ceux mesurés expérimentalement (en tenant en compte la profondeur des injecteurs). Des exemples des codes pour un injecteur droit et un injecteur incliné sont donnés à l'annexe E.

### 4.2.3 Choix de la géométrie des jets

L'implémentation des jets dans les simulations numériques nécessite de diviser une partie du domaine des simulations (i.e., la calandre en deux dimensions) afin de définir des frontières où les fonctions mathématiques pour les vitesses sont appliquées.

Avant de parler à proprement dit des limites des frontières, il est important de donner plus d'informations sur les injecteurs de la calandre. Dans un réacteur CANDU, huit jets d'entrée d'eau lourde sont répartis dans la cuve, quatre de chaque côté, à la même hauteur par rapport au plan horizontal médian. De ce fait, les injecteurs ne couvrent pas la totalité de la profondeur de la cuve et une étude en deux dimensions ne peut alors pas représenter la réalité de l'écoulement du modérateur. Les injecteurs sont composés de quatre déflecteurs orientés avec des angles différents à sections rectangulaire de  $7,6\text{ cm}$  de large par  $18,9\text{ cm}$  de long chacun (soit une surface d'entrée de  $574,56\text{ cm}^2$ ). L'écoulement est alors tel que la partie solide de l'injecteur (il faut le différencier du jet) joue le rôle d'obstacle vis-à-vis de l'écoulement mais ne le bloque pas.

Ainsi, afin de biaiser le moins possible l'écoulement dans les simulations bidimensionnelles, seulement une partie de l'ensemble solide de l'injecteur (i.e., tuyauterie) sera considérée ; l'injecteur n'étant pas relié à la calandre. En effet, prendre en compte tout l'injecteur reviendrait à bloquer l'écoulement entre l'injecteur et la calandre du fait des simulations bidimensionnelles. Le fait de prendre qu'une partie permet de rendre compte de l'obstacle que joue néanmoins l'injecteur vis-à-vis de l'écoulement.

Maintenant, il convient de choisir une géométrie où les profils de vitesses seront appliqués. Dans son travail de maîtrise, Bouquillon [14] a proposé le choix d'un triangle isocèle renversé d'une hauteur de  $z = 6 D$ , sans mentionner sa largeur, avec les cotés égaux formant les frontières latérales du jet et la base la frontière de l'extrémité du jet. Comme le montre la figure 4-4, ce triangle n'est pas fermé, à cause de l'ouverture de l'injecteur .



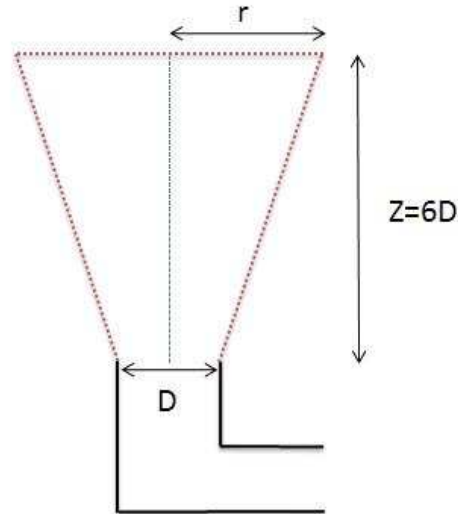


Figure 4-3 : Jet turbulent et les frontières où sont appliqués les profils des vitesses.

En effet, les modèles mathématiques sont développés à partir des profils des vitesses à  $\frac{z}{D} = 6$  où les résultats numériques sont également plus proches de la réalité. Les profils de vitesse étant fonction de la variable adimensionnelle  $\frac{r-R}{z}$ , les vitesses sur les surfaces latérales du triangle (à  $r = k z$ ,  $k$  étant un réel) sont égales. Il est important de noter que cette démarche à un défaut, elle ne prend pas en compte la géométrie réelle d'un jet axisymétrique. Néanmoins, cette géométrie et les modèles mathématiques permettent de laisser de côté toute la physique interne au jet, localisée partiellement dans le triangle vide dans la figure 4-4m, pour se focaliser sur la physique du modérateur.

Connaissant la hauteur du cône, il faut donc définir sa taille, soit sa largeur, définie comme le rayon  $r$  (voir la figure 4-4). La largeur du cône est contrainte par les dimensions physiques de la cuve. En effet, sachant que la hauteur est fixée et dépendante du diamètre de l'injecteur, un cône trop large pourrait sortir de la calandre ou atteindre un des cylindres intérieurs, il est donc obligatoire de ne pas définir une largeur trop grande.

De plus, l'autre point qui est important de tenir compte est le profil de vitesse sur la partie supérieure, mais également sur les surfaces latérales (rappelons que les vitesses sur celles-ci sont constantes). Dans le cadre de ce travail, il est nécessaire de revenir sur les modèles mathématiques développés par Bouquillon.

A titre d'exemples, la figure 4-5 montre les profils des vitesses adimensionnels calculés en utilisant les équations  $z = 6 D$  pour les vitesses latérales, axiales ainsi que pour la magnitude de la vitesse en fonction de  $r/D$ .

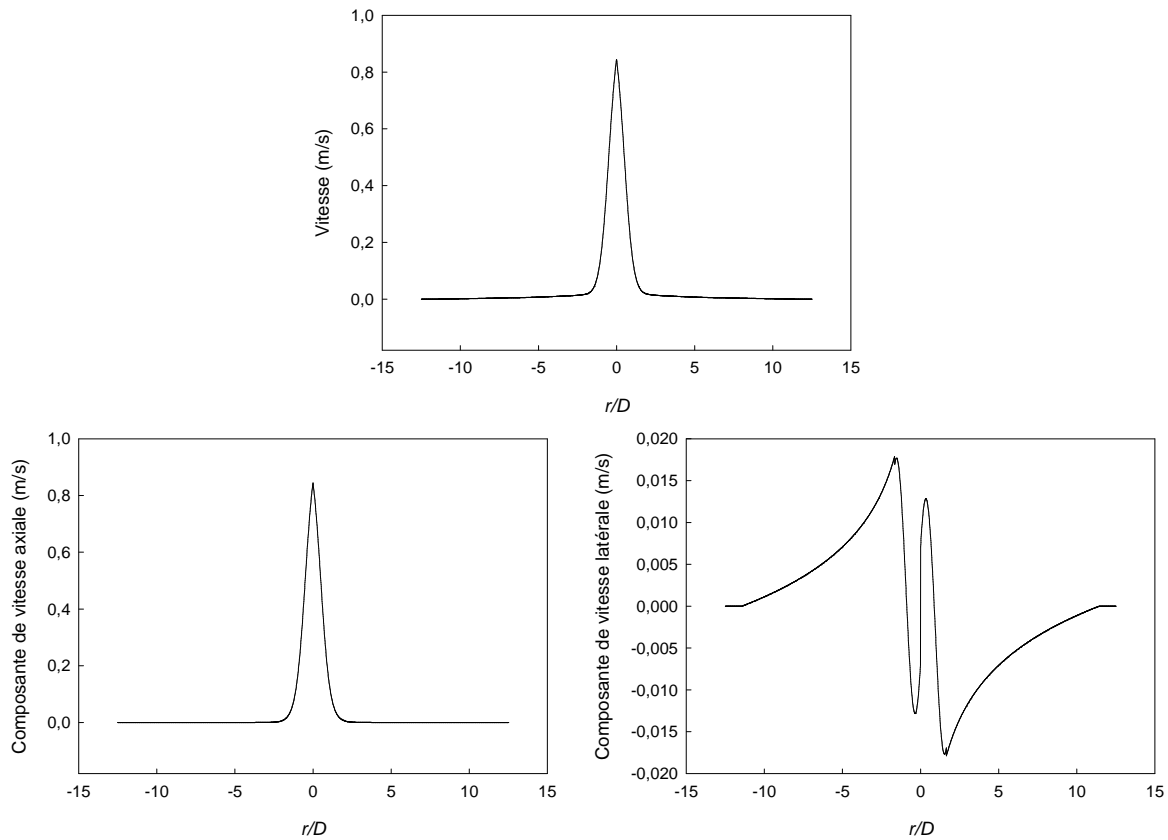


Figure 4-4 : Profils de vitesse adimensionnels des jets turbulents.

Les composantes axiales des vitesses sont bien plus grandes que les composantes radiales, c'est pour cela que le profil de la magnitude de la vitesse suit celui de la vitesse axiale. De plus, le profil de la vitesse radiale ressemble à un profil Gaussien. Enfin, comme il a déjà été abordé, les vitesses radiales sont telles que le fluide a tendance à s'éloigner de l'axe lorsqu'il en est proche et de s'en rapprocher lorsqu'il est plus loin (i.e., la vitesse tend vers zéro à l'infini). Il est important de rappeler ici que la vitesse  $U_0$  est calculée pour que le débit en entrée dans FLUENT corresponde au débit utilisé lors des expériences. Ceci implique que le choix de la largeur du cône peut entraîner une différence dans le maximum de ces profils. En effet, un cône très large prendra la grande partie du profil de vitesse alors qu'un cône moins large omettra une partie des

vitesse, même faibles, ce qui a pour but d'obtenir un profil moins aplati pour avoir le même débit. Ceci est vrai lorsque les cônes sont assez larges ( $|r/D| \geq 2$ ) pour avoir une variation monotone des vitesses qui tendent vers zéro lorsque le rayon (i.e. largeur) augmente.

En tenant compte de ces observations, il est logique de prendre le cône le plus large possible, malgré les contraintes des dimensions de la calandre. Cependant, ceci implique que les vitesses radiales sur les surfaces latérales sont telles que l'écoulement rentre vers le jet, sortant ainsi du domaine maillé, alors que les frontières sont définies comme une entrée du point de vue numérique. Même si cela ne semble pas être un souci pour FLUENT, nous avons décidé de réaliser des essais sur la largeur du cône. Ces essais sont réalisés en utilisant les expériences de Stern Laboratories pour un écoulement isotherme dans une calandre avec et sans les cylindres centraux (Huget et. al. [11]). Le lecteur est renvoyé aux figure 1-7 et 1-8 pour se remémorer les surfaces où les données sont comparées.

A partir de maintenant, nous nous plaçons dans le repère propre à la calandre. Ainsi, les vitesses  $u$  et  $v$  dans les équations des modèles semi-analytiques sont définies respectivement comme  $v_y$  et  $u_x$  dans le repère de FLUENT.

Nous avons simulé deux cônes relativement large,  $r = 25 \text{ mm}$  et  $r = 35 \text{ mm}$  (soit  $\frac{r}{D} = 3,125$  et  $4,375$  respectivement), un cône moins large tel que les vitesses radiales sur les surfaces latérales sont nulles,  $r = 7 \text{ mm}$  (soit  $\frac{r}{D} = 0,875$ ) ainsi qu'un rectangle, c'est-à-dire un cône dont la surface supérieure à la même largeur que le diamètre de l'injecteur, c'est-à-dire  $r = 4 \text{ mm}$  et  $\frac{r}{D} = 0,5$ . Ces profils sont données à l'annexe G où les vitesses  $U_0$  sont choisies de manière à satisfaire le débit souhaité de  $2,4 \text{ kg/s}$ .

Il a également été décidé d'essayer d'autres types de profils d'entrée sans nécessairement modéliser les jets pour observer leurs impact sur l'écoulement dans la calandre. La géométrie d'un injecteur vide a donc été supprimée et a été remplacée par un maillage ni grossier ni fin. Ceci a, par la suite, été simulé, utilisant un profil de vitesse uniforme et un profil de vitesse théorique d'un écoulement établi et pleinement turbulent dans un conduit circulaire décrit par :

$$\frac{\bar{v}(r)}{U_c} = \left(1 - \frac{r}{R}\right)^{1/7} \quad (4.18)$$

De plus, une simulation utilisant le profil de vitesse calculé avec FLUENT d'un écoulement établie et pleinement turbulent dans un canal circulaire. Pour ce dernier, un calcul de l'écoulement dans un conduit ayant le même diamètre que l'injecteur a été réalisé au préalable. Le profil de sortie en est extrait de ces calculs et a été défini comme profil d'entrée pour l'écoulement dans la calandre. Les profils calculés et théoriques sont comparés sur la figure 4-6 ; il est possible d'observer que ces deux profils sont presque identiques, le profil théorique étant légèrement plus prononcé.

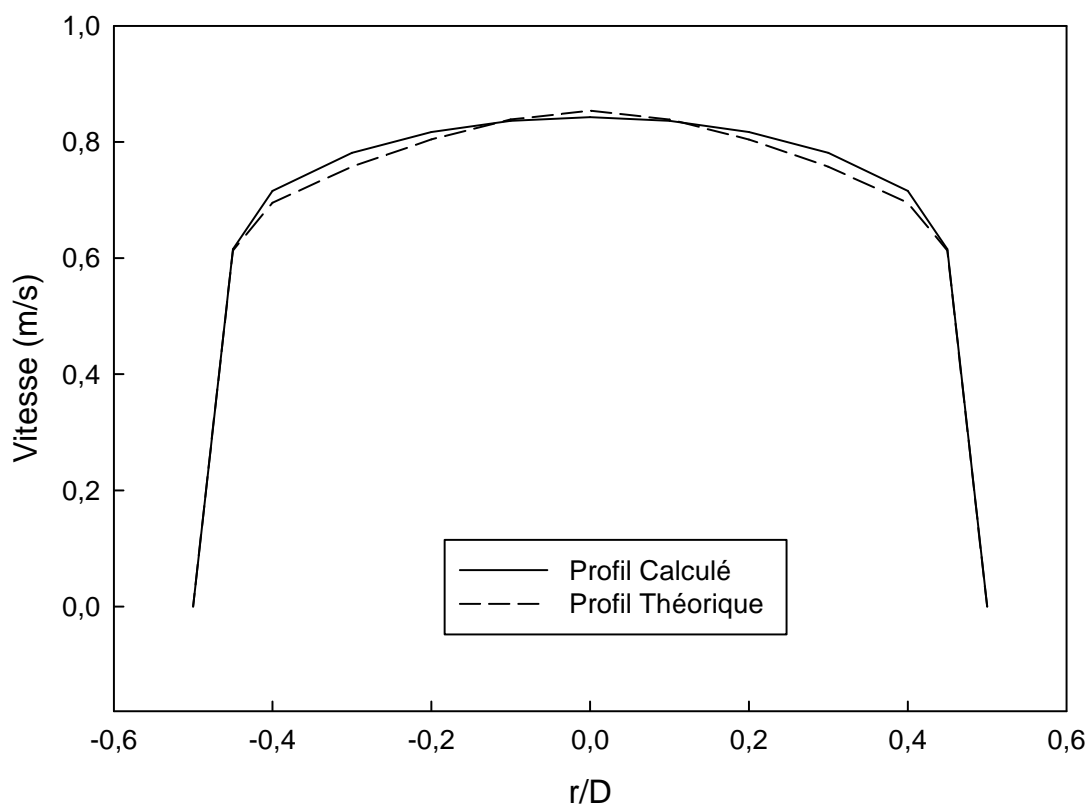


Figure 4-5 : Comparaison des profils turbulents de la vitesse pour les jets.

Les figures 4-7 à 4-9 présentent les comparaisons des simulations en utilisant les différents profils pour les vitesses des jets dans le cas de l'expérience de la calandre sans les tubes de pression de Huget et al. [11]. Les figures 4-10 et 4-11 montrent les mêmes comparaisons dans le cas des expériences avec les tubes de pression en place de Huget et al. [11]. Il est important de noter que cette partie de ce mémoire vise à étudier la différence sur les résultats des divers profils

d'entrée et non à étudier les résultats des simulations numériques avec les données expérimentales, cette partie est présentée au chapitre 7.

Dans le cas de l'expérience de la calandre sans tubes, toutes les prédictions suivent assez bien les tendances des vitesses  $v_y$  observées expérimentalement. Les trois profils (sans le modèle d'injecteur) ainsi que pour  $r = 4 \text{ mm}$  et  $r = 7 \text{ mm}$  sont très peu différents. La valeur de  $r = 35 \text{ mm}$ , cependant, semble améliorer les résultats au centre de la calandre mais ils sont moins bons près du mur de la calandre. Ils sont particulièrement bon pour les trois profils et  $r = 4 \text{ mm}$  et  $r = 7 \text{ mm}$  dans la région des réflecteurs. Par contre, tous les profils ont beaucoup plus de difficultés à reproduire les données concernant les vitesses  $u_x$ . Pour celles-ci, les profils à  $r = 25 \text{ mm}$  et  $r = 35 \text{ mm}$  se détachent des autres profils ; pour les cas  $y = 0$  et  $y = -43 \text{ mm}$ , ils s'éloignent d'autant plus des données expérimentales alors que pour le cas  $y = 84 \text{ mm}$ , ils améliorent grandement les prédictions.

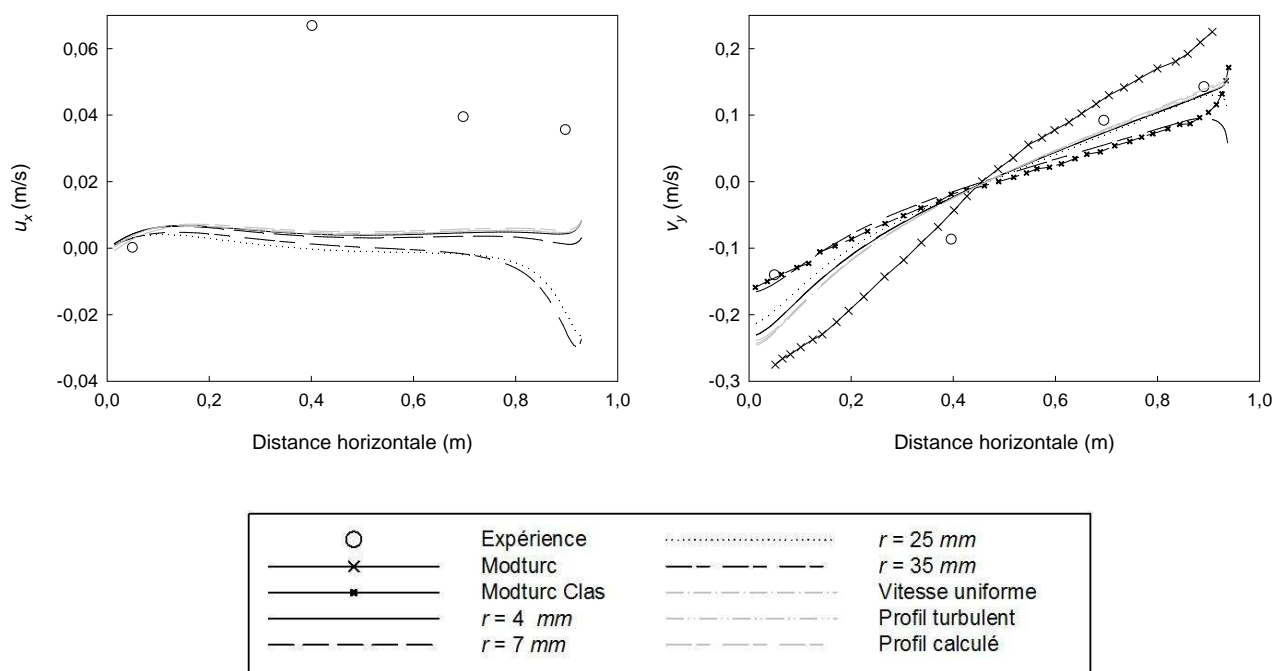


Figure 4-6 : Comparaison des vitesses  $u_x$  et  $v_y$  à  $y = 0$  avec les données de Huget et al. [11] pour une calandre sans tubes.

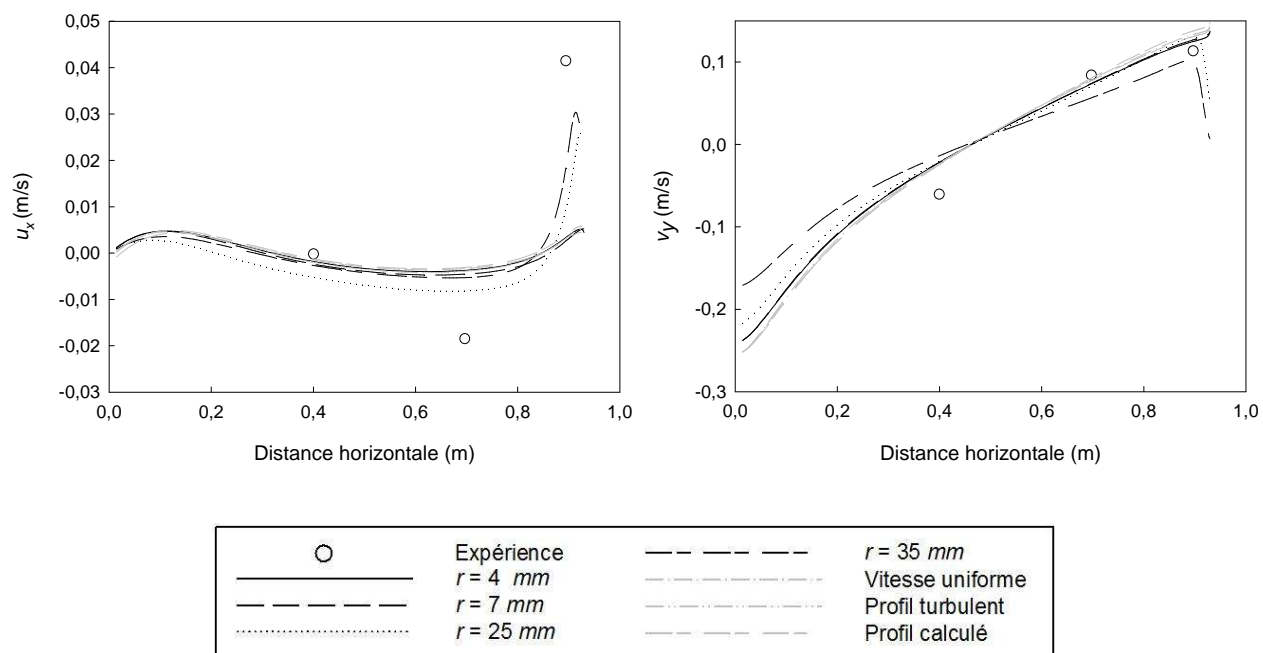


Figure 4-7 : Comparaison des vitesses  $u_x$  et  $v_y$  à  $y = 84 \text{ mm}$  avec les données de Huget et al. [11] pour une calandre sans tubes.

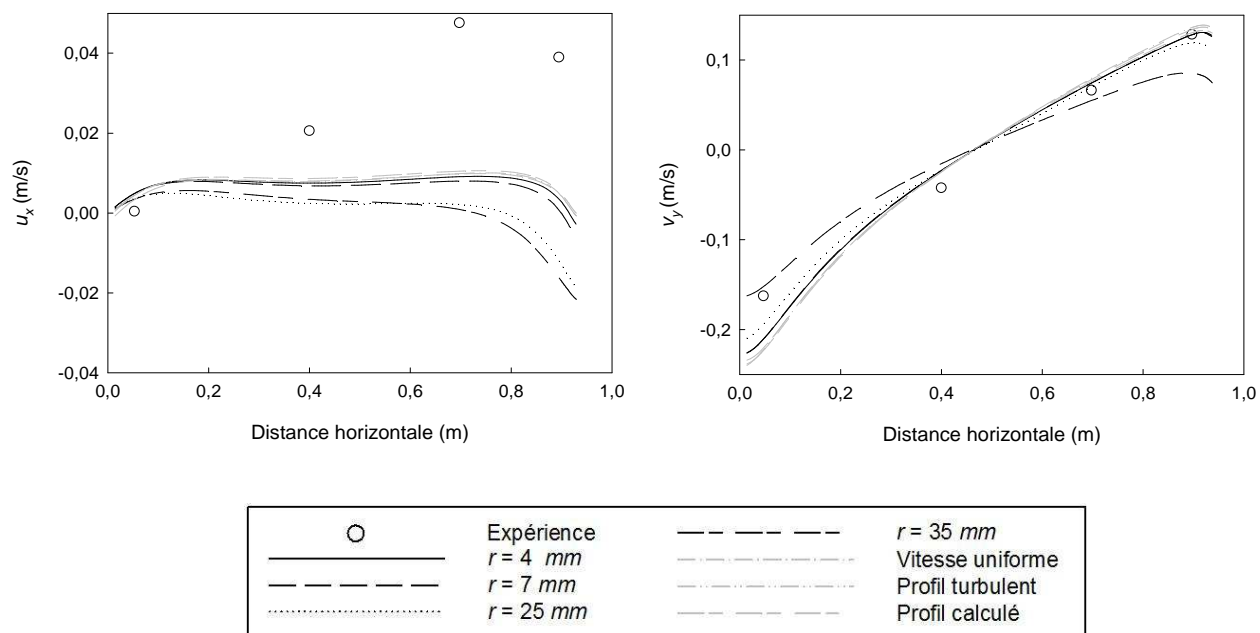


Figure 4-8 : Comparaison des vitesses  $u_x$  et  $v_y$  à  $y = -43 \text{ mm}$  avec les données de Huget et al. [11] pour une calandre sans tubes.

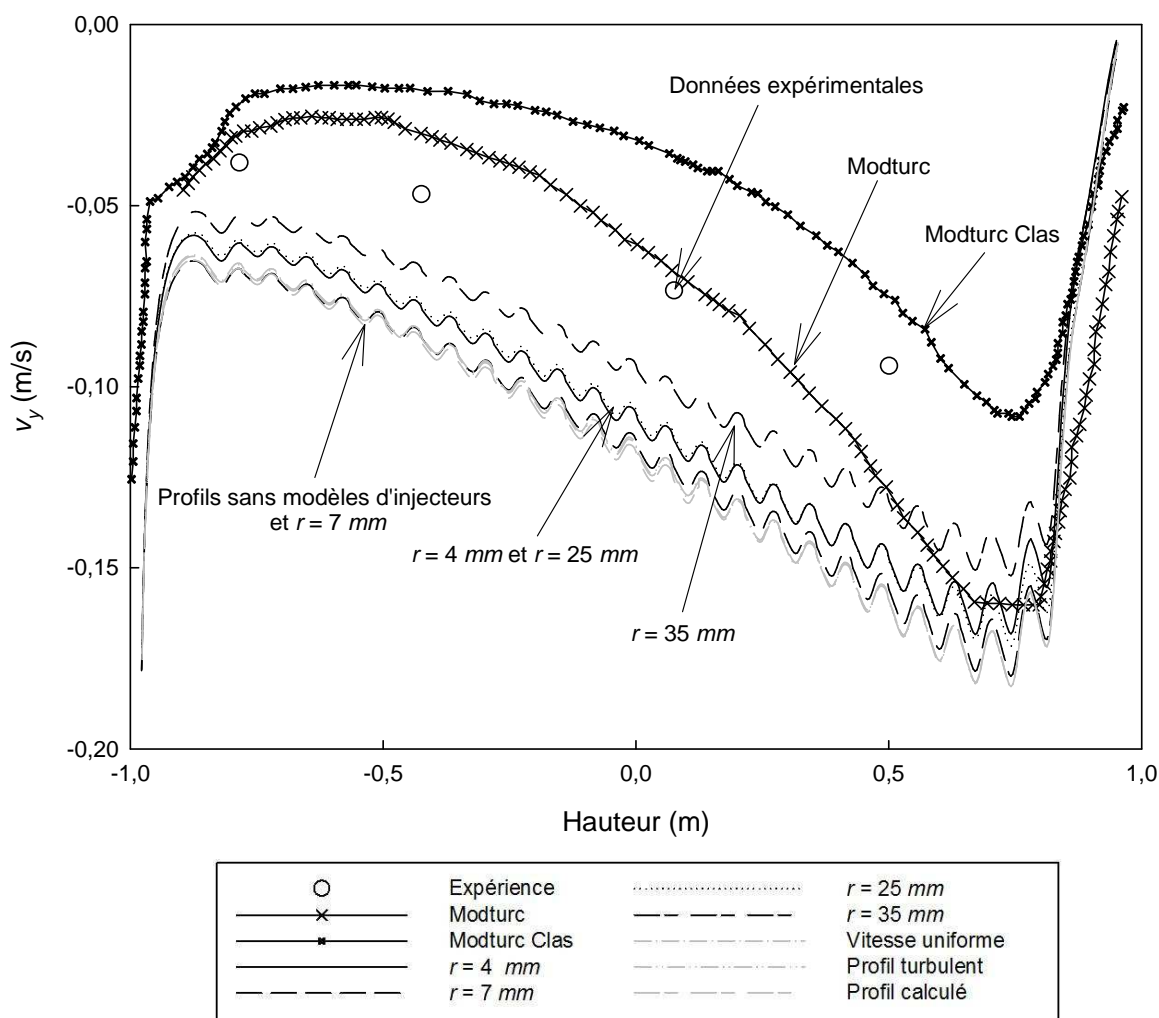


Figure 4-9 : Comparaison des vitesses  $v_y$  sur le plan vertical médian ( $x = 0$ ) avec les données de Huet et al. [11] pour une calandre avec tubes.

Concernant le cas où les tubes sont inclus dans la calandre, les tendances des profils de vitesses sont identiques quelque soit le modèle de jet utilisé (voir les figures 4-10 et 4-11). Tous les résultats sont également acceptables lorsqu'ils sont comparés aux données expérimentales. Comme pour le cas précédent, il est possible de noter que les trois profils n'utilisant pas le modèle des jets sont très proches les uns des autres.

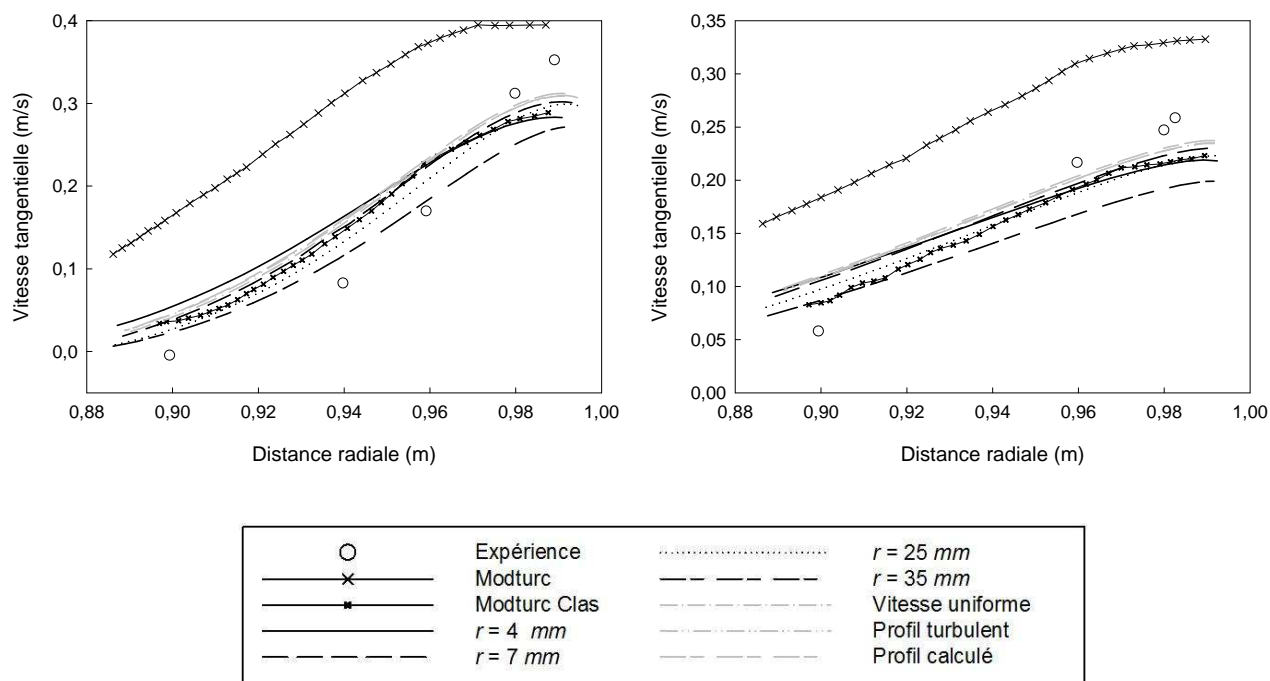


Figure 4-10 : Comparaison des composantes tangentielles des profils de vitesses aux surfaces à (a) 30 degrés et (b) 60 degrés avec les données de Huget et al. [11] pour une calandre avec tubes.

La comparaison des vitesses  $v_y$  sur la surface  $x = 0$  (voir figure 4-10) permet d'observer que les tendances des profils sont identiques et simplement décalés les uns par rapport aux autres, le cas où  $r = 35 \text{ mm}$  est le plus proche des données. Ceci s'explique facilement par la forme des profils et le fait qu'un profil plus prononcé a une plus grande composante  $v_y$  au centre. En effet, l'observation de la vitesse  $v_y$  maximale (au centre de l'injecteur) des profils de vitesses (i.e., compilés à l'annexe G), met en évidence le fait que le profil pour  $r = 7 \text{ mm}$  est le plus prononcé, suivi par  $r = 25 \text{ mm}$  et  $r = 4 \text{ mm}$  (les deux derniers étant très proches) et enfin par  $r = 35 \text{ mm}$  qui est le profil le plus étalé. Ceci se vérifie également à partir de la figure 4-10 où à  $r = 7 \text{ mm}$ , la vitesse (absolue) est la plus grande devant celles obtenues avec  $r = 4 \text{ mm}$ ,  $r = 25 \text{ mm}$  et  $r = 35 \text{ mm}$  respectivement. Enfin, les trois profils n'utilisant pas le modèle des jets admettent des vitesses  $v_y$  plus grandes au centre car ces profils ne tiennent pas compte des composantes  $u_x$  ; les vitesses  $v_y$  doivent donc être plus grandes afin de respecter la condition de débit à l'entrée. D'ailleurs, il est possible de remarquer que les résultats de ces trois profils, sont relativement proches de ceux



obtenus avec  $r = 7 \text{ mm}$ . Ceci correspond au rayon tel que la vitesse radiale sur les frontières du domaine du jet est nulle (environ  $10^{-3}$  près). Pour le profil de vitesse  $v_y$  sur la surface  $x = 0$ , le profil  $r = 35 \text{ mm}$  améliore notablement les simulations.

La comparaison des profils de vitesses tangentielles aux surfaces à 30 et 60 degrés données à la figure 4-10 montre que tous les profils ont les mêmes tendances. Encore une fois, ce sont les cas  $r = 25 \text{ mm}$  et  $r = 35 \text{ mm}$  qui diffèrent un peu des autres, notamment ce dernier. Pour la surface à 30 degrés, ces derniers profils, surtout pour  $r = 35 \text{ mm}$ , améliorent les prédictions sauf très proche du mur de la calandre où les autres profils semblent être meilleurs. Ceci est moins flagrant pour la surface à 60 degrés où les profils pour  $r = 25 \text{ mm}$  et  $r = 35 \text{ mm}$  ont encore plus de difficultés à prédire l'écoulement près des murs de la calandre, mais améliorent néanmoins l'écoulement plus loin du mur.

Ces comparaisons permettent de mettre tout d'abord en avant que les trois profils (sans injecteurs) prédisent des résultats identiques. Dans la plupart des cas, ils sont très proches des résultats des profils obtenus avec  $r = 7 \text{ mm}$  et  $r = 4 \text{ mm}$  alors que les profils avec  $r = 25 \text{ mm}$  et  $r = 35 \text{ mm}$  apportent des différences plus notables. Par contre, il est important de remarquer que ces derniers ont tendance à améliorer les prédictions de l'écoulement relativement loin du mur de la calandre, mais ils sont moins efficaces que les autres profils proche du mur de la calandre. Ceci vient certainement du fait que pour ces deux profils, les cônes sont relativement proches du mur, notamment pour le profil  $r = 35 \text{ mm}$  où la frontière d'entrée se trouve à environ  $13,8 \text{ mm}$  à l'endroit le plus proche de la calandre. Ces cônes ont certainement tendances à créer une plus forte zone de recirculation entre l'injecteur et la calandre mais également rendent celle-ci plus petite, que lorsque l'injecteur n'est pas modélisé, ce qui fausse légèrement les prédictions de l'écoulement près du mur. Ces différences peuvent également provenir du fait que l'écoulement entre au lieu de sortir des surfaces latérales du cône. Néanmoins, même si ces profils ont plus de difficultés à prédire l'écoulement près du mur de la calandre, ils améliorent les prédictions au centre de la calandre, c'est-à-dire loin du mur, notamment avec le profil  $r = 35 \text{ mm}$ . La prédiction au sein de la calandre étant plus importante que celle proche du mur de calandre, ces profils sont bénéfiques pour des simulations globales. Le choix d'un cône le plus large possible, mais relativement loin du mur de la calandre, ou d'un cylindre intérieur, est recommandé pour la simulation de l'écoulement du modérateur. Pour la suite de la présente étude, le profil obtenue avec  $r = 35 \text{ mm}$  est utilisé pour effectuer les simulations.

## CHAPITRE 5 IMPLÉMENTATION DES RELATIONS POUR LES PROPRIÉTÉS THERMOPHYSIQUES

Afin de simuler correctement les divers types d'écoulements, avec ou sans transferts de chaleur, il est important de connaître les propriétés thermo-physiques du fluide utilisé pour les pressions et températures expérimentales. On rappellera que le système CANDU emploie de l'eau lourde comme modérateur mais que les expériences réalisées à Stern Laboratories utilisent de l'eau légère. Ainsi, toutes les expériences simulées dans ce travail utilisent de l'eau légère comme fluide.

Dans le cas d'un écoulement isotherme, où l'équation de la chaleur n'est pas prise en compte, il suffit de définir un fluide avec une densité et une viscosité dynamique constantes correspondant aux températures et pressions d'entrée. En dehors des expériences de Fand et Keswani [18], la pression d'entrée est prise égale à la pression atmosphérique, les températures étant différentes selon les types de simulations ainsi que des données expérimentales utilisées. Pour l'eau légère, la base de données thermo-physique en ligne du NIST (National Institute of Standards and Technology) est utilisée [45].

Lorsque les transferts de chaleur sont pris en compte, il est essentiel de connaître les variations des propriétés thermophysiques, notamment pour le cas de l'écoulement dans une calandre où la poussée d'Archimède joue un rôle important. Il est donc indispensable de prendre en compte les changements de densité, de viscosité, de conductivité thermique ainsi que ceux de la capacité calorifique.

Le logiciel FLUENT propose différentes façons de définir les propriétés d'un fluide. Deux options ont été utilisées pour effectuer les simulations. La première consiste à utiliser l'approximation de Boussinesq, tandis que la deuxième consiste à utiliser explicitement des corrélations en fonction de la température du fluide.

### 5.1 L'approximation de Boussinesq

L'approximation de Boussinesq proposée telle que dans FLUENT [43] consiste à définir des propriétés thermo-physiques constantes en introduisant le coefficient d'expansion thermique  $\beta$ . Toutes les propriétés sont donc considérées constantes dans tous les termes des équations sauf

pour le terme de gravitation, représentant la poussée d'Archimède. Ce terme s'exprime initialement comme suit :

$$(\rho - \rho_0) g \quad (5.1)$$

avec  $\rho_0$  la densité à la température d'entrée et  $\rho$  celle à la température du fluide local.

On introduit alors le coefficient d'expansion thermique  $\beta$ , exprimé en  $K^{-1}$  par :

$$\beta = -\frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p \quad (5.2)$$

Il est ainsi possible d'exprimer le terme de gravité en ne prenant en compte que ce dernier et la densité de référence, c'est-à-dire :

$$(\rho - \rho_0) g \approx -\rho_0 \beta (T - T_0) g \quad (5.3)$$

Cette approximation est supposée correcte lorsque le changement de densité est relativement faible. En effet, on introduit un coefficient d'expansion thermique constant qui implique que le changement de densité est une fonction linéaire de la température. Cette approximation est valide lorsque le critère suivant est vérifié [43] :

$$\beta(T - T_0) \ll 1 \quad (5.4)$$

Dans le cas de l'écoulement dans la calandre utilisée lors des expériences de Stern Laboratories [12], l'eau rentre à  $55^\circ\text{C}$ , il est alors possible de majorer la variation de température, en restant dans un domaine où le fluide est monophasique (i.e.,  $T_{max} \leq 100^\circ\text{C}$ ) :

$$(T - T_0) \leq 45 \quad (5.5)$$

Sachant que  $\beta$  varie de  $4,85 \cdot 10^{-4}$  à  $7 \cdot 10^{-4} K^{-1}$  entre  $55^\circ\text{C}$  et  $100^\circ\text{C}$ , il est possible de majorer le produit de  $\beta$  par la variation de température, alors :

$$\beta(T - T_0) \leq 31,5 \cdot 10^{-3} \quad (5.6)$$

L'hypothèse est donc validée et il est théoriquement possible d'utiliser cette approximation pour les expériences de Stern Laboratories. Le même exercice permet également de valider cette hypothèse, selon le critère de l'équation 5.4, pour les expériences de Fand [17] et de Fand et Keswani [18].

Cette approximation est utile, car elle permet en théorie [43], d'une part de diminuer le temps de calcul par itération mais surtout, elle permet généralement une convergence des calculs plus rapide. Nous avons donc décidé d'effectuer les premiers essais numériques en utilisant cette option afin d'obtenir des résultats préliminaires avant d'utiliser des corrélations plus viables du point de vue physique. Néanmoins, cette hypothèse simplificatrice nous conduit vers deux soucis. Le premier, inhérent aux simulations numériques, est que cette hypothèse ne permet pas d'obtenir une convergence en régime permanent pour le cas de l'écoulement dans une calandre alors que c'est le but premier de son utilisation. Ceci sera discuté plus en détails dans le chapitre 7 ; il s'avère en effet que l'écoulement ne peut pas être simulé à l'aide des équations en régime permanent. On n'a alors plus besoin de cette hypothèse simplificatrice lors des calculs en régime transitoire. Le deuxième problème est que l'hypothèse de Boussinesq implique d'avoir un coefficient d'expansion thermique constant, donc que la densité est une fonction linéaire de la température. Sur la figure 5-1 sont comparées les variations de la densité de l'eau légère entre 323 et 373 K et celles prises en compte par FLUENT dans le cas de cette hypothèse avec un coefficient d'expansion correspondant à 323 K (i.e., la température d'entrée des jets pour le cas des expériences de Stern Laboratories). Les différences sont assez significatives, d'autant plus que les vitesses du modérateur sont faibles ( $5 \cdot 10^{-2} \text{ m/s}$  en moyenne), ce qui fait que de petites variations de densités peuvent donc affecter grandement les simulations, notamment avec la forte compétition entre les forces d'inerties et la poussée d'Archimède.

Il est également important de rappeler que l'hypothèse de Boussinesq ne prend pas en compte les variations des autres propriétés. Pourtant, celles-ci ne sont pas négligeable, notamment celles de la viscosité dynamique qui est presque trois fois plus faible à  $100^\circ\text{C}$  qu'à  $30^\circ\text{C}$ . Dans le même domaine de température, la conductivité thermique augmente de 10 %. Les variations relatives de la capacité calorifique sont moins importantes mais elles ne sont pas monotones et présentent un minimum autour de 309 K, comme le montre la figure 5-3. Il est alors utile de prendre en compte ces variations afin de simuler proprement le transfert de chaleur.

Pour cette étude, il est donc nécessaire d'avoir recours à des expressions pour les propriétés thermophysiques en fonctions de la température, qui doivent être implémentées dans le code FLUENT.

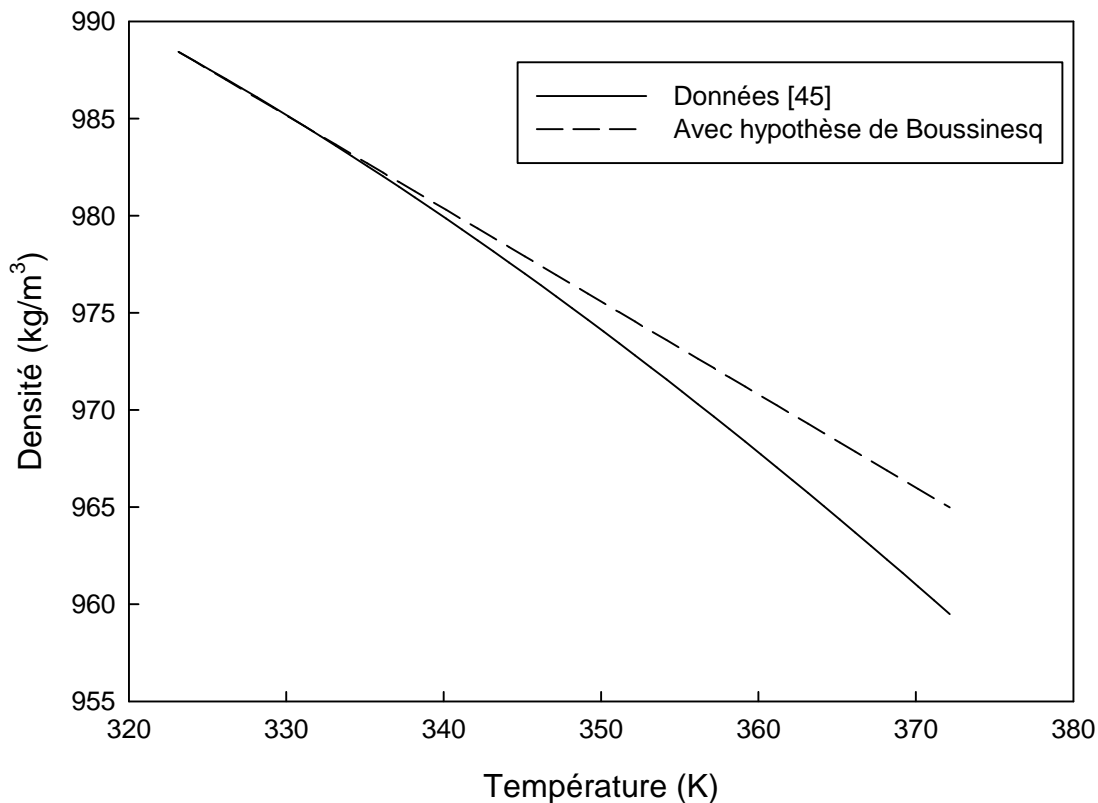


Figure 5-1 : Comparaison des densités réelles et celle calculée avec l'hypothèse de Boussinesq.

## 5.2 Propriétés thermophysiques en fonction de la température

Dans le logiciel FLUENT, il est possible de définir les propriétés thermo-physiques (e.g., densité, viscosité, conductivité et capacité thermique massique) en fonction de la température. Ceci permet de gagner en précision au niveau des calculs car il est possible de prendre en compte les variations de toutes les propriétés, contrairement à l'approximation de Boussinesq.

FLUENT propose de définir les propriétés en fonction de la température sous une forme polynômiale. Il a donc fallu définir des corrélations des propriétés en fonction de la température. Pour cela, les données thermo-physiques trouvées dans les tables ont été utilisées pour définir des corrélations à l'aide du langage Matlab. En fonction des expériences, les corrélations diffèrent, d'une part en fonction de la pression du fluide mais également en fonction de la plage des températures que l'expérience couvre. En effet, pour le cas des expériences de Stern Laboratories, de l'eau entre à 328 K et reste monophasique jusqu'à 373 K (à la pression atmosphérique) alors que pour les expériences de Fand [17], les températures les plus basses sont

de 290 K et les différences de températures sont petites. Pour les expériences de Fand et Keswani [18], l'eau est pressurisé à 70 *psia* (4,76 *atm* ou 4,83 *bar*) et la plage de température va de 283 à 390 K (à cette pression, l'eau bout à 423,65 K). Afin d'avoir le plus de précision pour chaque expérience, il est nécessaire de faire trois corrélations. Deux corrélations pour l'eau sous une atmosphère sont alors définis, une couvrant le domaine [328 K ; 373 K] pour les expériences de Stern Laboratories et une couvrant le domaine [290 K ; 340 K] pour les expériences de Fand. Pour ces dernières, les températures expérimentales ne montent pas si très haut, mais des simulations ont été effectués à partir de ces expériences avec des températures plus élevées afin de définir la capacité de FLUENT à prédire correctement le transfert de chaleur, ce sujet est traité dans le chapitre 6. Pour le cas des expériences de Stern Laboratories, des températures supérieures à la température d'ébullition à une atmosphère (373 K) ont été observées dans les simulations. Afin de pouvoir comparer les données de manière qualitative (i.e., régime permanent vs. transitoires), et pour éviter l'ébullition, de cas sera simulé à une pression de 1,4 *atm* ce qui permet de monter la température de saturation à 382,83 K. Il est important de noter qu'entre 328 K et 373 K, les corrélations pour l'eau à une atmosphère sont également valables pour des températures variant entre 328 K et 382,83 K à 1,4 atmosphère, mais a, néanmoins, des différences relatives entre 1 et 5% pour la viscosité et la capacité thermique massique quand la température dépasse 373 K.

Les corrélations sont données ci-dessous :

- Corrélation pour l'eau entre 328 et 373,15 K

$$\rho(T) = 863,14 + 1,2387 * T - 0,0026331 * T^2 \text{ kg/m}^3 \quad (5.7)$$

$$C_p(T) = 4947,7 - 5,0252 * T + 0,0081923 * T^2 \text{ J/(kg.K)} \quad (5.8)$$

$$k(T) = -0,63861 + 0,0067989 * T - 8,7549 * 10^{-6} * T^2 \text{ W/(m.K)} \quad (5.9)$$

$$\mu(T) = 10^{-6} * (9298,6 - 46,095 * T + 0,058798 * T^2) \text{ kg/(m.s)} \quad (5.10)$$

- Corrélation pour l'eau entre 290 et 340 K

$$\rho(T) = 739,34 + 1,9915 * T - 0,003781 * T^2 \quad (5.11)$$

$$C_p(T) = 10948 - 60,959 * T + 0,18196 * T^2 - 0,00017984 * T^3 \quad (5.12)$$

$$k(T) = -0,8337 + 0,0079525 * T - 1,0463 * 10^{-5} * T^2 \quad (5.13)$$

$$\mu(T) = 0,1124 - 0,00098175 * T + 2,8904 * 10^{-6} * T^2 - 2,8579 * 10^{-9} * T^3 \quad (5.14)$$

- Corrélation pour l'eau entre 283 et 390 K à 4,83 bar ou 4,76321 atm

$$\rho(T) = 438,107 + 4,89556 * T - 0,0131065 * T^2 + 9,98029 * 10^{-6} * T^3 \quad (5.15)$$

$$C_p(T) = 22105,342 - 206,34716 * T + 0,89237459 * T^2 - 0,0017225981 * T^3 + 1,2561816 * 10^{-6} * T^4 \quad (5.16)$$

$$k(T) = -0,7153932 + 0,007213269 * T - 9,311425 * 10^{-6} * T^2 \quad (5.17)$$

$$\mu(T) = 0,2438888 - 0,002681669 * T + 1,113691 * 10^{-5} * T^2 - 2,064577 * 10^{-8} * T^3 + 1,439284 * 10^{-11} * T^4 \quad (5.18)$$

Pour chacune des corrélations, les erreurs absolues et relatives maximums et moyennes sont données au tableau 5.1. La figure 5-2 montre les variations des propriétés réelles pour l'eau légère ainsi que les résultats des corrélations à partir de 55°C. A partir de la figure 5-2 et du tableau 5.1, il est possible de valider les corrélations, qui donnent des résultats très proche des valeurs données dans les tables [45]. Il est également possible d'observer que pour la corrélation couvrant un large domaine de températures, la précision est moindre (mais tout de même acceptable). Pour suivre plus correctement les variations des propriétés, il est nécessaire d'utiliser des polynômes de degrés plus élevé en employant plus de chiffres significatifs. La comparaison des deux corrélations pour l'eau à une atmosphère (voir figure 5-3) permet d'observer que celle pour le domaine [290 K ; 340 K] est moins précise, notamment pour la capacité thermique. Contrairement aux autres propriétés, celle-ci ne varie pas de façon monotone et décroît jusqu'à un minimum à environ 309 K avant de d'accroître à nouveau

Tableau 5.1 : Erreurs relatives aux corrélations

		Erreur relative $\left  \frac{(X - X_{calculé})}{X} \right $	Erreur relative moyenne	Erreur absolue $ (X - X_{calculé}) $	Erreur absolue moyenne
Densité	Eau de 323 K à 373 K (Eau 1)	$\leq 5 \cdot 10^{-5}$	$1,62 \cdot 10^{-5}$	$\leq 0,05$	0,0158
	Eau de 290 K à 340 K (Eau 2)	$\leq 1,2 \cdot 10^{-4}$	$3,32 \cdot 10^{-5}$	$\leq 0,12$	$3,3 \cdot 10^{-2}$
	Eau pressurisé de 383 K à 390 K (Eau 3)	$\leq 1,8 \cdot 10^{-4}$	$4,26 \cdot 10^{-6}$	$\leq 0,18$	$4,17 \cdot 10^{-2}$
Viscosité	Eau 1	$\leq 10^{-2}$	$3,2 \cdot 10^{-3}$	$\leq 4 \cdot 10^{-6}$	$1,21 \cdot 10^{-6}$
	Eau 2	$\leq 4 \cdot 10^{-3}$	$8,86 \cdot 10^{-4}$	$\leq 7 \cdot 10^{-8}$	$2,15 \cdot 10^{-8}$
	Eau 3	$\leq 2,5 \cdot 10^{-2}$	$5,02 \cdot 10^{-3}$	$\leq 1,2 \cdot 10^{-5}$	$2,4 \cdot 10^{-6}$
$C_p$	Eau 1	$\leq 6 \cdot 10^{-5}$	$1,92 \cdot 10^{-5}$	$\leq 0,25$	0,0805
	Eau 2	$\leq 1,2 \cdot 10^{-4}$	$7,2 \cdot 10^{-5}$	$\leq 0,5$	0,302
	Eau 3	$\leq 2,5 \cdot 10^{-4}$	$5,26 \cdot 10^{-5}$	$\leq 1,02$	0,221
$k$	Eau 1	$\leq 3,5 \cdot 10^{-4}$	$1,07 \cdot 10^{-4}$	$\leq 10^{-4}$	$7,11 \cdot 10^{-5}$
	Eau 2	$\leq 3,5 \cdot 10^{-4}$	$6,4 \cdot 10^{-5}$	$\leq 10^{-4}$	$4 \cdot 10^{-5}$
	Eau 3	$\leq 2,5 \cdot 10^{-3}$	$6,18 \cdot 10^{-4}$	$\leq 1,5 \cdot 10^{-3}$	$4,04 \cdot 10^{-4}$



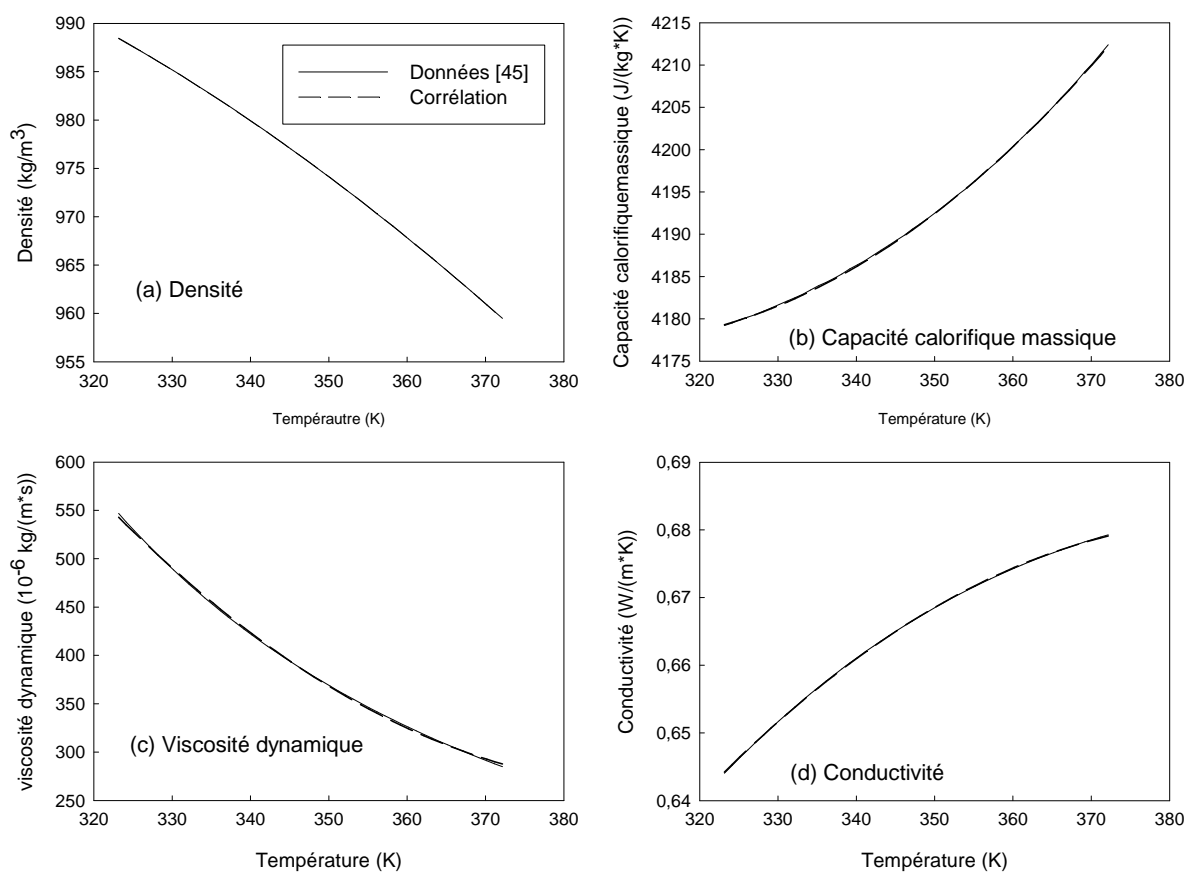


Figure 5-2 : Comparaison des variations des propriétés thermophysiques avec les résultats des corrélations.

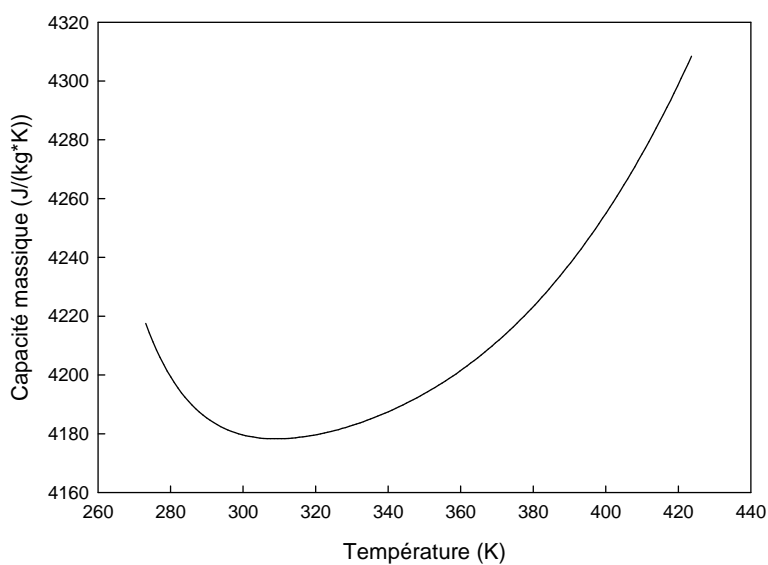


Figure 5-3 : Variation de la capacité calorifique massique en fonction de la température à 4,8 bar.

## CHAPITRE 6 VALIDATION DES MÉTHODES DE CALCUL

L'objectif de ce travail est de s'attaquer à la simulation de l'écoulement du modérateur dans la cuve d'un réacteur du type CANDU-6 présenté au chapitre 7. Avant de présenter les résultats obtenus à l'aide des simulations, il convient d'abord dans cette section de choisir les meilleures options de calculs de FLUENT sur des cas moins complexes que l'écoulement du modérateur et ainsi de valider les simulations autres que celles du modérateur.

Pour toutes les simulations, le critère de convergence est choisi tel que tous les résidus (adimensionnés) sont inférieurs à  $10^{-6}$ . Les vitesses mises en jeu dans la plupart des simulations sont petites et il est donc également important de tracer la vitesse en certains points ou surfaces, en appliquant une moyenne pondérée, de l'écoulement en fonction des itérations et de s'assurer qu'elle soit constante, au moins à  $10^{-5}$  m/s près. D'autres quantités telles que la pression et les températures sont suivies en fonction des expériences ; pour celles-ci, la convergence est acceptée lorsqu'elles sont constantes à  $10^{-1}$  près.

Le choix des schémas de calcul se fait à l'aide des simulations et des données expérimentales pour des écoulements incompressibles et isothermes à travers un faisceau de tubes, notamment celles de Paul et al. [19] et celles de Hadaller et al. [13]. Pour les expériences de Paul et al., on compare les simulations aux profils expérimentaux des vitesses. A ce propos, on utilise la variance définis comme suit :

$$\sigma^2 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (x_{exp} - x_{num})^2 \quad (6.1)$$

avec  $n$  le nombre de points expérimentaux donnés.

Avant de comparer les algorithmes de calculs et les schémas de turbulence à l'aide des expériences de Paul et al. et de Hadaller et al., il convient de mentionner brièvement la physique des écoulements autour d'un cylindre et à travers un faisceau de tubes.

La première partie de ce chapitre décrit donc brièvement les écoulements isothermes autour d'un cylindre et à travers un faisceau de tubes. La deuxième partie traite de l'étude de certaines options de calculs à l'aide des simulations des écoulements à travers des faisceaux de tubes. Enfin, la troisième partie discute des simulations de l'écoulement autour d'un cylindre chauffé.

## 6.1 Description des écoulements isothermes

Afin de mieux comprendre l'étude numérique, les écoulements isothermes autour d'un cylindre et à travers des faisceaux de tubes sont brièvement décrits dans ce chapitre. On s'attardera, dans un premier temps, sur l'écoulement isotherme autour d'un cylindre avant de présenter l'écoulement à travers des faisceaux de tubes alignés et en quinconces.

### 6.1.1 Écoulement isotherme autour d'un cylindre

Afin de mieux décrire l'écoulement, il est nécessaire d'introduire l'angle  $\theta$ , angle par rapport au plan horizontal, comme montré à la figure 6-1.

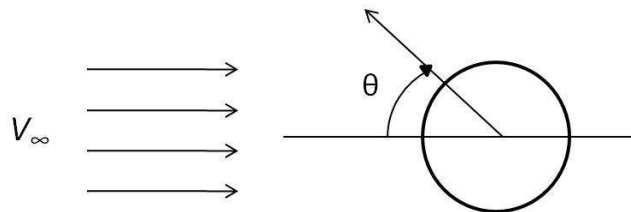


Figure 6-1 : Définition de l'angle  $\theta$ .

L'écoulement isotherme autour d'un cylindre est bien décrit par Zukauskas [27]. Selon le nombre de Reynolds, l'écoulement autour du cylindre peut avoir différents comportements. Dans toutes les expériences reproduites dans le cadre de ce travail, l'écoulement est sous critique ( $300 < Re < 2 \cdot 10^5$ ) selon Zukauskas [27]. Pour leurs caractérisation, il est important d'introduire la contrainte de cisaillement à la paroi exprimé par :

$$\tau_w = \mu \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=0} \quad (6.2)$$

Cette contrainte est, par définition, proportionnelle au gradient de vitesse à la paroi. De plus, comme le montre la figure 6-1, cette contrainte est proportionnelle à la tangente de l'angle  $\beta$  que fait le profil de vitesse à la paroi. Ainsi, pour une paroi courbe, la tangente de l'angle est supérieure à zéro lorsque la couche limite se développe normalement et la contrainte de cisaillement à la paroi est positive. La tangente de l'angle devient nulle à l'endroit où la couche limite se détache de la paroi. La tangente de l'angle ainsi que la contrainte de cisaillement à la

paroi deviennent alors négatives ce qui résulte d'un écoulement adverse proche de la paroi comme le montre la figure 6-2.

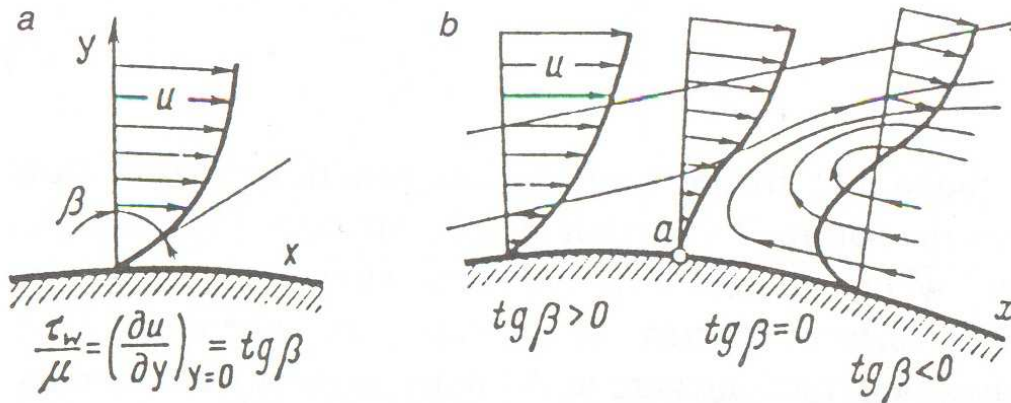


Figure 6-2 : Schémas de la couche limite (a) et de son détachement (b) [27].

L'écoulement autour d'un cylindre est tel que sa vitesse diminue jusqu'à devenir nulle en amont du cylindre au point de stagnation ( $\theta = 0^\circ$ ). Le fluide s'accélère alors autour du cylindre jusqu'à atteindre un maximum pour ensuite décélérer avant que la zone de sillage ne se forme en aval du cylindre. Pour le cas d'un écoulement potentiel, la vitesse maximale est atteinte sur le plan médian vertical du cylindre ( $\theta = 90^\circ$ ) alors que pour le cas d'un écoulement rotationnel, la vitesse maximale est atteinte avant.

Les variations du profil de vitesse autour du cylindre conditionnent le comportement de la couche limite. Ainsi, à partir du point de stagnation, une couche limite laminaire se développe le long de la circonférence du cylindre. La couche limite laminaire va par la suite se détacher de la paroi tel que montré à la figure 6-1 (b). Le détachement de la couche limite crée alors une zone de recirculation en aval du cylindre. Dans le cas d'un écoulement sous critique, la couche limite est laminaire. Lorsque l'écoulement devient critique ( $Re > 2 \cdot 10^5$ ), la couche limite laminaire passe par une transition avant de devenir turbulente et se détache par la suite.

En ce qui concerne les variations de pression le long de la circonférence du cylindre, il est nécessaire d'introduire le coefficient de pression comme suit:

$$C_p = 1 - \frac{p(\theta = 0) - p(\theta)}{1/2 * \rho V_\infty^2} \quad (6.3)$$

Au point de stagnation où la vitesse est nulle ( $\theta = 0^\circ$  dans la figure 6-1), la pression admet un maximum. Celle-ci va alors décroître le long de la circonférence du cylindre jusqu'à atteindre un minimum qui correspond avec le maximum de vitesse. La pression va alors augmenter de nouveau avec des variations qui dépendent du type d'écoulement et de couche limite. La figure 6-3 montre des profils de pression types mesurées lors d'expériences réalisées par Zukauskas [27]. On remarque que pour un écoulement sous-critique, la pression va augmenter après son minimum avant d'atteindre rapidement un maximum et ensuite légèrement décroître. Pour le cas d'un écoulement critique, le minimum de pression est atteint plus loin en aval sur la circonférence du cylindre. Après son minimum, la pression croit pour atteindre un quasi-palier à faible pente.

Des simulations préliminaires de l'écoulement autour d'un cylindre ont été réalisées afin de comparer les variations du coefficient de pression avec celles de Zukauskas. A ce titre, quatre simulations ont été réalisées pour deux nombres de Reynolds (9300 et 93 000), pour un écoulement confiné dans un canal et pour un écoulement libre. Le cylindre a un diamètre  $d$  de 33,02 mm, soit le même diamètre que pour les expériences de Hadaller et al. [13]. L'écoulement confiné est tel que le rapport  $d/L$  ( $L$  étant la hauteur du conduit) vaut 0,23 (celui des expériences de Zukauskas étant de 0,3). Les simulations sont effectuées avec le modèle de turbulence  $\kappa$ - $\varepsilon$  Standard. Les variations du coefficient de pression sont données pour ces quatre cas sur la figure 6-3 et comparées aux profils types données par Zukauskas. La comparaison des simulations montre que pour l'écoulement libre, la pression sur la surface du cylindre est moins importante que lorsque le cylindre se trouve dans un conduit, l'écoulement étant plus contraint dans ce dernier cas. Cependant, les profils de pressions admettent les mêmes variations.

La comparaison des variations des coefficients de pressions des simulations et des expériences de Zukauskas montre que nos résultats se rapprochent des profils types de pression pour un écoulement critique où la couche limite devient turbulente. Cependant, les nombres de Reynolds des expériences simulées sont tels que les écoulements doivent être sous-critique, c'est-à-dire que la couche limite le long de la circonférence du cylindre est laminaire. Ainsi, il est possible d'observer que le modèle de turbulence  $\kappa$ - $\varepsilon$  Standard fait l'hypothèse d'un écoulement totalement turbulent, ce qui inclut également une couche limite supposée turbulente. Il faut noter que pour simuler complètement l'écoulement qui est turbulent en aval du cylindre, nous sommes obligés d'utiliser un modèle de turbulence même s'il ne satisfait pas complètement les conditions

d'écoulement à la paroi. Cette hypothèse, inclus dans l'utilisation de tous les modèles de turbulence utilisés dans cette étude peut avoir un effet sur les simulations du transfert de chaleur.

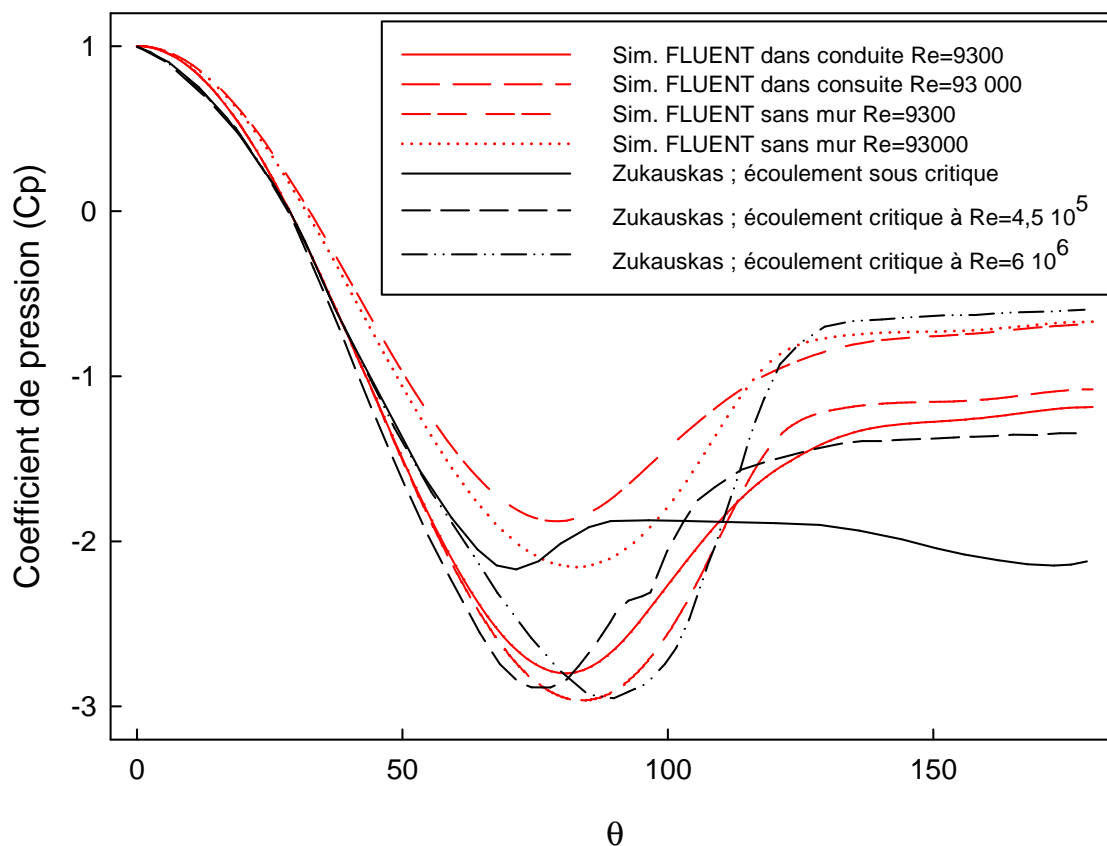


Figure 6-3 : Variation du coefficient de pression sur la surface d'un cylindre.

### 6.1.2 Écoulement isotherme à travers un faisceau de tubes

Pour l'étude de cet écoulement, les simulations des expériences de Paul et al. [19] ainsi que pour les expériences T.P. 299 de Hadaller et al. [13], les deux ayant sensiblement le même nombre de Reynolds (9000) ont été effectuées en utilisant le modèle de turbulence  $\kappa$ - $\epsilon$ ,

L'écoulement à travers un faisceau de tubes est plus contraint à cause de leurs interactions mutuelles. L'écoulement autour de la première rangée de cylindres est identique à celui d'un cylindre seul, tandis que pour les cylindres subséquents, l'écoulement en amont n'est plus

uniforme et il est plutôt turbulent. Pour les expériences employés dans ce travail, l'écoulement est sous critique ( $10^3 < Re < 2*10^5$ ), c'est-à-dire que l'écoulement en aval des cylindres est turbulent mais que la couche limite sur les cylindres est laminaire. Il est assez évident que l'écoulement à travers un faisceau de tubes en quinconces est différent de celui dans un faisceau aligné.

La figure 6-4 présente les contours de vitesses simulés avec FLUENT pour l'expérience de Paul et al. [19] de l'écoulement à travers un faisceau de tubes en quinconce. Le fluide percole dans le faisceau d'obstacles en créant des zones de recirculation composées de deux vortex en aval des tubes. De plus, en aval des cylindres, il y a des zones où la vitesse est négative, comme le montre la figure 6-5. Ces zones mettent en avant le détachement de la couche limite et la recirculation du fluide en aval du cylindre. Ainsi dans la dernière rangée, la zone de recirculation en aval est plus grande que pour les autres rangées où l'écoulement en aval est également contraint à cause de la rangée suivante.

L'écoulement à travers le faisceau de tubes en quinconce de Hadaller et al. [13] est sensiblement identique. Le champ vectoriel des vitesses entre deux cylindres longitudinaux est donné à la figure 6-6; il est possible d'y observer les deux vortex ainsi que la zone de recirculation. Cette zone est assez courte ; elle n'atteint pas le cylindre qui se trouve immédiatement en aval, ainsi, un écoulement dans le sens normal peut s'établir avant qu'il arrive au cylindre suivant.

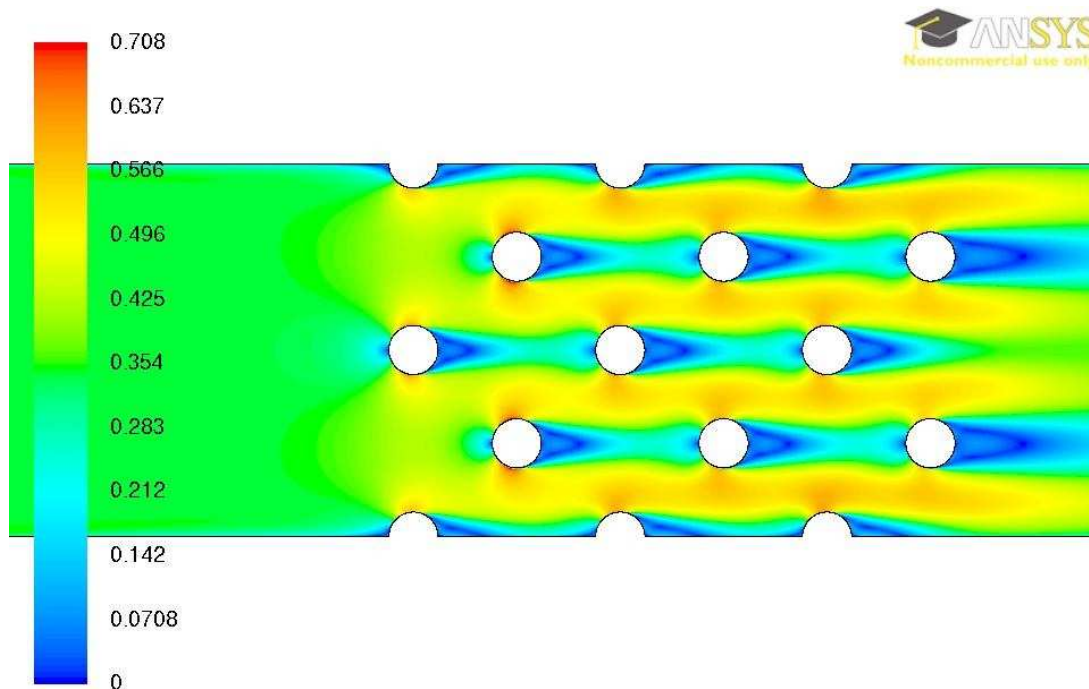


Figure 6-4 : Simulation des contours de vitesses pour l'expérience de Paul et al [19].

Pour un rapport de pas similaire, l'écoulement à travers un faisceau de tubes alignés, tel que présenté à la figure 6-7, montre qu'il n'est pas capable de se rétablir entre deux cylindres. En effet, comme il est possible de le voir à la figures 6-8, la zone de recirculation en aval d'un cylindre s'étend jusqu'au suivant, créant ainsi deux grand vortex entre deux cylindres consécutifs. L'écoulement à travers un faisceau de tubes dépend beaucoup des distances longitudinales et transverses entre les cylindres (Zukauskas [27]). Dans le cas d'un faisceau de tubes alignés, le point d'impact de l'écoulement au tube dépend de l'espacement entre deux cylindres consécutifs. Ainsi, lorsque cette distance est supérieure à  $6d$ , le point se situe sur l'horizontale, c'est-à-dire que la zone de recirculation en aval d'un cylindre ne s'étend pas jusqu'au cylindre suivant ; l'écoulement se rétabli avant le cylindre suivant. Lorsque la distance est inférieure à  $3d$ , comme c'est le cas dans ce travail, le point d'impact se fait plus haut sur la face amont du cylindre ; ainsi l'écoulement et les variations de pression sur le cylindre diffèrent qualitativement de l'écoulement autour d'un cylindre isolé. Ainsi, comme il a été mentionné, la zone de recirculation s'étend entre les deux cylindres mais la pression maximale n'est plus sur l'horizontale mais au point de contact sur la face en amont du cylindre voisin. De cette manière, la pression statique augmenta entre le plan horizontal et ce point maximum. En aval de celui-ci, l'écoulement ressemble alors à celui d'un simple tube : la pression commence à diminuer pour atteindre un



minimum et augmente par la suite. Ceci est montré sur la figure 6-9 qui présente les contours des pressions pour des faisceaux de tubes alignés et en quinconces. Pour un faisceau de tubes alignés il existe deux maximums symétriques par rapport au plan horizontal qui correspondent aux points d'impact tandis que le maximum est sur l'horizontale pour le faisceau de tubes en quinconce au niveau du point de stagnation.

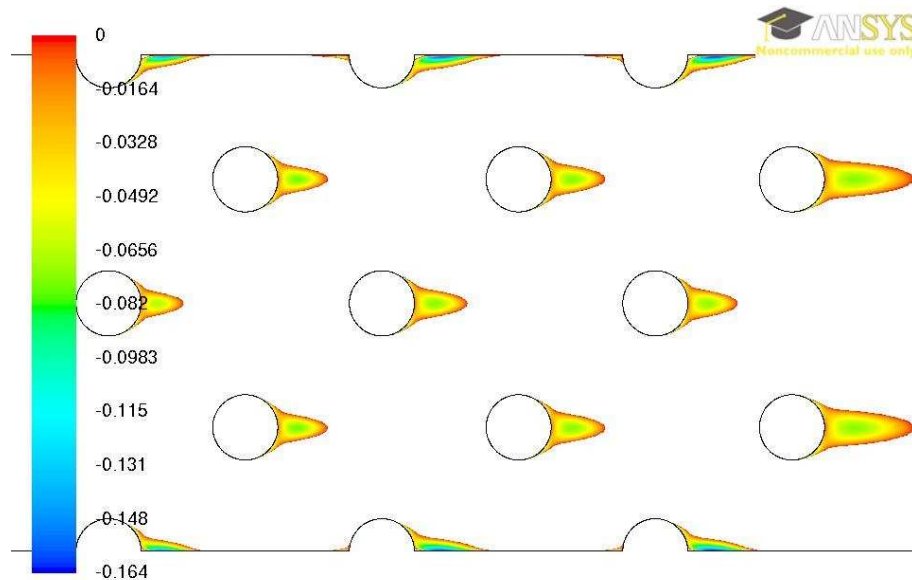


Figure 6-5 : Simulations des contours de vitesses axiales négatives pour l'expérience de Paul et al. [19]

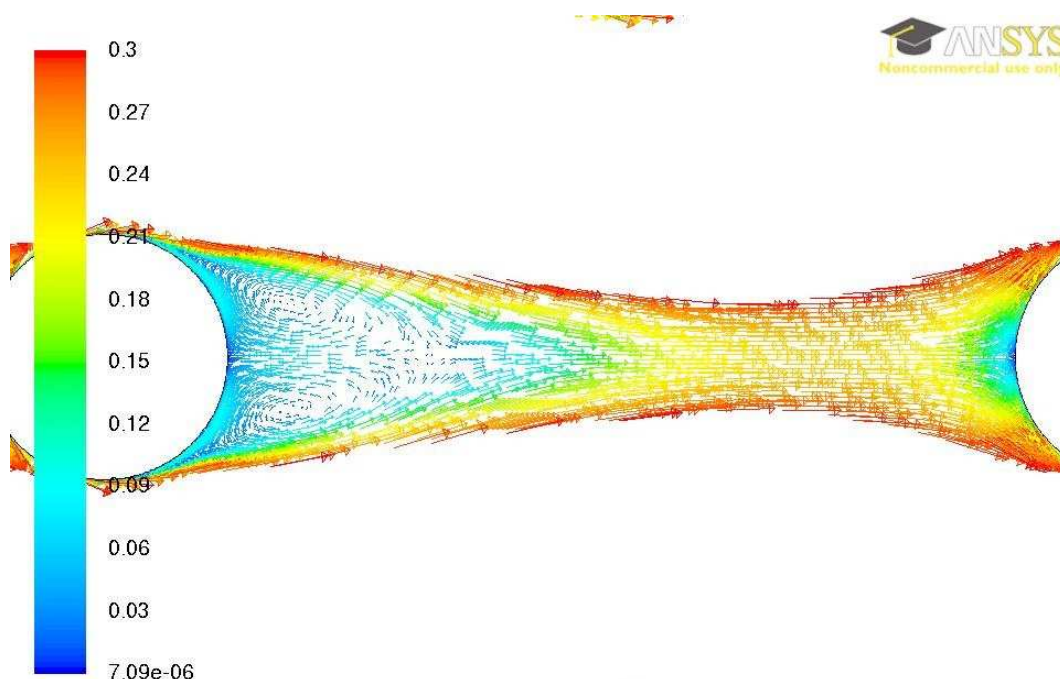


Figure 6-6 : Simulations des vecteurs vitesse (compris entre 0 et 0,3  $m/s$ ) entre deux cylindres pour l'expérience de Hadaller et al. [13] en quinconce.

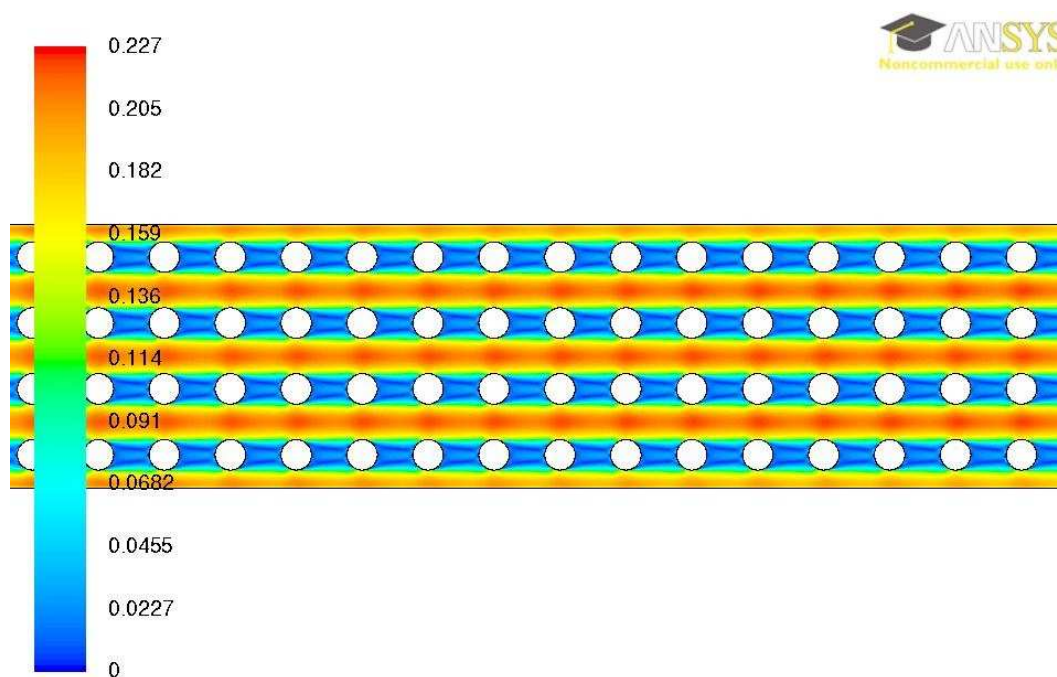


Figure 6-7 : Simulation des contours de vitesses pour l'expérience de Hadaller et al. [13] alignés.

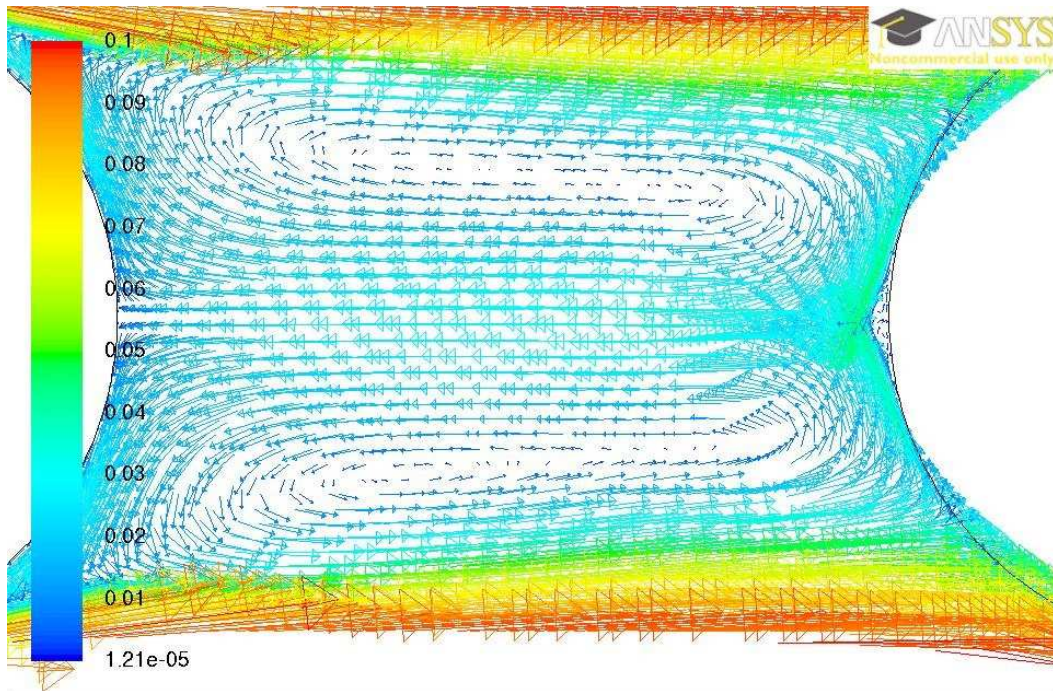


Figure 6-8 : Simulations des vecteurs vitesse (entre 0 et 0,1  $m/s$ ) entre deux cylindres consécutifs alignés pour les expériences de Hadaller et al. [13].

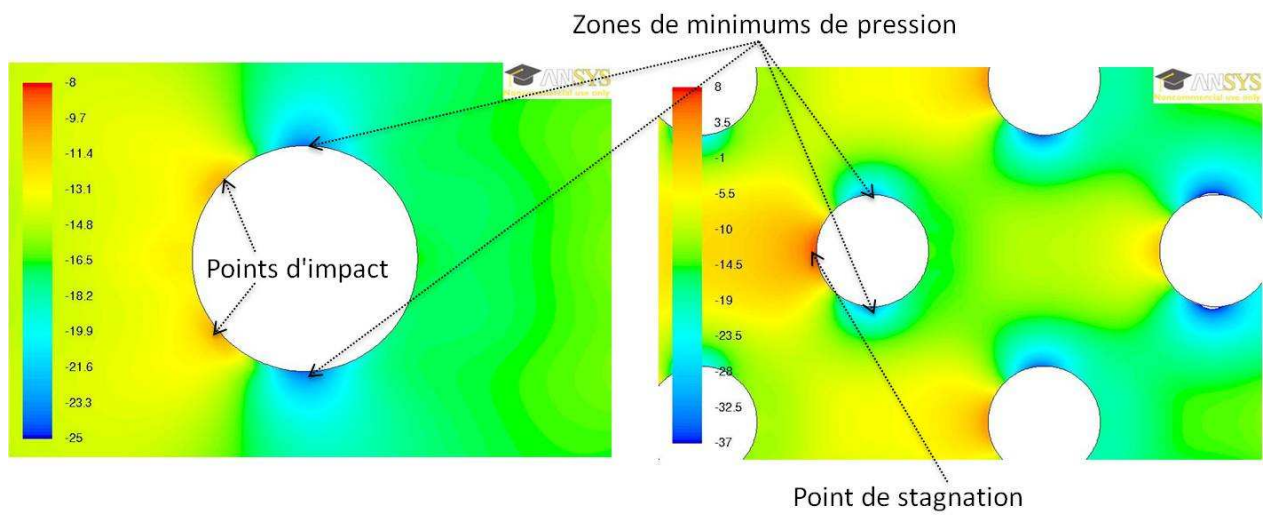


Figure 6-9 : Simulations des contours de pressions pour les faisceaux de tubes alignés (gauche) et en quinconce (droite).

## 6.2 Étude des options de calculs à l'aide des expériences effectuées dans des faisceaux de tubes

Le logiciel FLUENT propose plusieurs options de calculs pour simuler les écoulements. Afin d'effectuer les simulations requises pour la présente étude, il faut donc choisir le type de solveur, l'algorithme de calcul, le modèle de turbulence ainsi que les schémas de discrétisation et d'interpolations. Ainsi, dans le cadre de ce travail, certains algorithmes de calculs et modèles de turbulences sont investigués.

Dans le logiciel FLUENT, deux types de solveurs peuvent être choisis : le "pressure-based" et le "density-based". Le premier prend la pression comme inconnue pour résoudre l'équation de continuité et s'applique aux écoulements incompressibles. Le deuxième, en revanche, prend la densité comme inconnue pour résoudre l'équation de continuité et il est recommandé pour traiter les écoulements compressibles [43]. Étant donné que notre cas concerne des écoulements incompressibles, le solveur basé sur la pression est choisi pour ce travail.

Concernant les schémas de discrétisation, FLUENT propose plusieurs pour la pression, la quantité de mouvement, l'énergie cinétique turbulente ainsi que pour le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente  $\varepsilon$  (ou le taux spécifique  $\omega$ ). Pour plus d'informations à propos des différents schémas disponibles, le lecteur est renvoyé à la référence de FLUENT [43]. Les schémas de discrétisation proposés pour la quantité de mouvement, l'énergie cinétique turbulente et son taux de dissipation (ou son taux spécifique) sont utilisés pour discrétiser les termes de convections, tandis que les schémas de discrétisation pour la pression sont utilisés pour interpoler le terme de pression dans les équations de la quantité de mouvement.

Pour l'interpolation de la pression, quatre schémas sont proposés : le schéma standard, le schéma de deuxième ordre ("second-order"), le schéma "body-force-weighted" et le "PRESTO!". Le premier interpole la pression de manière linéaire, le deuxième ordre introduit un gradient centré sur la cellule et le "body-force-weighted" suppose que le gradient normal de la différence entre la pression et la force volumique (i.e., la gravité dans notre cas) est constant. PRESTO! (PREssure STaggering Option) est particulier parce qu'il utilise un volume de contrôle décalé afin de calculer les pressions aux faces du volume de contrôle normal (i.e., pour les vitesses). Patankar [44] démontre que ce décalage est nécessaire pour éviter des oscillations numériques dans la solution. Pour les simulations de ce travail, le schéma PRESTO! est utilisé.

Pour les schémas de discrétisation des termes de convection, cinq schémas sont proposés lorsque les schémas de turbulence à deux équations sont utilisés. Ces schémas sont le schéma de premier ordre en amont ("first-order upwind"), le schéma "power-law", le schéma en amont de deuxième ordre ("second-order upwind"), le schéma QUICK ainsi que le schéma "Third-Order MUSCL" (Monotone Upstream-Centered Schemes for Conservation Laws). Pour cette étude, le schéma de deuxième ordre en amont est utilisé. En ce qui concerne le calcul des gradients, l'option "Least Squares Cell Based" est utilisée.

Pour toutes les simulations effectuées dans le cadre de ce travail, nous avons donc employé : le solveur basé sur la pression, le schéma PRESTO! comme schéma d'interpolation de la pression, le schéma en amont de deuxième ordre comme schéma de discrétisation et enfin l'option "Least Squares Cell Based" pour le calcul des gradients.

### 6.2.1 Étude sur le choix de l'algorithme de calcul

Plusieurs algorithmes de calculs sont proposés pour effectuer les simulations dont l'algorithme SIMPLE (Semi-Implicit Pressure Link Equation) et l'algorithme Couplé étudiés dans cette partie. SIMPLE, qui a été développé par Patankar [44], est largement utilisé pour les simulations numériques ; il est basé sur une relation liant le champ de vitesse à un champ correctif de pression nécessaire pour s'assurer la conservation de la masse. Dans ce cas, les équations sont dites séparées. Cet algorithme est intéressant, car il suit la physique du phénomène. L'algorithme Couplé, quant à lui, résout les équations de quantité de mouvement et de continuité simultanément.

Pour l'étude de ces algorithmes, seulement deux schémas de turbulence sur les quatre étudiés (voir chapitre 6.2.2) sont utilisés, c'est à dire le modèle  $\kappa$ - $\varepsilon$  standard ainsi que le modèle  $\kappa$ - $\omega$ . Le modèle  $\kappa$ - $\varepsilon$  RNG se comporte comme le  $\kappa$ - $\varepsilon$  standard tandis que le  $\kappa$ - $\varepsilon$  Realizable ne converge pas correctement avec l'algorithme SIMPLE.

Les figures 6-10 à 6-12 donnent la comparaison des profils de vitesses simulés sur plusieurs surfaces avec les données expérimentales. Pour effectuer ces calculs, les deux algorithmes mentionnés ci-haut ont été utilisés conjointement avec les modèles de turbulence  $\kappa$ - $\varepsilon$  et  $\kappa$ - $\omega$ . Notez que les valeurs présentées dans ces figures sont adimensionnées, (i.e., les vitesses sont divisées par la vitesse uniforme à l'entrée du conduit). Le tableau 5.1 donne les variances entre

les calculs et les données (équation 6.1) pour les deux algorithmes ainsi que pour les deux schémas de turbulences utilisés.

La figure 6-10 compare les simulations avec les données des profils de vitesses dans la direction de l'écoulement sur les surfaces horizontales à  $y/d = 0$ . On peut observer que tous les modèles de turbulence sous estiment les vitesses en amont des zones d'impact. Concernant les zones de sillage en aval les tubes, les modèles produisent les bonnes tendances avec une zone de recirculation où la vitesse axiale est négative avant de redevenir positive. Pour les quatre surfaces, les résultats donnés par les algorithmes SIMPLE et Couplé avec le modèle  $\kappa$ - $\epsilon$  sont très similaires, les différences n'étant pas perceptibles sur les figures de profils de vitesses. Pour le modèle  $\kappa$ - $\omega$ , les différences sont plus grandes, même si les deux algorithmes donnent des résultats très semblables ; les différences les plus notables se produisant au niveau des zones de sillage. Dans ce cas, l'algorithme Couple donne de meilleurs résultats.

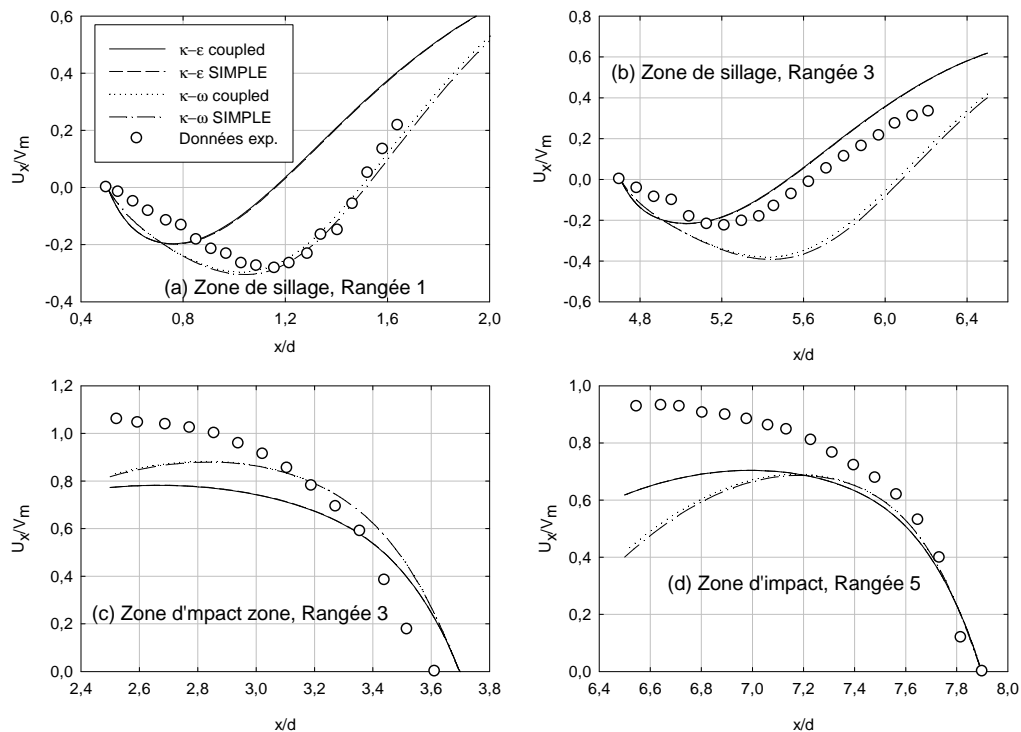


Figure 6-10 : Comparaison entre les profils de vitesse axiale simulés et les données expérimentales sur les surfaces  $y/d = 0$  [19] (algorithmes SIMPLE et Couplé et modèles  $\kappa$ - $\epsilon$  et  $\kappa$ - $\omega$ ).

Les figures 6-11 et 6-12 présentent respectivement les profils de vitesses axiales et transverses sur les surfaces latérales. Leurs observations montrent que les différences pour le modèle  $\kappa\text{-}\varepsilon$  sont plus grandes sur les surfaces latérales que pour les surfaces horizontales, mais elles ne sont pas perceptibles sur les profils. Les différences sont également plus grandes pour le modèle  $\kappa\text{-}\omega$  que pour le  $\kappa\text{-}\varepsilon$ . Néanmoins, les différences pour le modèle  $\kappa\text{-}\omega$  semblent plus faibles pour ces profils de vitesses que pour ceux de la figure 6-10. De plus, contrairement à ces mêmes profils, il est impossible dans ce cas-ci d'observer qu'un algorithme donne dans tous les cas des résultats plus proches que l'autre. Néanmoins, pour le modèle  $\kappa\text{-}\varepsilon$ , même si les différences sont presque négligeables, il semble que l'algorithme SIMPLE prédit globalement mieux les résultats alors que le Couplé semble plus approprié pour le modèle  $\kappa\text{-}\omega$ . Ces observations (i.e., figures 6-10 à 6-12) sont corroborées par les valeurs données dans le tableau 5.1.

L'observation des simulations montre que les deux algorithmes prédisent des profils de vitesses très proches, notamment pour le modèle  $\kappa\text{-}\varepsilon$ . Lorsque les différences sont présentes, il est difficile d'affirmer qu'un algorithme est meilleur que l'autre. Néanmoins, l'algorithme Couplé est recommandé lorsqu'il est employé avec le modèle  $\kappa\text{-}\omega$  et l'algorithme SIMPLE lorsqu'il est employé avec les modèles  $\kappa\text{-}\varepsilon$ .

En particulier, l'étude de la convergence de ces algorithmes et modèle est intéressante. En effet, elle permet de montrer que quand l'algorithme SIMPLE est employé, le modèle  $\kappa\text{-}\omega$  converge plus difficilement, tandis que le modèle  $\kappa\text{-}\varepsilon$  Realizable n'est pas capable de converger. De plus, l'algorithme Couplé converge toujours inconditionnellement alors que la convergence de SIMPLE semble être plus aléatoire, même si des coefficients de sous-relaxation très faibles sont utilisés. Pour les faisceaux de tubes alignés (expériences de Hadaller et al. [13]), les calculs basés sur l'emploi de l'algorithme SIMPLE ne convergent pas. Cependant ceci n'a pas été observé quand l'algorithme Couplé est utilisé. En outre, l'algorithme Couplé permet d'obtenir des petits résidus et ainsi d'accroître la précision des calculs. En d'autres termes, quand l'algorithme SIMPLE a des difficultés à converger, l'algorithme Couplé permet d'obtenir des solutions stables.

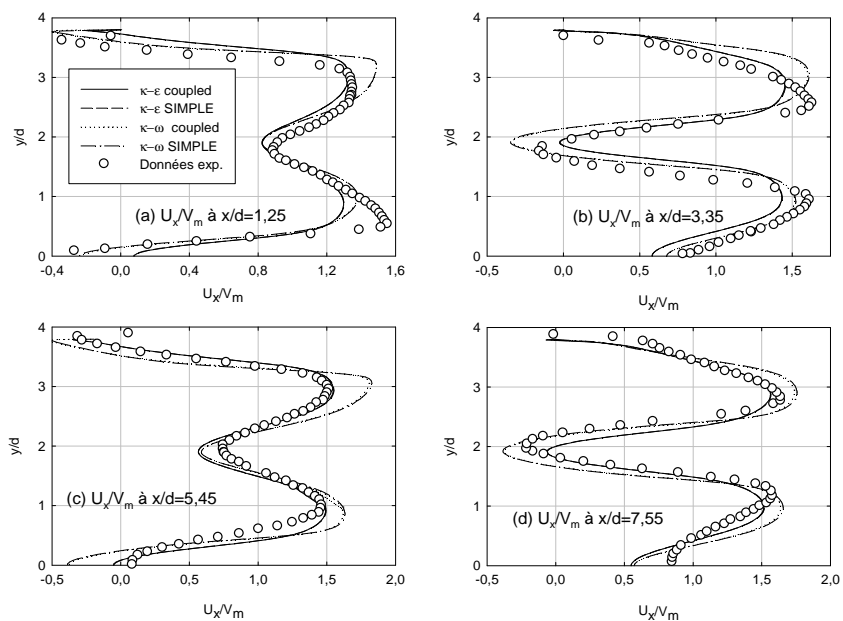


Figure 6-11 : Comparaison entre les profils de vitesse axiale simulés et les données expérimentales sur les surfaces  $x/d = \text{const.}$  [19] (algorithmes SIMPLE et Couplé et modèles  $\kappa\text{-}\epsilon$  et  $\kappa\text{-}\omega$ ).

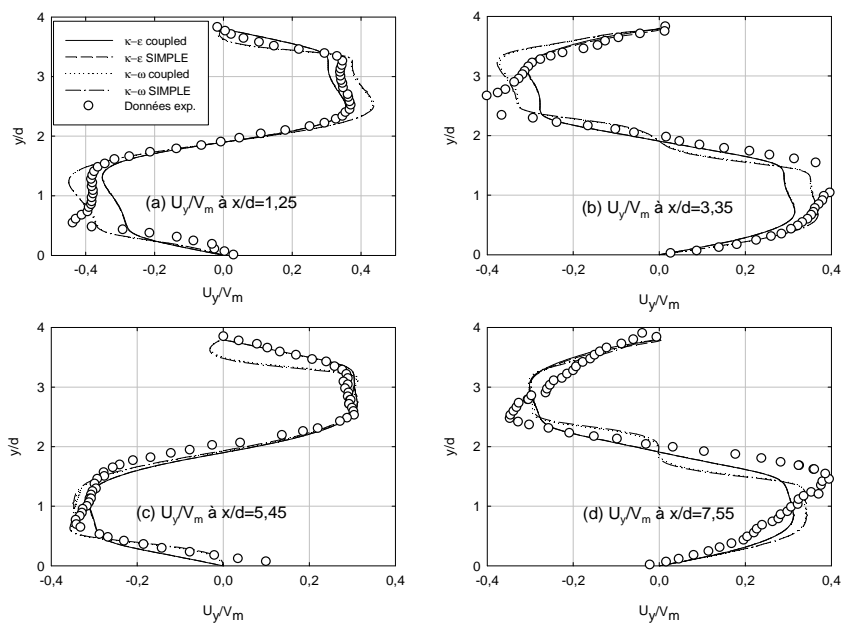


Figure 6-12 : Comparaison entre les profils de vitesse transverse simulés et les données expérimentales sur les surfaces  $x/d = \text{const.}$  [19] (algorithmes SIMPLE et Couplé et modèles  $\kappa\text{-}\epsilon$  et  $\kappa\text{-}\omega$ ).



Tableau 6.1 : Variances des simulations vs. données expérimentales (algorithme SIMPLE et Couplé).

Surface	Composante de vitesse	Variance ( $m^2.s^{-2}$ )			
		$\kappa$ - $\varepsilon$ standard		$\kappa$ - $\omega$	
		SIMPLE	Couplé	SIMPLE	Couplé
Zone d'impact 3	S	38,2	39	24	24,1
Zone d'impact 5	S	26,5	26,2	52,6	48,6
Zone de sillage 1	S	44,9	46,4	3,1	2,7
Zone de sillage 3	S	8,6	9,2	58,6	50,4
$x/d = 1,25$	S	75,7	79,5	53,6	57,1
	T	3,2	3,3	2,8	2,7
$x/d = 3,35$	S	95,7	98,8	105,8	107
	T	7	7,3	7,1	7
$x/d = 5,45$	S	25,9	27,1	64,9	57,9
	T	2,8	2,9	4,8	4,5
$x/d = 7,55$	S	48,1	47	63,8	56,7
	T	5,4	5,5	12,1	11,3

\*S = dans le sens de l'écoulement ; T = transverse à l'écoulement

En général, une seule itération est plus coûteuse lorsque l'algorithme Couplé est employé. En pratique, cela signifie que pour un domaine avec un grand nombre d'éléments, l'algorithme Couplé nécessite un temps de calcul par itération bien plus long que SIMPLE. Néanmoins, pour atteindre la convergence, il a généralement besoin de moins d'itérations. Il est alors clair qu'un compromis entre ces conditions doit être établi. Ainsi, pour un large maillage ou pour un faisceau de tubes en quinconce, l'utilisation de l'algorithme SIMPLE (avec des faibles coefficients de sous relaxation) en conjonction avec les modèles  $\kappa$ - $\varepsilon$  ou  $\kappa$ - $\varepsilon$  RNG est recommandé. Lorsqu'une convergence est difficile à atteindre, ou que des résidus petits sont souhaités, l'algorithme Couplé est recommandé. Il est important de noter qu'en fonction des conditions initiales, l'algorithme Couplé peut aussi diverger, il est donc possible et intéressant de commencer les calculs avec l'algorithme SIMPLE avant de passer à l'algorithme Couplé pour forcer la solution à devenir stable. Cette progression permet également de gagner du temps de calcul.

Pour les simulations de l'écoulement à travers un faisceau de tubes, et donc pour les tests ultérieurs des schémas de turbulence, l'algorithme Couplé est utilisé. Cependant pour les simulations de l'écoulement autour d'un cylindre, SIMPLE est employé dans la plupart des cas. Couplé a été utilisé pour garantir une solution dans certains nombre de cas. Enfin, dans la calandre, l'algorithme SIMPLE est utilisé lorsque le transfert de chaleur est pris en compte ; l'algorithme Couplé nous a permis d'obtenir des solutions stables dans le cas des simulations des écoulements isothermes dans la calandre.

## 6.2.2 Choix des modèles de turbulence

Après avoir étudié l'impact des différents algorithmes de calcul sur les simulations, cette partie du mémoire a pour objectif d'étudier les effets des modèles de turbulence. Les quatre modèles étudiés (i.e.,  $\kappa$ - $\varepsilon$  Standard,  $\kappa$ - $\varepsilon$  RNG,  $\kappa$ - $\varepsilon$  Realizable et  $\kappa$ - $\omega$ ) ont été déjà présentés au chapitre 2.

Les résultats des simulations effectuées en utilisant les quatre modèles de turbulence sont comparés dans les figures 6-13 à 6-15. La première figure présente les profils axiaux de vitesses le long des surfaces à  $y/d = 0$ . Les figures 6-14 et 6-15 montrent respectivement les vitesses axiales et transverses sur les surfaces latérales. Tous ces profils sont donnés dans la forme adimensionnelle. Enfin, dans le tableau 6.2 nous avons compilés les variances des simulations par rapport aux résultats expérimentaux [19].

La figure 6-13 permet d'observer que tous les modèles de turbulences prédisent les tendances des données, que ce soit pour les zones d'impact ou celles de sillage. Néanmoins, pour les zones d'impact, tous sous estiment les vitesses en amont des cylindres. La figure 6-13 montre également, qu'à l'exception du modèle  $\kappa$ - $\varepsilon$  standard, tous les modèles de turbulence prédisent mieux la première zone d'impact que la deuxième.

En ce qui concerne les zones de sillage, le modèle  $\kappa$ - $\omega$  prédit assez bien la première zone, notamment la longueur de recirculation, alors que les modèles  $\kappa$ - $\varepsilon$  sous estiment d'au moins 35% cette longueur. Pour la deuxième zone de sillage, c'est le modèle  $\kappa$ - $\varepsilon$  RNG qui produit la meilleure prédiction. Cette fois-ci, les modèles  $\kappa$ - $\varepsilon$  Realizable et  $\kappa$ - $\omega$  sur estiment la zone de recirculation, jusqu'à 30 % pour le modèle  $\kappa$ - $\omega$ . Le modèle  $\kappa$ - $\varepsilon$  sous estime cette longueur de 10 %. Pour les modèles  $\kappa$ - $\varepsilon$ , pour les zones de sillages, les prédictions sont meilleures au niveau

du deuxième cylindre, tandis qu'elles se détériorent quand le modèle  $\kappa-\omega$  est employé. Globalement, le modèle  $\kappa-\varepsilon$  standard prédit mieux l'écoulement à mesure qu'il progresse dans le faisceau de tube, tandis que ceci n'est pas nécessairement le cas pour le modèle  $\kappa-\omega$ . Il est difficile de donner une conclusion ferme en ce qui concerne les modèles  $\kappa-\varepsilon$  RNG et  $\kappa-\varepsilon$  Realizable ; ces derniers améliorent les prédictions dans les zones de sillage mais donnent de moins bon résultats pour les zones d'impact.

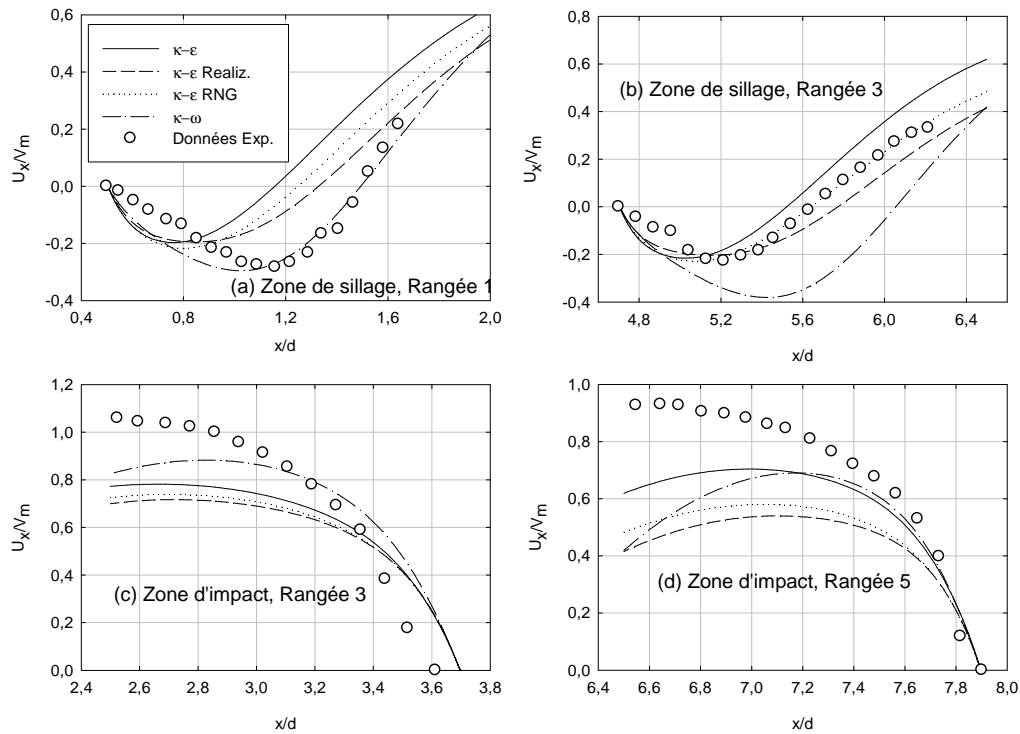


Figure 6-13 : Comparaison entre les profils de vitesse axiale simulés et les données expérimentales sur les surfaces  $y/d = 0$  [19] en utilisant différents modèles de turbulence.

Néanmoins, des doutes subsistent sur de possibles erreurs systématiques qui ont pu être introduites, involontairement, pendant les expériences de Paul et al [19]. En effet, la comparaison de la figure 6-13 (a) avec 6-13 (c), et de la figure 6-13 (b) avec 6-13 (d) montre qu'il existe une continuité des valeurs simulées le long des surfaces. Cette continuité n'apparaît pas, cependant, dans les données expérimentales. Par exemple, la valeur expérimentale de la vitesse adimensionnelle  $U_x/V_m$  à  $x/d = 6,3$  est d'environ 0,3 (voir la figure 6-13 (b)) tandis qu'elle est

d'environ 0,9 à  $x/d = 6,5$  (voir la figure 6-13 (d)), alors que les tendances expérimentales, combinées aux données numériques, donnerait une valeur aux alentours de 0,5 à  $x/d = 6,5$ . La même observation peut être appliquée aux figures 6-13 (a) et 6-13 (c). Il arrive donc qu'au même emplacement, les données expérimentales sont non seulement différentes, mais leurs tendances extrapolées divergent. Cet argument semble être supporté par les simulations des profils de vitesses sur les surfaces latérales (figures 6-14 et 6-15) qui sont relativement bonnes.

Pour les vitesses sur les surfaces latérales (figures 6-14 et 6-15), tous les modèles de turbulence prédisent les tendances des profils de vitesses mesurées. Les modèles  $\kappa\text{-}\varepsilon$  produisent des résultats très similaires aux données, tandis qu'il existe des différences non négligeables entre celles-ci et les prédictions du modèle  $\kappa\text{-}\omega$ .

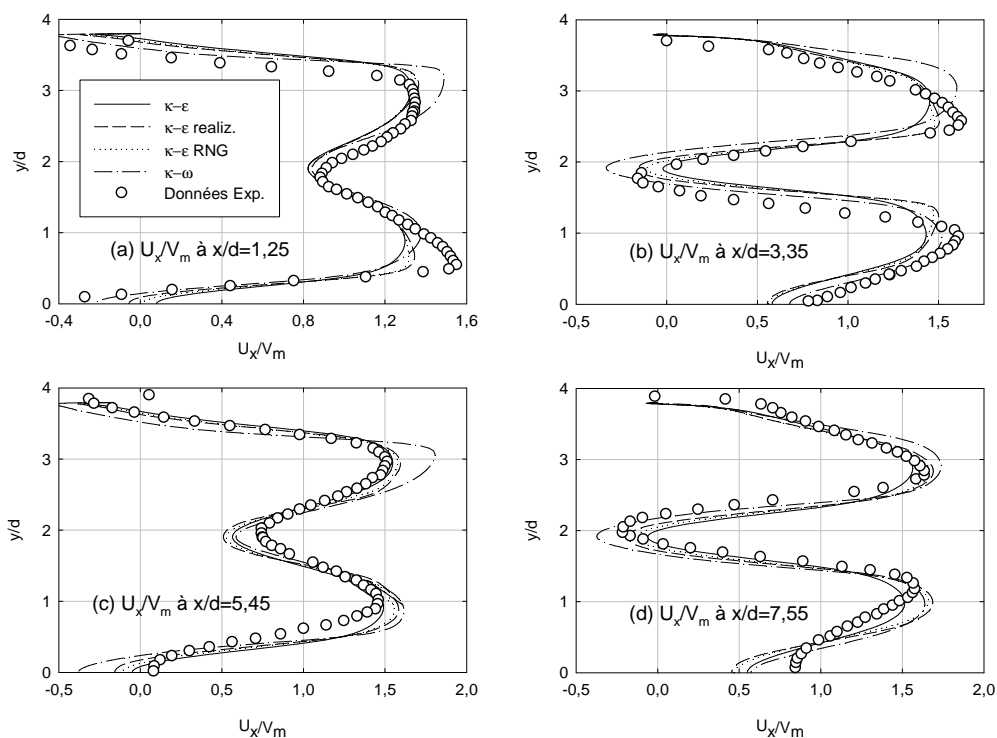


Figure 6-14 : Comparaison entre les profils de vitesse axiale simulés et les données expérimentales sur les surfaces  $x/d = \text{const.}$  [19] en utilisant différents modèles de turbulence.

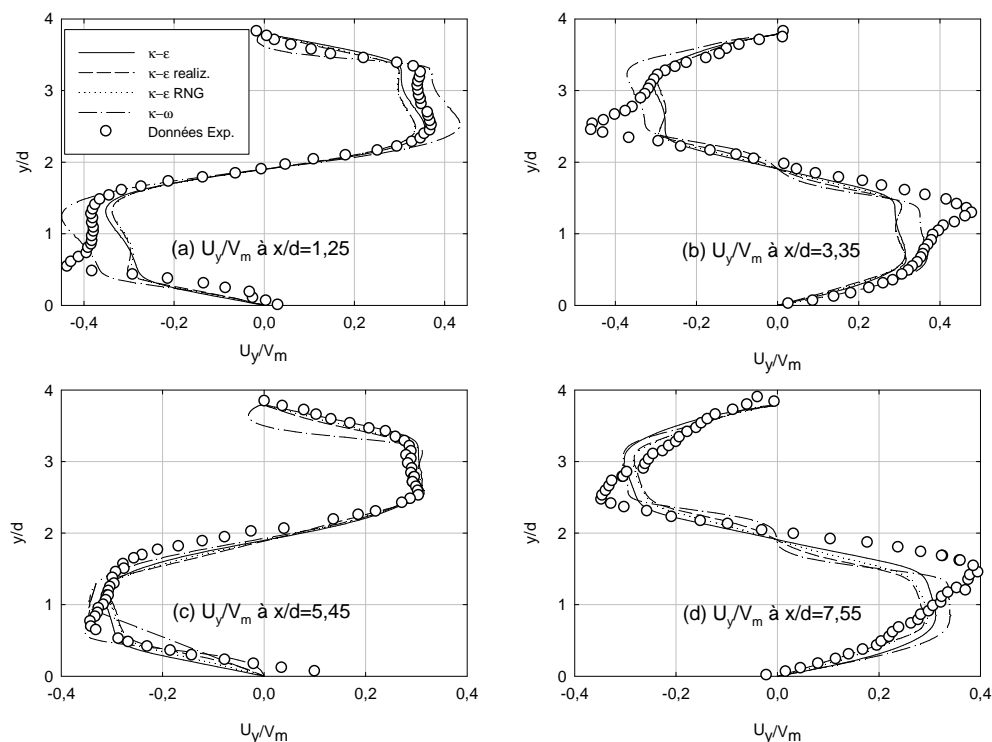


Figure 6-15 : Comparaison entre les profils de vitesse transverse simulés et les données expérimentales sur les surfaces  $x/d = \text{const.}$  [19] en utilisant différents modèles de turbulence.

En dehors des résultats des vitesses axiales du modèle  $\kappa\omega$  sur la surface  $x/d = 5,45$ , les valeurs du tableau 6.2 montrent qu'en général les modèles de turbulence prédisent mieux l'écoulement en amont des cylindres qu'en aval. Ceci est difficile à distinguer sur les profils de vitesses axiales (figure 6-7) mais peut s'observer sur les profils des vitesses transverses (figure 6-8) où l'ensemble des modèles n'arrivent pas à prédire les pics observés derrière les cylindres. Ceci est surtout vrai pour le modèle  $\kappa\omega$  qui prédit d'étranges variations à environ  $y/d = 2$ . La comparaison des profils par paires,  $x/d = 1,25$  et  $x/d = 5,45$  (en amont) et  $x/d = 3,35$  et  $x/d = 7,55$  (en aval), indique que les modèles  $\kappa\epsilon$  Standard et  $\kappa\epsilon$  RNG prédisent mieux l'écoulement à mesure que celui-ci progresse dans le canal, alors que le modèle  $\kappa\omega$  donne de moins bons résultats. La conclusion pour le  $\kappa\epsilon$  Realizable est la même que pour les autres modèles  $\kappa\epsilon$ , avec l'omission des résultats des vitesses transverses sur la surface  $x/d = 5,45$ .

En ce qui concerne la comparaison des quatre modèles de turbulences proprement dit, pour les vitesses axiales, en dehors de  $x/d = 1,25$ , le modèle  $\kappa\text{-}\varepsilon$  standard semble produire de meilleurs résultats que les autres modèles  $\kappa\text{-}\varepsilon$ . Le modèle  $\kappa\text{-}\omega$  ne produit pas de bons résultats. Cependant pour la surface  $x/d = 1,25$ , le modèle  $\kappa\text{-}\varepsilon$  performe assez mal en comparaison du modèle  $\kappa\text{-}\omega$ . Les deux autres modèles  $\kappa\text{-}\varepsilon$  se situant ainsi entre ces deux cas. Pour les vitesses transverses et pour la surface  $x/d = 1,25$ , le modèle  $\kappa\text{-}\omega$  semble être meilleur tandis que les modèles  $\kappa\text{-}\varepsilon$  sont tous équivalents. Pour la surface  $x/d = 3,35$ , la performance des modèles  $\kappa\text{-}\omega$  et  $\kappa\text{-}\varepsilon$  RNG est assez limitée. Enfin, pour les surfaces  $x/d = 5,45$  et  $x/d = 7,55$ , le modèle  $\kappa\text{-}\varepsilon$  Standard semble bien meilleur devant les modèles  $\kappa\text{-}\varepsilon$  RNG et  $\kappa\text{-}\varepsilon$  Realizable. Le modèle  $\kappa\text{-}\omega$  a de la difficulté à simuler l'écoulement dans cette région.

Tableau 6.2 : Variances vs. données expérimentales pour les quatre schémas de turbulence.

Surface	Composante de vitesse	$(m^2.s^{-2})$			
		$\kappa\text{-}\varepsilon$ Standard	$\kappa\text{-}\varepsilon$ Realizable	$\kappa\text{-}\varepsilon$ RNG	$\kappa\text{-}\omega$
Zone d'impact 3	S	39,9	58	50,9	24,1
Zone d'impact 5	S	26,2	90,4	69,4	48,6
Zone de sillage 1	S	46,4	14,1	26,1	2,7
Zone de sillage 3	S	9,2	4	1,7	50,4
$x/d = 1,25$	S	79,5	60	64,8	57,1
	T	3,3	3,1	3,4	2,7
$x/d = 3,35$	S	98,8	102,1	101,6	107
	T	7,3	7,6	7	7
$x/d = 5,45$	S	27,1	32,9	27,4	57,9
	T	2,9	3,6	3,2	4,5
$x/d = 7,55$	S	47	58	53,1	56,7
	T	5,5	0	7,1	11,3

\*S = dans le sens de l'écoulement ; T = transverse à l'écoulement

Dans la région où l'écoulement se développe (i.e.,  $0,85 < x/d < 3,35$ ), Paul et. al. [19] affirment que les modèles basés sur le taux de dissipation spécifique de l'énergie cinétique, c'est-à-dire  $\omega$  prédisent mieux l'écoulement, alors que lorsque l'écoulement est établi (i.e.,  $x/d > 5,05$ ), c'est-à-dire acceptant une périodicité spatiale, les modèles basés sur le taux de dissipation de l'énergie cinétique,  $\varepsilon$ , produisent de meilleurs résultats. Cette affirmation semble également vraie dans notre cas, le modèle  $\kappa\text{-}\omega$  donne de meilleures prédictions de l'écoulement à travers la première rangée de cylindres que les modèle  $\kappa\text{-}\varepsilon$ , tandis que le modèle  $\kappa\text{-}\varepsilon$  standard est meilleur par la suite (i.e., loin en aval de la première rangée). Les modèles  $\kappa\text{-}\varepsilon$  améliorés ne produisent pas nécessairement de meilleurs résultats. Ce constat pourrait être expliqué par le fait que les modèles de turbulence  $\kappa\text{-}\varepsilon$  font l'hypothèse que l'écoulement est entièrement turbulent et définissent une couche limite turbulente, même pour la première rangée. Le modèle  $\kappa\text{-}\omega$ , cependant, est sensé mieux prendre en compte les écoulements à faibles nombres de Reynolds, notamment proche des parois. De ce fait, ceci prouve également que l'écoulement devient plus turbulent après la première rangée. Néanmoins, malgré cette explication, il est étrange que le modèle  $\kappa\text{-}\omega$  puisse prédire correctement l'écoulement à travers la première rangée et non les suivantes.

Grâce aux profils des vitesses expérimentaux de Paul et. al. [19], cette étude permet de recommander l'utilisation du modèle  $\kappa\text{-}\varepsilon$  standard pour simuler l'écoulement à travers un faisceau de tubes. De plus, il s'avère que le modèle  $\kappa\text{-}\omega$  est plus sensible au maillage que le modèle  $\kappa\text{-}\varepsilon$  et il est plus coûteux en temps de calcul sans améliorer nécessairement la qualité des simulations. Pour le cas de la simulation de l'écoulement du modérateur dans un réacteur CANDU-6 (ou dans une calandre), il semble plus viable de choisir le modèle  $\kappa\text{-}\varepsilon$  standard, car la calandre est composée de 320 tubes puisque l'écoulement est bloqué par une série de tubes et non une seule rangée.

Les quatre modèles de turbulence sont également étudiés en comparant les simulations aux expériences de Hadaller et. al. [13]. La comparaison entre les pertes de pressions prédites et celles mesurées est donnée dans le tableau 6.3. Concernant l'emplacement des prises de pression, le lecteur peut voir les figures 1-5 et 1-6. Dans le cas des simulations, la perte de pression est calculée en effectuant une moyenne de la pression statique pondérée par la surface d'après les points de mesures indiqués dans les mêmes figures. Les erreurs relatives sont données dans le tableau 6.3 pour la perte de pression totale déterminée entre 16 rangées de tubes, que ce soit pour le faisceau de tubes alignés ou en quinconces. Les erreurs relatives pour le cas formé par 24

rangées ne sont pas données, mais elles sont du même ordre que celles du cas antérieurs. Ceci est dû au fait que la perte de pression est quasiment proportionnelle au nombre de rangées, ce qui confirme une certaine périodicité spatiale de la pression et par conséquent de la présence d'un écoulement développé. Les pertes de pression simulées sont comparées avec les données expérimentales pour le faisceau de tubes alignés et avec les résultats donnés par la corrélation pour le faisceau de tubes en quinconces (équation 1.13).

Il est clair que pour tous les modèles de turbulence, FLUENT est incapable de prédire correctement la perte de pression de l'écoulement à travers un faisceau de tubes. Une observation plus approfondie permet de voir que pour les faisceaux de tubes alignés, les simulations sous-estiment d'au moins 50 % les mesures, à l'exception de la prédiction obtenue avec le modèle  $\kappa$ - $\varepsilon$  RNG pour l'expérience 306 où l'écart est de -33 %.

Pour les faisceaux de tubes en quinconce, tous les modèles de turbulences produisent des prédictions raisonnables. En général, les modèles  $\kappa$ - $\varepsilon$  sous-estiment les pertes de pression tandis que le modèle  $\kappa$ - $\omega$  les surestiment. Cependant, ce dernier modèle fournit les valeurs les plus proches avec une erreur relative maximale d'environ +19 %. Il faut mentionner que cette erreur augmente avec le nombre de Reynolds. Pour les essais 326 et 299, le modèle  $\kappa$ - $\varepsilon$  standard sous-estime les données d'environ 20% et de 28% pour l'essai 306. Le modèle  $\kappa$ - $\varepsilon$  Realizable se comporte de la même manière que le modèle standard, cependant, pour des nombres de Reynolds élevés, l'erreur accroît. Le modèle  $\kappa$ - $\varepsilon$  RNG est le moins performant de tous. En général, les modèles  $\kappa$ - $\varepsilon$ ,  $\kappa$ - $\varepsilon$  Realizable et  $\kappa$ - $\omega$  sont capables de prédire la perte de pression de l'écoulement à travers un faisceau de tubes en quinconces à  $\pm 30$  % près. Cependant, aucun modèle n'est capable de prédire les pertes de pression de l'écoulement à travers un faisceau de tubes alignés telles que mesurées par Hadaller et al [13].

Malheureusement, des données de vitesse de l'écoulement à travers un faisceau de tubes alignés ne sont pas disponibles dans la littérature pour corroborer ces résultats. Néanmoins, les champs de pression et de vitesse étant liés, des doutes peuvent être émis sur la capacité du logiciel FLUENT à simuler correctement l'écoulement à travers un faisceau de tubes alignés à l'aide des équations RANS en régime permanent. Il est étrange d'observer que les simulations de la perte de pression de l'écoulement à travers un faisceau de tubes en quinconces soit relativement bonnes, tandis que celle obtenue pour un faisceau de tubes alignés ne le soit pas. Ceci peut être



dû au fait que la zone de recirculation dans un faisceau de tubes alignés s'étend jusqu'au cylindre suivant (voir la figure 6-7) alors que pour le cas en quinconce, l'écoulement se rétablit avant d'arriver au cylindre suivant (voir la figure 6-4). Le fait d'avoir un écoulement inverse en amont d'un cylindre doit être difficile à simuler correctement. De plus, l'écoulement à travers un faisceau de tubes en quinconces peut être considéré comme un écoulement plus guidé ou forcé que celui produit par un faisceau de tubes alignés. Ceci peut faciliter la simulation numérique de ce type d'écoulement.

La comparaison des simulations via FLUENT avec celles effectuées avec le code MODTURC [13] montre que les résultats de ce dernier sont supérieurs, en tout cas pour les faisceaux de tubes alignés. Ceci semble évident car le code utilise des résistances hydrauliques déterminées expérimentalement, par conséquent, celles-ci permettent une meilleure représentation de l'écoulement réel. Au contraire, FLUENT prend en compte tout le faisceau de tubes avec les cylindres en utilisant les équations de Navier-Stokes sans avoir recours à des ajustements empiriques. N'ayant pas les pertes de pressions prédites par MODTURC pour le cas des faisceaux de tubes en quinconces, il n'est pas possible de comparer les résultats obtenus pour ces deux codes, cependant, pour ce cas particulier et contrairement aux prédictions pour les faisceaux de tubes alignés, les simulations de FLUENT sont en accord avec les expériences.

Il est important de croiser les résultats concernant les profils de vitesses ainsi que les pertes de pression. Par une simple comparaison des pertes de pression, le modèle  $\kappa-\omega$  semblerait plus approprié, cependant, il surestime les pertes de pression. Pour les profils de vitesses, le modèle  $\kappa-\omega$  prédit correctement l'écoulement à proximité de la première rangée du faisceau de tubes mais les prédictions se détériorent le long du canal. Au contraire, le modèle  $\kappa-\epsilon$  standard prédit mieux l'ensemble de l'écoulement en aval de la première rangée du faisceau de tubes sous estime la perte de pression totale.

Il est difficile de comparer entre eux ces résultats car les données de Paul et al. [19] parce qu'elles ont été collectées à travers un faisceau de tubes composée de cinq rangées de tubes, alors que la perte de pression des expériences de Hadaller et al. [13] a été mesurée dans un faisceau de tubes composés de 33 rangées. Dans ce dernier cas, le faisceau de tubes est donc plus long et la mesure de la pression est effectuée lorsque l'écoulement est développé. Bien que Paul et al. argumentent que l'écoulement est développé à partir de  $x/d = 5,05$ , ni les profils de vitesses, ni la

perte de pression (non publiée), indiquent que l'écoulement est soumis à une certaine périodicité spatiale. Il serait nécessaire de comparer à la fois les profils de vitesses et les pertes de pression dans un des ces faisceau de tubes, cependant, ces types de données n'existent pas dans la littérature ouverte.

Tableau 6.3 : Perte de pression pour les faisceaux de tubes en lignes et en quinconce.

		Nombre de Reynolds	PLC ( <i>éq.</i> 1.13)	$\Delta p$ (Pa)				
				16 rangées		24 rangées		
				I*	S*	S*	S*	
				ER*	ER*	ER*	ER*	
				(%)	(%)	(%)	(%)	
Stern Lab. T.P. 326	Expérience			28,2		N/A		N/A
	Correlation			26,92		26,92		40,38
	MODTURC			30,50		N/A		N/A
	$\kappa$ - $\varepsilon$	2746	1,163	16,02	-43	21,36	-20	32,06
	$\kappa$ - $\varepsilon$ R			13,57	-52	21,45	-20	32,25
	$\kappa$ - $\varepsilon$ RNG			14,24	-49	19,83	-26	29,82
	$\kappa$ - $\omega$			7,28	-74	29,67	+10	44,11
Stern Lab. T.P. 306	Expérience			41,30		N/A		N/A
	Correlation			41,66		41,66		62,50
	MODTURC			44,90		N/A		N/A
	$\kappa$ - $\varepsilon$	5237	1,040	20,25	-51	30,56	-27	45,94
	$\kappa$ - $\varepsilon$ R			16,52	-60	29,52	-29	44,49
	$\kappa$ - $\varepsilon$ RNG			27,64	-33	26,53	-36	40,04
	$\kappa$ - $\omega$			12,21	-70	46,65	+12	69,47
Stern Lab. T.P. 299	Expérience			78,70		N/A		N/A
	Correlation			77,61		77,61		116,41
	MODTURC			87,30		N/A		N/A
	$\kappa$ - $\varepsilon$	9392	0,941	36,38	-54	61,96	-20	93,21
	$\kappa$ - $\varepsilon$ R			27,55	-65	55,33	-29	84,69
	$\kappa$ - $\varepsilon$ RNG			30,69	-61	48,45	-37	73,47
	$\kappa$ - $\omega$			26,49	-66	92,77	+19	137,81

\* I = alignés ; S = en quinconce ; ER = erreur relative

Même si pour la prédiction des pertes de pression, le modèle  $\kappa\text{-}\omega$  donne des résultats plus proches des données expérimentales, mais en les surestimant, le modèle  $\kappa\text{-}\epsilon$  standard est recommandé pour les simulations d'un écoulement à travers un faisceau de tubes en quinconces. Le modèle  $\kappa\text{-}\omega$ , qui est supposé être un modèle de turbulence amélioré, reste une bonne alternative tout en demandant un plus long temps de calcul et pouvant mener à des difficultés de convergence.

Basé sur les observations précédentes, pour effectuer les simulations des écoulements autour d'un cylindre et l'écoulement du modérateur dans la calandre, le modèle  $\kappa\text{-}\epsilon$  standard est utilisé car il permet d'obtenir des résultats convenables tout en étant le plus simple. En général, les modèles  $\kappa\text{-}\epsilon$  améliorés et  $\kappa\text{-}\omega$  n'ont pas une bonne performance, de plus ils rendent la convergence plus difficile et augmentent le temps de calcul. Enfin, comme il a été noté dans la partie précédente, l'algorithme SIMPLE est utilisé tandis que le Couplé sert à accroître le taux de convergence dans certain cas particulier.

Ayant observé que FLUENT, utilisé avec les équations RANS, n'est pas capable de prédire l'écoulement à travers un faisceau de tubes alignés, il est possible de se poser la question sur la capacité de ce logiciel à simuler correctement l'écoulement du modérateur dans la calandre. En effet, selon la figure 1, la partie centrale de la calandre peut être considérée comme un faisceau de tubes alignés. Néanmoins, il est important de noter que pour les expériences de l'écoulement à travers des faisceaux de tubes utilisés dans ce travail, tous les écoulements ont un angle d'attaque nul vis-à-vis de la première rangée, ce qui n'est pas le cas dans un réacteur CANDU ou dans les expériences de Stern-Laboratories qui seront présentées au chapitre 7. En effet, il est possible d'affirmer que ce type d'écoulement admet toujours un certain angle d'attaque avec la première rangée de cylindres. Ceci implique que l'écoulement du modérateur est plutôt équivalent à celui à travers un faisceau de tubes en quinconces, caractérisé par des angles d'attaque quelconque.

### **6.3 Convection forcée autour d'un simple tube**

Les expériences de Fand [17] et Fand et Keswani [18] sont ici comparées avec nos simulations numériques. Il est important de rappeler que les expériences de Fand couvrent la plage de Reynolds  $11 \cdot 10^3 \leq Re_f \leq 63 \cdot 10^3$  et que le cylindre est maintenu à une température constante

alors que pour les expériences de Fand et Keswani, le cylindre est soumis à un flux de chaleur constant pour  $400 \leq Re_f \leq 3700$ . Pour la présente étude, seules les expériences dont le nombre de Reynolds est supérieur à 1000 sont utilisées. Avant de présenter et de discuter de nos résultats, deux études préliminaires sont faites. La première est sur le rôle de la gravité dans l'écoulement forcé autour d'un cylindre et la deuxième est sur l'effet de l'intensité turbulente sur l'écoulement.

### 6.3.1 Rôle de la gravité dans l'écoulement forcé autour d'un cylindre

Bien que pour ces expériences la convection soit dite forcée, il est intéressant de regarder jusqu'à quel point l'effet de la gravité peut être négligeable. En effet, selon les expériences, il est possible que la poussée d'Archimède soit suffisamment importante par rapport aux forces inertielles pour provoquer des asymétries dans l'écoulement. Il est important de noter que ceci n'est vrai que pour un écoulement horizontal et non vertical comme celui dans la calandre. Pour les expériences de Fand [17], le rapport  $\frac{Gr}{Re^2}$  (i.e., le nombre de Richardson,  $Ri$ ) est plus petit que l'unité. Ces valeurs sont compilées dans le tableau 6.4. Ainsi, dans ce cas il est possible de négliger les forces de gravitation par rapport aux forces inertielles. Pour étudier l'effet de la gravitation, les expériences de Fand [17] ont été prises avec et sans la gravité. Les nombres de Nusselt, aussi que l'écoulement simulés avec et sans les termes de gravitation dans les équations de quantités de mouvements, sont identiques. Ces simulations prouvent que dans le cas de ces expériences, l'écoulement est forcé (i.e., contrôlé par les termes inertiels).

Tableau 6.4 : Caractéristiques et nombres adimensionnels lors des expériences de Fand [17].

Expérience de Fand	$V_\infty$ (m/s)	$T_f$ (K)	$(Re)_\infty$	$(Re)_f$	$(Gr)_f$	$(Ri)_f$
1	3,682	301,79	47851,61	49980,98	$6,1 \cdot 10^4$	$2,6 \cdot 10^{-5}$
2	1,216	301,75	15746,79	16492,06	$5,1 \cdot 10^4$	$1,9 \cdot 10^{-4}$
3	0,817	302,71	10672,45	11314,19	$2,5 \cdot 10^4$	$1,9 \cdot 10^{-4}$
4	3,176	301,15	41284,81	42511,45	$2,1 \cdot 10^4$	$1,2 \cdot 10^{-5}$
5	2,222	301,42	28903,14	29918,97	$4,7 \cdot 10^4$	$5,3 \cdot 10^{-5}$

6                      4,676                      301,12                      61109,73                      62547,95                       $1,7 \cdot 10^4$                        $4,4 \cdot 10^{-6}$

Pour les expériences de Fand et Keswani [18], les nombres de Reynolds sont plus faibles et les différences de températures plus importantes que celles observées pour Fand [17]. Dans ces conditions, le nombre de Richardson peut être relativement grand, tout en étant inférieur à l'unité. Ainsi, pour certaines expériences, les forces de gravité ne sont plus négligeables par rapport aux forces d'inerties. L'écoulement peut alors se développer de manière asymétrique. Le tableau 6.5 présente les nombres caractéristiques pour les expériences de Fand et Keswani [18] pour lesquelles l'eau en entrée du conduit est de  $333,15 \text{ K}$  (i.e., les nombres de Reynolds sont les plus grands). Il faut, cependant, mentionner que les nombres adimensionnels sont calculés à la température du film en utilisant les différences des températures expérimentales.

Tableau 6.5 : Caractéristiques et nombres adimensionnels pour les expériences de Fand et Keswani [18] ( $T_\infty = 333,15 \text{ K}$ ).

$V_\infty(m/s)$	$(Re)_\infty$	$q \text{ (W)}$	$\Delta T(K)$	$T_f(K)$	$(Re)_f$	$(Gr)_f$	$(Ri)_f$
0,1311	3158	29,71	9,85	338,075	3388	$4,1 \cdot 10^5$	$3,57 \cdot 10^{-2}$
0,1311	3158	50,34	17,13	341,715	3553	$8,17 \cdot 10^5$	$6,47 \cdot 10^{-2}$
0,1311	3158	60,39	26,91	346,605	3778	$1,53 \cdot 10^6$	0,11
0,1123	2706	29,71	10,70	338,5	2919	$4,53 \cdot 10^5$	$5,32 \cdot 10^{-2}$
0,1123	2706	50,34	17,77	342,035	3056	$8,57 \cdot 10^5$	$9,18 \cdot 10^{-2}$
0,1123	2706	60,39	28,30	347,3	3265	$1,64 \cdot 10^6$	0,15
$8,23 \cdot 10^{-2}$	1983	29,71	13,23	339,765	2175	$5,87 \cdot 10^5$	0,12
$8,23 \cdot 10^{-2}$	1983	50,34	21,54	343,92	2294	$1,11 \cdot 10^6$	0,21
$8,23 \cdot 10^{-2}$	1983	60,39	33,61	349,955	2472	$2,14 \cdot 10^6$	0,35
$5,94 \cdot 10^{-2}$	1431	29,71	15,20	340,75	1590	$7 \cdot 10^5$	0,28
$5,94 \cdot 10^{-2}$	1431	50,34	26,01	346,155	1702	$1,85 \cdot 10^6$	0,5
$5,94 \cdot 10^{-2}$	1431	60,39	30,59	348,445	1751	$1,85 \cdot 10^6$	0,6
$4,91 \cdot 10^{-2}$	1183	29,71	17,01	341,655	1329	$8,09 \cdot 10^5$	0,46
$4,91 \cdot 10^{-2}$	1183	50,34	28,03	347,165	1425	$1,62 \cdot 10^6$	0,8

Par rapport aux expériences de Fand [17], celles de Fand et Keswani [18] admettent un nombre de Richardson minimum d'environ 100 fois plus grand que le nombre maximum des expériences de Fand. Le nombre de Richardson peut atteindre la valeur de 0,8. C'est-à-dire que dans ce cas, il est donc important de prendre en compte la gravité. Il est alors possible de comparer les simulations des écoulements pour deux expériences : celle caractérisée par le plus faible nombre de Richardson et celle où le nombre est le plus élevé (voir le tableau 6.4). Ainsi, les figures 6-16 et 6-17 donnent les contours de vitesses, de pression et de températures simulés pour les cas  $Ri = 3,57 \cdot 10^{-2}$  et  $Ri = 0,8$ . Afin de mieux comparer ces résultats, les contours des vitesses et des températures sont présentés de manière adimensionnelle (i.e., par rapport aux valeurs à l'entrée). Il est possible de remarquer que dans le cas où  $Ri = 3,57 \cdot 10^{-2}$ , l'écoulement est identique à celui sans transferts de chaleur décrit à la section 6.1, c'est-à-dire que l'écoulement est symétrique par rapport au plan horizontal et le point de stagnation est sur l'horizontale. Lorsque le nombre de Richardson accroît, les effets de la gravitation deviennent équivalant à ceux convectifs (inertie). Ainsi, comme il est possible de l'observer sur la figure 6-16, l'écoulement perd sa symétrie. Le point de stagnation se déplace vers le haut en amont du cylindre ce qui fait que l'écoulement est accéléré au dessous de ce cylindre. Dans ce cas-ci, il est difficile de l'observer mais si le nombre de Richardson augmente, l'accélération du fluide au dessous du cylindre fait que le vortex inférieur en aval s'aplati et le vortex supérieur s'agrandi en contrepartie.

Pour ce qui est des contours de températures, la symétrie n'est également plus vraie lorsque la gravité est prise en compte, même si dans ce cas ci, le nombre de Richardson n'est pas assez élevé pour l'observer distinctement. Concernant les nombres de Nusselt, lorsque la gravité n'est pas prise en compte, ils augmentent de manière très peu significatives. Lorsque le nombre  $Ri = 3,57 \cdot 10^{-2}$ , le nombre de Nusselt augmente de  $10^{-3}$  % tandis que pour  $Ri = 0,8$ , cet accroissement est de 1,51 %, faible mais plus significative. Néanmoins, il est toutefois utile de prendre la gravité en considération, notamment lorsque  $Ri \geq 0,5$ , car l'écoulement devient alors asymétrique.

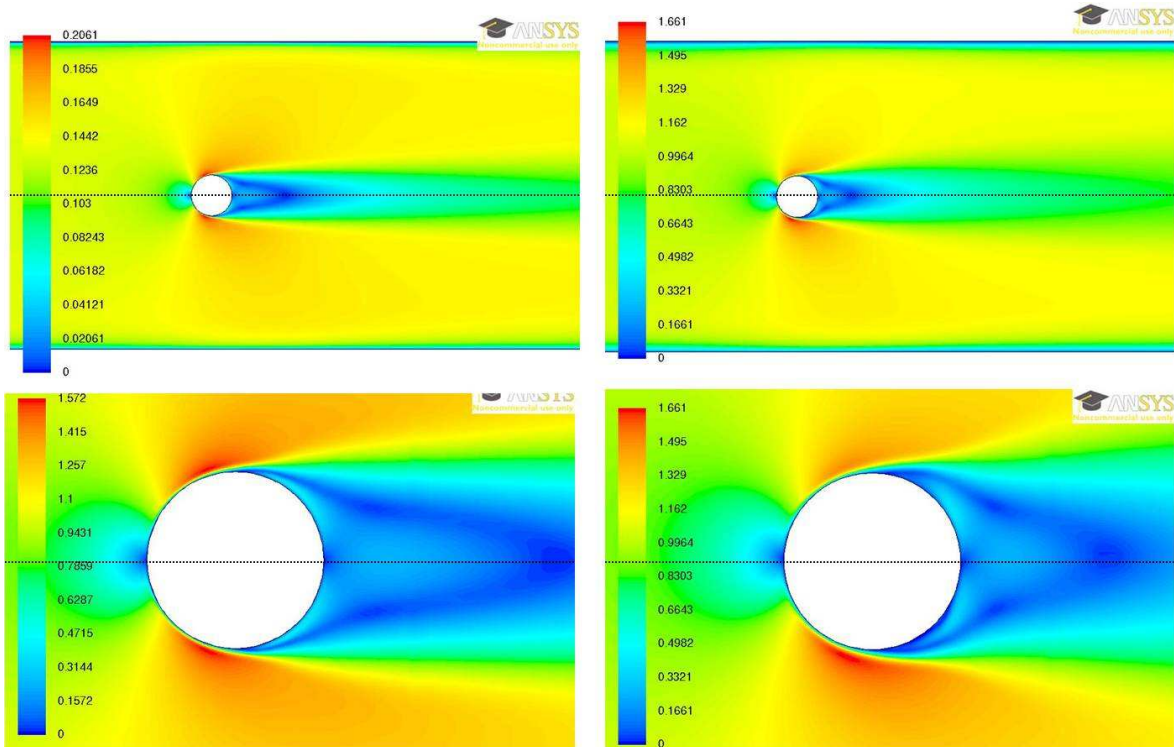


Figure 6-16 : Contours de vitesses adimensionnels ;  $Ri = 3,57 \cdot 10^{-2}$  (gauche) et  $Ri = 0,8$  (droite).

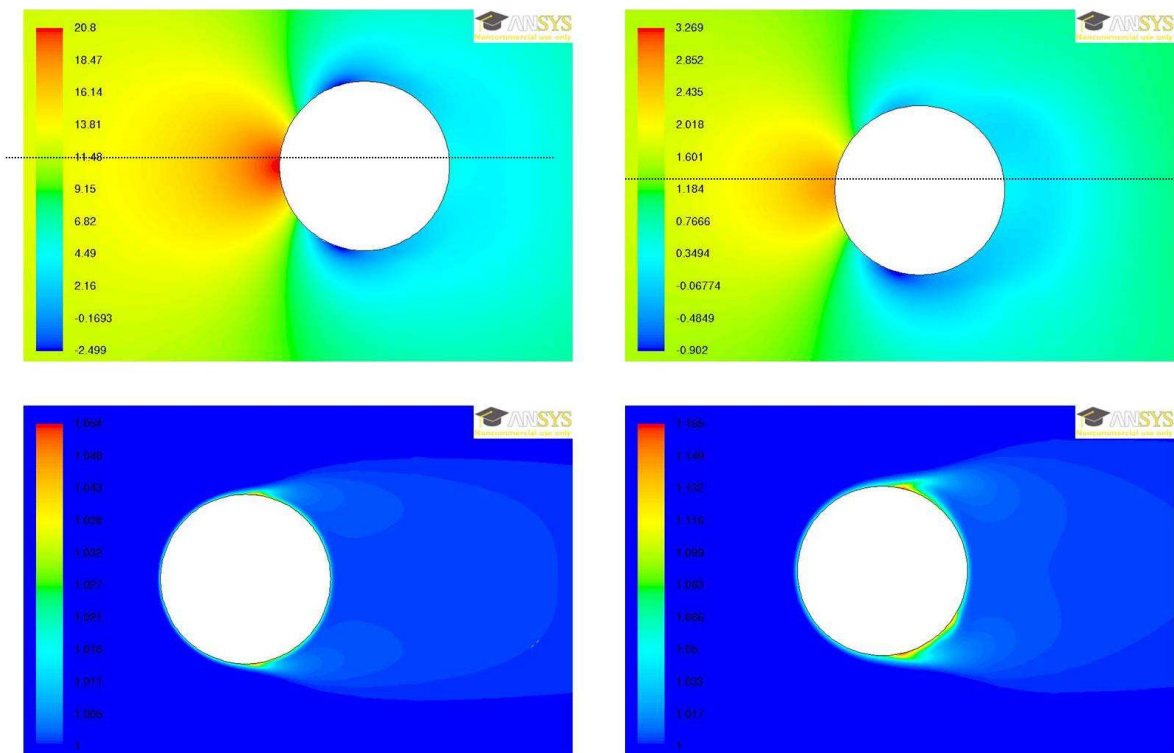


Figure 6-17 : Contours de pression (haut) et de température adimensionnel (bas) ;  $Ri = 3,57 \cdot 10^{-2}$  (gauche) et  $Ri = 0,8$  (droite).

### 6.3.2 Effet de l'intensité turbulente à l'entrée du canal

Les résultats des prédictions des expériences de Fand [17] n'étant pas satisfaisant, il a été jugé approprié d'étudier l'effet des conditions d'entrée pour la turbulence. En effet, de nombreux auteurs (Fand [17], Zukauskas [27] et Perkins et Leppert [46]) ont mis en avant l'effet de l'intensité turbulente de l'écoulement en entrée du conduit sur le transfert de chaleur. Lorsque l'intensité turbulente est plus importante, le nombre de Nusselt et, par conséquent, le transfert de chaleur l'est aussi. Zukauskas mentionne que pour un écoulement sous critique comme celui des expériences de Fand que l'augmentation de l'intensité turbulente de l'écoulement loin du cylindre de 1,2 à 15 % augmente le nombre de Nusselt de 35 à 38 %. Il faut mentionner qu'une intensité turbulente de 15 % est conséquente pour un écoulement. L'intensité turbulente ( $Tu$ ) est définie comme le rapport de la moyenne quadratique des composantes fluctuantes de la vitesse sur la vitesse moyenne, c'est-à-dire :

$$Tu = \frac{u'}{u} \quad (6.4)$$

Pour un écoulement externe, où le fluide fluctue peu, a un niveau d'intensité turbulente faible (inférieur à 1 %). Par exemple, dans les souffleries modernes, l'intensité turbulente en entrée peut être aussi basse que 0,05 % [43]. L'écoulement dans un conduit relativement large a une intensité turbulente qui varie entre 1 et 5 %. Des écoulements rapides, dans des géométries complexes ou autour de structures rotatives peuvent avoir des intensités turbulentes entre 5 et 20 %. Les expériences de Paul et al. [19] précisent une intensité turbulente de 4 % à l'entrée, ceci correspond à une intensité turbulente moyenne. Faute de plus d'informations sur ces données expérimentales, cette valeur a donc été utilisée pour effectuer nos simulations. De plus, Le guide de FLUENT suggère une relation empirique permettant d'estimer l'intensité turbulente pour l'écoulement développé dans un conduit donnée par :

$$Tu = 0,16(Re_L)^{-1/8} \quad (6.5)$$

Dans ce cas, le nombre de Reynolds est basé sur le diamètre hydraulique du conduit (i.e., le diamètre du conduit).



Pour les expériences de Fand [17], le nombre de Reynolds, basé sur le diamètre du canal, varie tel que :  $83\,245 \leq Re \leq 476\,656$ . Ceci donne, d'après la corrélation 6.5, une intensité turbulente  $Tu$  telle que :  $3,12 \leq Tu \leq 3,8 \%$ . D'après l'équation 6.5, l'intensité turbulente augmente lorsque le nombre de Reynolds diminue. Étant donné que l'intensité turbulente utilisée lors de nos simulations sont légèrement supérieures à celles données par l'équation 6.5, il a été décidé d'étudier ses effets par rapport aux nombre de Nusselt prédits. Ainsi, les expériences de Fand [17] ont été reproduites avec une intensité turbulente de 1 % à l'entrée. Le tableau 6.6 présente ainsi la comparaison des nombres de Nusselt simulés avec une intensité turbulente de 4 % (cas normalement utilisé) et une intensité turbulente de 1 %. Les erreurs relatives entre les nombres de Nusselt simulés et les données expérimentales, ainsi que les différences relatives entre les nombres de Nusselt prédits avec une intensité turbulente de 1 et 4 % sont données dans ce tableau.

Tableau 6.6 : Comparaison des simulations pour deux intensités turbulente à l'entrée du canal.

Expérience [17]	$Nu$ Expérimental	$Nu$ avec $Tu=1\%$	Erreur relative (%)	$Nu$ avec $Tu=4\%$	Erreur relative (%)	Différence relative entre les Nussel simulés (%)
1	260,5	462,25	+77,45	466,19	+78,96	0,85
2	148,3	207,90	+40,19	210,39	+41,87	1,19
3	116,1	157,94	+36,04	164,77	+41,92	4,3
4	235	408,31	+73,75	413,54	+75,97	1,28
5	198,5	314,65	+58,52	315,24	+58,81	0,18
6	296	550,57	+86,00	561,15	+89,57	1,92

Dans tous les cas, les valeurs des nombres de Nusselt simulés sont plus grandes lorsqu'une intensité turbulente de 4% est utilisée. Les simulations surestimant les nombres de Nusselt, ceci implique que les prédictions avec une intensité turbulente de 1% sont meilleures. Les différences

ne sont pas négligeables même si elles n'atteignent pas le niveau que Zukauskas [27] mentionne. Fand [17] a également discuté de la différence de ses résultats expérimentaux par rapport à ceux de Perkins et Leppert [46]. En particulier, Fand trouve des valeurs expérimentales de 54 à 76 % plus faibles que celles de Perkins et Leppert [46]. Fand [17] a mentionné que les expériences de Perkins et Leppert ont été effectuées avec un plus grand niveau de turbulence, notamment dû au fait que ces derniers utilisent un conduit à section rectangulaire créant un écoulement plus complexe que dans un conduit circulaire. De plus, Fand utilise une longueur de conduit en amont de la section d'essais permettant de calmer l'écoulement, alors que Perkins et Leppert utilisent des écrans en amont afin de laminariser l'écoulement et d'obtenir un profil de vitesse uniforme. Fand mentionne aussi que la différence entre les niveaux de turbulence peut avoir un effet de déviation du nombre de Nusselt de 20 à 30 % entre leurs cas, mais qu'au vue de la grande différence entre leurs résultats, ce n'est pas nécessairement la seule raison. Ceci permet de mentionner le fait que dans toute la littérature, les corrélations qui permettent de prédire le nombre de Nusselt donnent parfois des différences considérables, même si elles sont basées sur des données expérimentales. Ainsi, même si l'intensité turbulente semble avoir un grand rôle expérimentalement au niveau du nombre de Nusselt, elle ne joue que peu sur les résultats des simulations de ce travail et n'explique en aucuns cas les si grandes différences entre les données expérimentales et les prédictions numériques. Dans la suite de cette étude, une intensité turbulente de 4 % a été conservée comme valeur à l'entrée pour effectuer les simulations numériques.

### **6.3.3 Présentation et discussion des prédictions numériques**

Les résultats des simulations sont présentés et comparés aux résultats expérimentaux. Dans leurs travail, Fand et Keswani [18] ont utilisé l'erreur relative moyenne ainsi que la déviation standard autour de cette erreur afin de comparer les corrélations avec leurs données expérimentales. Ces outils sont également utilisés dans ce travail de maîtrise afin de comparer leurs résultats avec nos simulations. Les définitions de la moyenne et de la déviation standard sont données respectivement par :

$$\bar{E} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n E_i \quad (6.6)$$

$$s = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2} \quad (6.7)$$

Les résultats des corrélations de McAdams [29] (équation 1.7) et Fand et Keswani [18] (équation 1.11) sont également utilisés dans ce travail. Il faut mentionner que dans la section, nous avons également introduit le rapport des nombres de Nusselt  $K$ , calculée à partir de cette dernière équation.

Le tableau 6.7 montre la comparaison des nombres de Nusselt expérimentaux, calculés avec les corrélations de McAdams et Fand et Keswani, ainsi que ceux obtenus à partir de nos simulations. Les corrélations de McAdams et de Fand et Keswani prédisent assez bien les nombres de Nusselt expérimentaux. L'erreur moyenne pour la corrélation de McAdams est de 0,79 % avec une déviation de 1,7 % tandis que ceux de la corrélation de Fand et Keswani est de 0,047 % avec une déviation de 2,57 %. Cependant, les prédictions produites avec FLUENT diffèrent des valeurs expérimentales. En effet, tel qu'indiqué dans le tableau 6.7, l'erreur relative entre les nombres de Nusselt expérimentaux et numérique varie entre 41 et 90 %. En dehors de l'expérience 3, l'erreur augmente avec le nombre de Reynolds. En effet, plus le nombre de Reynolds (i.e., la vitesse) est grand, plus le nombre de Nusselt prédit s'éloigne des valeurs expérimentales. Dans tous les cas, les prédictions surestiment le nombre de Nusselt ; l'erreur moyenne est de 64,5 % et la déviation standard est de 20 %.

Pour les expériences de Fand et Keswani [18], seules les différences de température entre le fluide à l'entrée et le cylindre sont mentionnées. Afin de pouvoir comparer à la fois les données expérimentales, les simulations de FLUENT et les valeurs calculées à partir des corrélations, le nombre de Nusselt basé sur la température du film est utilisé autant pour les données expérimentales que numériques. Les tableaux 6.8 à 6.10 présentent ces résultats.

Tableau 6.7 : Comparaison des nombres de Nusselt expérimentaux et numériques pour les expériences de Fand [17].

Exp.	$(Re)_f$	$(Nu)_f$ Exp.	$K$ (éq. 1.11)	$(Nu)_f$ Corrélation de McAdams [29]	$K$ Corrélation de Fand et Keswani [18]	$(Nu)_f$ Numérique	Erreur relative (%)
1	49981,0	260,5	260,52	260,53 (+,01%)	255,91 (-1,77%)	466,19	+78,96
2	16492,0	148,3	148,32	146,67 (-1,1%)	147,2 (-,74%)	210,39	+41,87
3	11314,2	116,1	116,12	119,82 (+3,2%)	121,28 (+4,44%)	164,77	+41,92
4	42511,4	235	235,01	240,70 (+2,4%)	236,87 (+0,79%)	413,54	+75,97
5	29919,0	198,5	198,51	200,20(+,85%)	198,47 (-,02%)	315,24	+58,81
6	62548,0	296	296,01	294,16 (-0,6%)	287,17 (-2,99%)	561,15	+89,57

Exp : expérience ou expérimental

Dans l'ensemble, les prédictions sont meilleures que pour les expériences de Fand [17], les erreurs se situant entre 3 et 87 %. Il est également possible de remarquer que lorsque les prédictions s'éloignent des valeurs expérimentales (i.e., l'erreur étant supérieure à 50 %), les corrélations prédisent également mal les données expérimentales. Il est difficile de trouver une corrélation directe de l'erreur en fonction du nombre de Reynolds ou du flux de chaleur. Cependant, il est possible de remarquer que pour les expériences ayant une température d'entrée de 295,26 et 310,93 K, les prédictions sont meilleures. Pour le cas où la température d'entrée est de 333,15 K, les prédictions sont seulement acceptables en dehors des expériences où le flux de chaleur est élevé (i.e., lorsque la différence de température est la plus grande). Les prédictions pour les expériences où la température d'entrée est la plus faible sont de loin les moins performantes. Ceci peut être observé à partir du tableau 6.11 qui présente les erreurs moyennes et les déviations standard pour les simulations et les corrélations pour chacune des températures d'entrée, pour l'ensemble des expériences. Il est important de noter que Fand et Keswani [18] ont pris les erreurs algébriques pour calculer leurs moyennes, ce qui diminue les moyennes sans pour autant affecter les erreurs de chaque expérience. Pour cela, la prise en compte de la déviation standard est importante. Pour l'ensemble des expériences, les simulations surestiment le nombre

de Nusselt ; la moyenne est donc bien représentative des erreurs pour chaque expérience dans le cas des simulations. Pour les expériences de Fand et Keswani [18], les simulations de FLUENT prédisent les nombres de Nusselt avec une erreur relative de  $18,59 \pm 3,6 \%$  (dans un intervalle de confiance de 95,6 %). Ceci est tout à fait acceptable pour une prédiction de transfert de chaleur. Comme Fand et Keswani l'indiquent dans leurs travaux [18], les deux corrélations données par les équations 1.7 et 1.11 sont également bonnes.

Tableau 6.8 : Comparaison des simulations avec les expériences de Fand et Keswani [18].

$T_{\infty}$ (K)	$(Re)_f$	$q$ (W)	$(Nu)_f$ Exp.	$K$ (éq. 1.11)	$(Nu)_f$ Corrélation de McAdams [29]	$K$ Corrélation de Fand et Keswani [18]	$(Nu)_f$ Num.	Erreur relative (%)
	1388	29,71	44,35	44,39	44,98 (1,44%)	47,57 (7,16%)	52,95	19,40
	1528	40,2	37,99	38,09	45,73 (20,37%)	48,62 (27,65%)	53,37	40,47
	1611	50,34	39,30	39,43	46,15 (17,44%)	49,17 (24,69%)	53,87	37,09
283,15	1748	60,39	36,80	37,00	46,81 (27,18%)	49,99 (35,11%)	54,24	47,37
	1907	80,24	39,18	39,49	47,52 (21,29%)	50,82 (28,68%)	55,14	40,75
	2449	101,06	29,68	30,25	49,63 (67,23%)	53,04 (75,35%)	55,52	87,10
	2611	200,27	52,58	53,81	50,18 (-4,57%)	53,63 (-0,33%)	59,93	13,98
	1781	29,71	46,23	46,27	46,96 (1,57%)	49,45 (6,87%)	56,24	21,64
	2166	80,24	50,45	50,68	48,58 (-3,71%)	51,53 (1,69%)	58,34	15,62
	2886	175,86	52,43	53,33	51,06 (-2,62%)	54,37 (1,96%)	61,52	17,34
	1538	29,71	43,89	43,93	43,43 (-1,05%)	45,88 (4,43%)	51,06	16,34
294,26	1893	80,24	47,33	47,57	45,02 (-4,89%)	47,91 (0,7%)	53,16	12,30
	2549	175,86	49,19	50,13	47,39 (-3,65%)	50,65 (1,04%)	56,15	14,16
	1327	29,71	41,22	41,26	40,14 (-2,62%)	42,54 (3,09%)	46,34	12,41
	1652	80,24	44,32	44,57	41,69 (-5,94%)	44,50 (-,17%)	48,30	8,97
	2239	175,86	46,49	47,48	43,93 (-5,52%)	47,12 (-,76%)	50,85	9,37

Exp. : expérimental ; Num. = numérique

Tableau 6.9 : Comparaison des simulations avec les expériences de Fand et Keswani [18] (cont.).

$T_\infty$ (K)	$(Re)_f$	$q$ (W)	$(Nu)_f$ Exp	$K$ (éq. 1.11)	$(Nu)_f$ Corrélation de McAdams [29]	$K$ Corrélation de Fand et Keswani [18]	$(Nu)_f$ Num,	Erreur relative (%)
310,93	2431	29,71	54,32	54,35	49,56 (-8,76%)	51,90 (-4,51%)	60,47	11,31
	2673	60,39	53,90	54,01	50,38 (-6,53%)	52,99 (-1,89%)	61,42	13,94
	2977	101,06	54,56	54,83	51,33 (-5,92%)	54,20 (-1,16%)	62,55	14,64
	2094	29,71	51,48	51,50	45,81 (-11%)	48,12 (-6,58%)	55,04	6,92
	2325	60,39	49,55	49,66	46,65 (-5,85%)	49,23 (-0,88%)	55,99	12,99
	2590	101,06	51,47	51,76	47,52 (-7,66%)	50,35 (-2,73%)	57,17	11,07
	1810	29,71	46,29	46,32	42,35 (-8,51%)	44,63 (-3,66%)	49,99	8,00
	2001	60,39	47,84	47,96	43,09 (-9,94%)	45,61 (-4,91%)	50,96	6,52
	2252	101,06	48,38	48,68	43,97 (-9,11%)	46,74 (-3,99%)	52,12	7,73
	1364	29,71	39,37	39,41	36,40 (-7,56%)	38,59 (-2,07%)	41,34	5,01
	1531	60,39	40,53	40,67	37,12 (-8,42%)	39,55 (-2,76%)	42,18	4,06
	1737	101,06	41,87	42,22	37,93 (-9,41%)	40,61 (-3,81%)	43,12	2,97

Exp. : expérimental ; Num. = numérique

A partir des expériences de Fand et Fand et Keswani, il est possible de voir que pour des Reynolds relativement grand les prédictions ne sont pas bonnes alors que pour des Reynolds petits les prédictions sont bien meilleures. De plus, pour toutes les expériences, le nombre de Nusselt est surestimé, ce qui veut dire que le transfert de chaleur est surestimé et que la différence de température est sous estimée. Ceci est certainement dû au fait que les modèles de turbulence font l'hypothèse d'une couche limite turbulente alors qu'elle est physiquement laminaire (selon Zukauskas [27] ). Le transfert de chaleur se faisant mieux lorsque le fluide est turbulent et mélangé, les simulations prédisent un plus grand coefficient de transfert de chaleur à la paroi.

Tableau 6.10 : Comparaison des simulations avec les expériences de Fand et Keswani [18] (cont.).

$T_\infty$ (K)	$(Re)_f$	$q$ (W)	$(Nu)_f$ Exp	$K$ (éq. 1.11)	$(Nu)_f$ Corrélation de McAdams [29]	$K$ Corrélation de Fand et Keswani [18]	$(Nu)_f$ Num.	Erreur relative (%)
333,15	3388	29,71	57,36	57,38	52,49 (-8,48%)	54,73(-4,61%)	64,18	11,89
	3553	50,34	55,61	55,67	52,93(-4,83%)	55,35(-0,57%)	64,65	16,25
	3778	60,39	42,22	42,33	53,51(26,73%)	56,17(32,7%)	64,74	53,34
	2919	29,71	52,77	52,79	48,52(-8,06%)	50,75(-3,87%)	58,65	11,14
	3056	50,34	53,59	53,65	48,91(-8,74%)	51,30(-4,37%)	59,15	10,37
	3264	60,39	40,11	40,23	49,48(23,35%)	52,12(29,55%)	59,28	47,77
	2175	29,71	42,61	42,63	41,47(-2,68%)	43,66(2,4%)	48,73	14,38
	2294	50,34	44,10	44,18	41,85(-5,11%)	44,21(-0,07%)	49,24	11,64
	2472	60,39	33,68	33,82	42,41(25,91%)	45,01(33,09%)	49,39	46,65
	1590	29,71	37,04	37,07	35,15(-5,09%)	37,25(0,49%)	39,82	7,51
	1702	50,34	36,43	36,52	35,57(-2,36%)	37,86(3,67%)	40,25	10,49
	1751	60,39	37,06	37,19	35,75(-3,55%)	38,11(2,49%)	40,43	9,07
	1329	29,71	33,06	33,09	31,94(-3,37%)	33,99(2,71%)	35,11	6,23
	1425	50,34	33,77	33,86	32,33(-4,25%)	34,55(2,04%)	35,39	4,81

Exp. : expérimental ; Num. = numérique

Tableau 6.11 : Erreurs moyennes et déviation standard pour les expériences de Fand et Keswani [18].

		$T_{\infty} = 283,15 \text{ K}$	$T_{\infty} = 294,26 \text{ K}$	$T_{\infty} = 310,93 \text{ K}$	$T_{\infty} = 333,15 \text{ K}$	Toutes les expériences
$\overline{E}$ (%)	Corrélation de McAdams[29]	21,48	-3,60	-8,22	1,39	1,02
	Corrélation de Fand et Keswani [18]	28,33	2,09	-3,24	6,84	6,5
	Simulations FLUENT	40,88	14,24	8,76	18,68	18,59
$s$	Corrélation de McAdams[29]	5,37	0,06	0,02	1,73	1,35
	Corrélation de Fand et Keswani [18]	5,90	0,06	1,02	1,9	1,75
	Simulations FLUENT	5,63	0,16	0,15	2,85	1,8

$\overline{E}$  : erreur moyenne ;  $s$  : déviation standard

Les expériences des écoulements à travers des faisceaux de tubes ont été effectuées pour  $2000 \leq Re \leq 9400$ . De plus, dans les cas des expériences de Stern-Laboratories [11, 12] (i.e., écoulement dans une calandre), la vitesse moyenne varie entre 0,02 et 0,085 m/s. Sachant que la température à l'entrée est de 328,15 K et que dans ce cas Re ne change pas significativement avec la température, il est possible de définir un nombre de Reynolds moyen pour l'écoulement pour chaque expérience. Ainsi, pour l'ensemble des expériences [11, 12], nous avons  $1291 \leq Re \leq 5487$ , par conséquent l'écoulement dans une calandre se rapproche plus des expériences de Fand et Keswani [18] que celles de Fand [17]. De plus, chacun des cylindres ajoute 227,27 W au fluide, c'est-à-dire un flux d'environ  $10954,45 \text{ W.m}^{-2}$ . Le flux thermique fourni est donc plus faible que celui utilisé par Fand et Fand et Keswani. Ceci est intéressant, car la température à l'entrée des jets étant de 328,15 K, il est possible de comparer les expériences effectuées de l'écoulement du modérateur avec celles de Fand et Keswani (i.e., avec une température d'entrée de 333,15 K). Pour ces expériences, les prédictions sont relativement bonnes, sauf pour des flux de chaleurs élevés qui ne sont pas représentatifs des conditions utilisées dans le cas de la calandre.



Afin de valider la capacité de FLUENT à simuler le transfert de chaleur, il a été décidé de simuler d'autres expériences et d'utiliser les corrélations de McAdams et de Fand et Keswani pour comparer nos résultats. Ces corrélations font intervenir les températures de film ainsi que celles de la paroi des cylindres, il est alors impossible de les utiliser si un flux thermique constant est imposé. Pour cette raison, nous avons imposé une température de paroi constante pour ces simulations (i.e., conditions différentes de celles utilisées expérimentalement). L'idée est de prendre l'expérience 1 de Fand et de changer les conditions de celle-ci pour faire varier les nombre de Reynolds et les températures du cylindre et de comparer les nombres de Nusselt donnés par les corrélations de McAdams et de Fand et Keswani avec nos simulations. Diverses vitesses d'entrée sont alors utilisées afin d'être dans une plage  $10^3 \leq Re \leq 2 \cdot 10^4$ . De plus, la température d'entrée ne sera pas changée (i.e., elle est fixée à 299,82 K) et seule celle de la paroi du cylindre le sera. Le tableau 6.12 montre les résultats de ces expériences ainsi que les comparaisons entre les simulations et les corrélations.

Ce qui ressort clairement du tableau 6.12 c'est que les erreurs augmentent avec le nombre de Reynolds. De plus, dans notre cas, les simulations numériques surestiment dans tous les cas le nombre de Nusselt. Lorsque la température de film augmente, l'erreur augmente légèrement (le nombre de Reynolds augmente légèrement tandis que le nombre de Prandtl diminue). Cette étude permet de montrer que pour  $Re \leq 10\,000$ , le nombre de Nusselt est estimé à environ 35% près. Comme il a été mentionné, dans les cas des expériences de Stern-Laboratories [11, 12] (écoulement dans une calandre), les nombres de Reynolds moyen dans la cuve est tel que  $1291 \leq Re \leq 5487$ . En tenant compte de ces observations, le nombre de Nusselt, dans la calandre et avec le modèle de turbulence  $\kappa$ - $\varepsilon$  standard, est estimé à 30% ce qui est raisonnable pour une prédiction de transfert de chaleur.

Tableau 6.12 : Comparaison des nombres de Nusselt calculés à partir des corrélations et des simulations numériques.

Exp.	$T_w$ (K)	$V$ (m/s)	$(Re)_f$	$(Nu)_f$ McAdams [29]	$K$ Fand et Keswani [18]	$(Nu)_f$ Sim.	Erreur relative (%)	$K$ Sim.	Erreur relative (%)
S1	303,75	3,682	49981	260,53	255,91	462,25	77,43	462,29	80,65
S2	303,75	1,473	19992	162	161,98	239,46	47,81	239,48	47,84
S3	303,75	1,2	16289	145,69	146,25	208,64	43,20	208,66	42,67
S4	303,75	0,982	13328	131,32	132,33	183,20	39,51	183,22	38,46
S5	303,75	0,736	9996	113,15	114,65	153,44	35,60	153,45	33,85
S6	303,75	0,405	5498	83,07	85,12	108,69	30,84	108,70	27,70
S7	303,75	0,184	2499	55,33	57,51	68,288	23,41	68,29	18,75
S8	303,75	0,088	1194	37,88	39,87	44,89	18,51	44,90	12,60
S9	330,18	0,405	7160	87,01	90,27	115,83	33,13	116,34	28,87
S10	320,18	0,405	6517	85,58	88,49	113,37	32,47	113,60	28,38
S11	310,18	0,405	5889	84,08	86,52	110,63	31,58	110,69	27,93
S12	300,18	0,405	5285	82,50	84,30	107,55	30,36	107,55	27,58

Exp. : expérimental ; Sim. = simulation

L'étude de l'écoulement forcé autour d'un cylindre chauffé a permis de mettre en avant d'une part, que la gravité joue un rôle non négligeable lorsque le transfert de chaleur est pris en compte, même si l'écoulement est forcé. De plus, la valeur de l'intensité turbulente initiale à l'entrée ne semble pas jouer un rôle aussi important ; aussi, une valeur de 4% est donc conservée pour les simulations de l'écoulement dans la calandre. Enfin, pour la plage des vitesses dans la celle-ci, le transfert de chaleur calculé en utilisant le modèle de turbulence  $\kappa$ - $\epsilon$  standard est surestimé jusqu'à 30 %.

Ce chapitre a montré que d'une part les deux algorithmes SIMPLE et Couplé peuvent être utilisés pour les simulations. Chaque algorithme a des caractéristiques particulières, mais les deux

donnent sensiblement les mêmes résultats. L'auteur suggère fortement l'utilisation de l'algorithme SIMPLE et d'utiliser l'algorithme Couplé afin de forcer la convergence vers une solution s'il cela n'est pas faisable avec SIMPLE ou qu'une solution n'est pas assez précise. Pour le cas d'un faisceau de tubes alignés, l'utilisation de l'algorithme Couplé est, cependant, nécessaire, SIMPLE ne convergeant pas pour ce type de problème. De plus, l'utilisation du modèle  $\kappa$ - $\varepsilon$  standard comme modèle de turbulence est recommandée. Les modèles  $\kappa$ - $\varepsilon$  RNG et Realizable n'améliorent pas les prédictions, tandis que le modèle  $\kappa$ - $\omega$  prédit correctement seulement la première rangée de tubes mais a plus de difficulté à prédire l'écoulement en aval de celle-ci. Les prédictions des profils de vitesses des expériences de Paul et al [19] sont acceptables. Les pertes de pressions de l'écoulement à travers le faisceau de tubes en quinconce de Hadaller et al. [13] sont estimés à 30 % près, tandis que celles pour le faisceau de tubes alignés le sont à 70 % et ne sont donc pas performantes. Pour cette raison, la capacité du logiciel FLUENT à simuler l'écoulement à travers un faisceau de tubes alignés est alors mise en doute. Enfin, le transfert de chaleur est surestimé à 30% près par rapport aux données expérimentales.

## **CHAPITRE 7    SIMULATION DE L'ÉCOULEMENT DU MODÉRATEUR DANS LA CALANDRE**

Après avoir discuté des différentes options de calculs ainsi que de la validation et des limites des différents modèles utilisés, ce chapitre met l'emphase sur les simulations dans la calandre du réacteur nucléaire de type CANDU. A ce propos, les expériences réalisées au laboratoire Stern-Laboratories [11, 12] sont employées. D'après les précédents résultats, il est certain que les simulations de l'écoulement complexe du modérateur ne seront pas précises. Néanmoins, elles peuvent apporter une connaissance sur le comportement de l'écoulement. L'écoulement isotherme du modérateur est présenté dans un premier temps. Ensuite, nous discuterons des différents types d'écoulements du modérateur dans la calandre lorsque le transfert de chaleur est pris en compte ainsi que de caractère transitoire du phénomène mis en exergue par divers auteurs. Enfin, l'étude de l'écoulement à l'aide de nos simulations est présentée. Veuillez noter que pour simplifier la présentation, la terminologie "horaire" est utilisée de cette manière, 12 *h* correspondant à la partie supérieure de la calandre et 6 *h* à la partie inférieure.

### **7.1 Écoulement isotherme dans la calandre**

Dans ce cas, les résultats sont basés sur les expériences de Huguet et al. [11]. Lorsque l'information est disponible, les résultats des simulations réalisées avec MODTURC et MODTURC CLAS [11] sont aussi donnés dans ce chapitre. Nous discuterons dans un premier temps de l'écoulement dans la calandre sans tubes avant de s'attaquer à l'écoulement avec la présence des tubes dans la cuve.

#### **7.1.1 Écoulement sans la banque de tubes**

Dans un premier temps, Huguet et al. [11] ont étudiés l'écoulement dans une calandre vide (i.e., sans tubes). L'écoulement prédit par nos simulations correspondent à celui étudié expérimentalement. En effet, comme le montre la figure 7-1 qui donne les contours de vitesses, l'écoulement est tel que les jets propulsent le liquide vers la zone supérieure et se dirige légèrement vers la paroi de la calandre pour suivre sa courbure jusqu'à la verticale où les deux jets se rencontrent à la position 12 *h*. Dans ce cas, l'écoulement est parfaitement symétrique. De plus, une petite zone de recirculation apparaît au dessus de l'endroit où les jets se rencontrent

(i.e., 12 *h*). L'écoulement continue alors descendre vers la sortie (i.e., 6 *h*). L'écoulement est tel que deux grandes zones de recirculation sont créées dans les parties gauche et droite de la calandre. Les centres de ces vortex sont sur l'horizontale, à mi-distance entre la verticale et le mur de la calandre. Ceci se vérifie sur la figure 7-2 qui présente les trajectoires des particules ainsi que les contours de pressions, pour le cas des simulations effectuées avec FLUENT. La figure 7-3 montre les prédictions de l'écoulement du modérateur obtenues en utilisant les codes MODTURC et MODTURC CLAS [11]. Les tendances de l'écoulement sont les mêmes mais les zones de recirculation sont centrées un petit peu plus haut que le plan horizontal. Par rapport aux composantes des vitesses horizontales  $u_x$  mesurées expérimentales (figures 7-4 et 7-5), il est possible de remarquer que les vortex sont placés également centrés plus haut que le plan horizontal. En effet, les composantes de vitesses  $u_x$  sur ce plan ainsi que sur la surface à  $y = -43\text{mm}$  sont toujours positives, ce qui implique que ces surfaces sont au dessous du centre de recirculation. Au contraire, les vitesses horizontales  $u_x$  sur la surface à  $y = 84\text{mm}$  sont négatives au sein de la calandre, ce qui montre que cette surface est au dessus du centre de recirculation. Proche de la sortie de l'injecteur et de la paroi, la vitesse  $u_x$  sur cette même surface est positive ; ceci semble logique car comme il a été discuté avant, le fluide, à la sortie de l'injecteur, a tendance à se diriger vers le mur et à suivre la courbure de la cuve. Ceci a d'ailleurs l'effet de créer une zone de recirculation entre la partie centrale du jet et la paroi. De plus, étant donné qu'une partie du fluide n'est pas sortie, cette fraction remonte et passe à l'extérieur des jets (i.e., à 3 *h*). Ces éléments peuvent être observés dans la figure 7-2 qui montre les contours de pression de nos simulations.

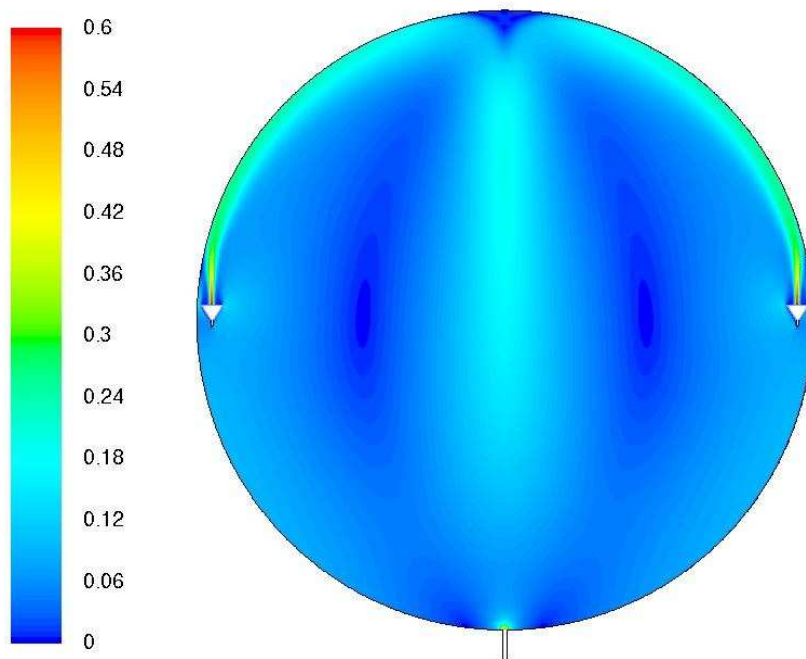


Figure 7-1 : Contours de vitesses ; cas de la calandre vide.

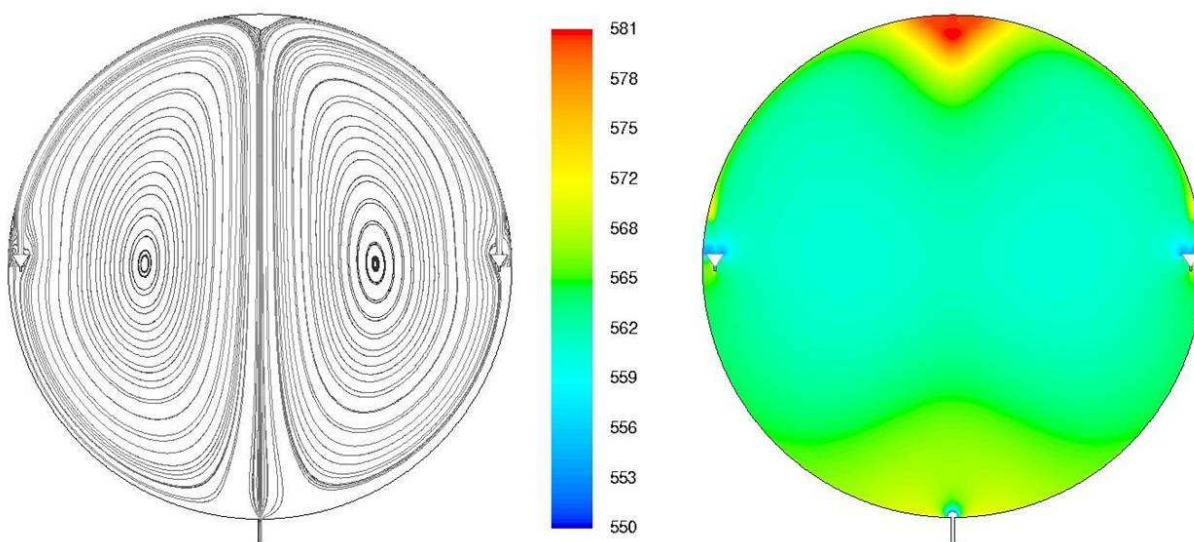


Figure 7-2 : Trajectoires des particules (gauche) et contours de pressions (droite) ; cas de la calandre vide simulés avec FLUENT.

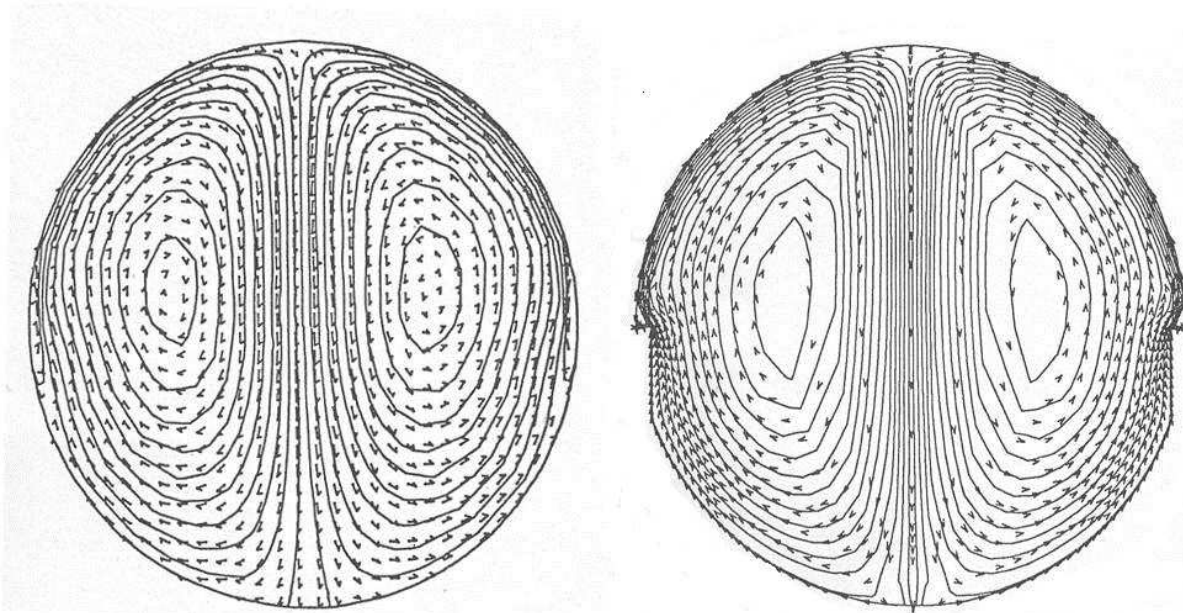


Figure 7-3 : Vitesses simulées en utilisant MODTURC (gauche) et MODTURC CLAS (droite) ; cas de la calandre vide [11].

Huget et al. [11] ont fourni les profils des composantes de vitesses  $u_x$  et  $v_y$  expérimentaux sur les surfaces horizontales à  $y = 0$ ,  $y = -43 \text{ mm}$  et  $y = 84 \text{ mm}$ . Les profils simulés à l'aide des codes MODTURC et MODTURC CLAS ne sont données que pour  $v_y$  sur le plan horizontal. La figure 7-4 compare les prédictions avec les données le plan horizontal et la figure 7-5 sur les deux autres surfaces horizontales (i.e.,  $y = -43 \text{ mm}$  et  $y = 84 \text{ mm}$ ).

Concernant la surface  $y = 0$ , les prédictions des vitesses  $v_y$  sont très proches des valeurs obtenues avec MODTURC CLAS, les deux simulations donnant les bonnes tendances par rapport aux valeurs expérimentales. Cependant, alors que MODTURC CLAS prédit une composante vitesse verticale qui augmente soudainement proche de la paroi, FLUENT prédit un comportement opposé. Il faut mentionner qu'il est impossible d'effectuer une analyse appropriée car le nombre de données expérimentales est très limité. Les simulations prédisent notamment assez bien les valeurs pour les vitesses dans la calandre mais sont moins performantes à proximité du mur de la calandre. En général, le code MODTURC sous estime les vitesses lorsqu'elles sont négatives et les surestiment lorsqu'elles sont positives, c'est-à-dire qu'il prédit un écoulement beaucoup plus rapide. Les prédictions des vitesses  $u_x$  ne sont pas très bonnes, il est

important de noter que ces composantes de vitesses  $u_x$  sont très faibles par rapport aux composantes verticales, ceci accroît les erreurs.

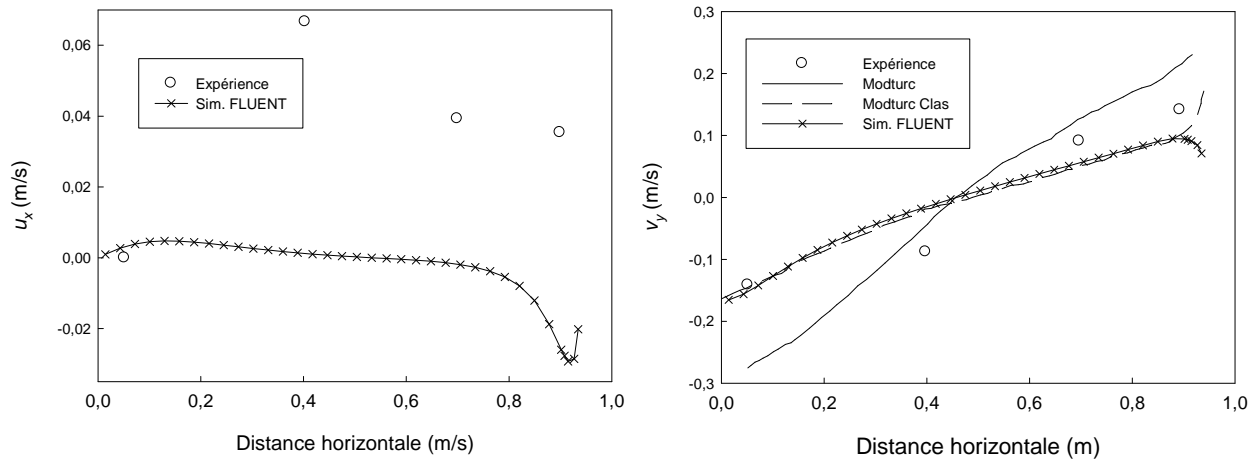


Figure 7-4 : Comparaison des vitesses  $u_x$  et  $v_y$  calculées à  $y = 0$  avec les données de Huget et al. [11] pour une calandre sans tubes.

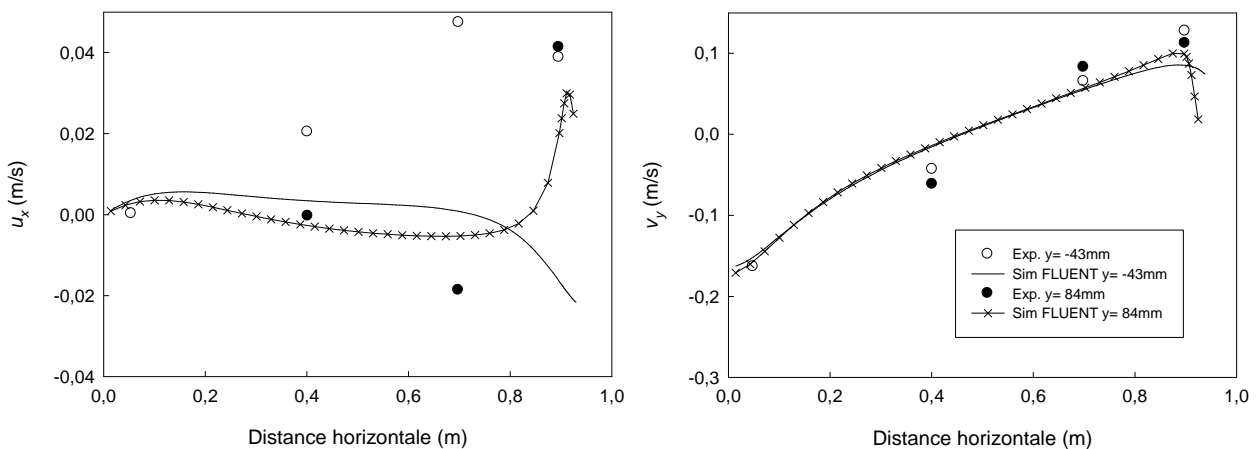


Figure 7-5 : Comparaison des vitesses  $u_x$  et  $v_y$  calculées à  $y = -43$  mm (gauche) et  $y = 84$  mm (droite) avec les données de Huget et al. [11] pour une calandre sans tubes.



Concernant les vitesses  $v_y$  sur les surfaces à  $y = -43 \text{ mm}$  et  $y = 84 \text{ mm}$ , les simulations sont en bonnes adéquations avec les données expérimentales. Dans ce cas, même les vitesses proches du mur de la calandre semblent bien prédites. Similairement que pour la surface  $y = 0$ , les composantes des vitesses verticales prédites présentent une brusque chute à proximité du mur. Pour les vitesses  $u_x$ , les prédictions ne sont pas très acceptables pour la surface  $y = -43 \text{ mm}$ . Elles sont meilleures pour la surface à  $y = 84 \text{ mm}$  qui admet les bonnes tendances expérimentales mais sous estime encore les vitesses (prises de manière absolue). Ces vitesses permettent également d'observer que les centres des vortex se situent au dessus des surfaces à  $y = 0 \text{ m}$  et  $y = -43 \text{ mm}$  et en dessous de la surface située à  $y = 84 \text{ mm}$  est au dessus. Dans le cas de nos simulations, les centres des zones de recirculation sont sur la surface à  $y = 0 \text{ m}$  (i.e., plan horizontal médian). Ainsi, les vortex étant décalés, il est normal de ne pas obtenir les bonnes tendances.

Pour le cas de l'écoulement dans la calandre sans tubes, les simulations prédisent correctement les composantes de vitesses verticales  $v_y$ , notamment au sein de la calandre (en comparaison de la zone proche du mur de la calandre). Cependant, l'ensemble des codes numériques ont beaucoup de difficultés à bien prédire les composantes horizontales  $u_x$  de la vitesse.

### 7.1.2 Écoulement du modérateur avec la banque de tubes

Lorsque les tubes sont rajoutés, l'écoulement ne change pas de manière radicale comme le montre les contours de vitesses simulées avec FLUENT pour le cas isotherme présentés à la figure 7-6. En effet, l'écoulement est toujours symétrique et les jets se rejoignent en haut de la calandre pour ensuite s'engouffrer dans le faisceau de tubes. Néanmoins, il n'y a pas création des grand vortex dû à la présence du faisceau de tubes. Le fluide coule majoritairement dans la partie verticale centrale de la calandre mais, contrairement à l'écoulement sans tube, le fluide au sein du faisceau de tubes à tendance à aller vers l'extérieur à l'exception de la partie basse de la calandre où l'écoulement tend au contraire à revenir vers l'intérieur pour se diriger vers la sortie. Ceci créé alors deux zones de recirculation proche de la paroi de la calandre à 4 et 8 h. Celles-ci se distinguent mieux à la figure 7-7 qui montre les trajectoires des particules d'après les simulations effectuées avec FLUENT. Cette figure corrobore également les observations précédentes dont la présence de deux zones de recirculation en haut de la calandre

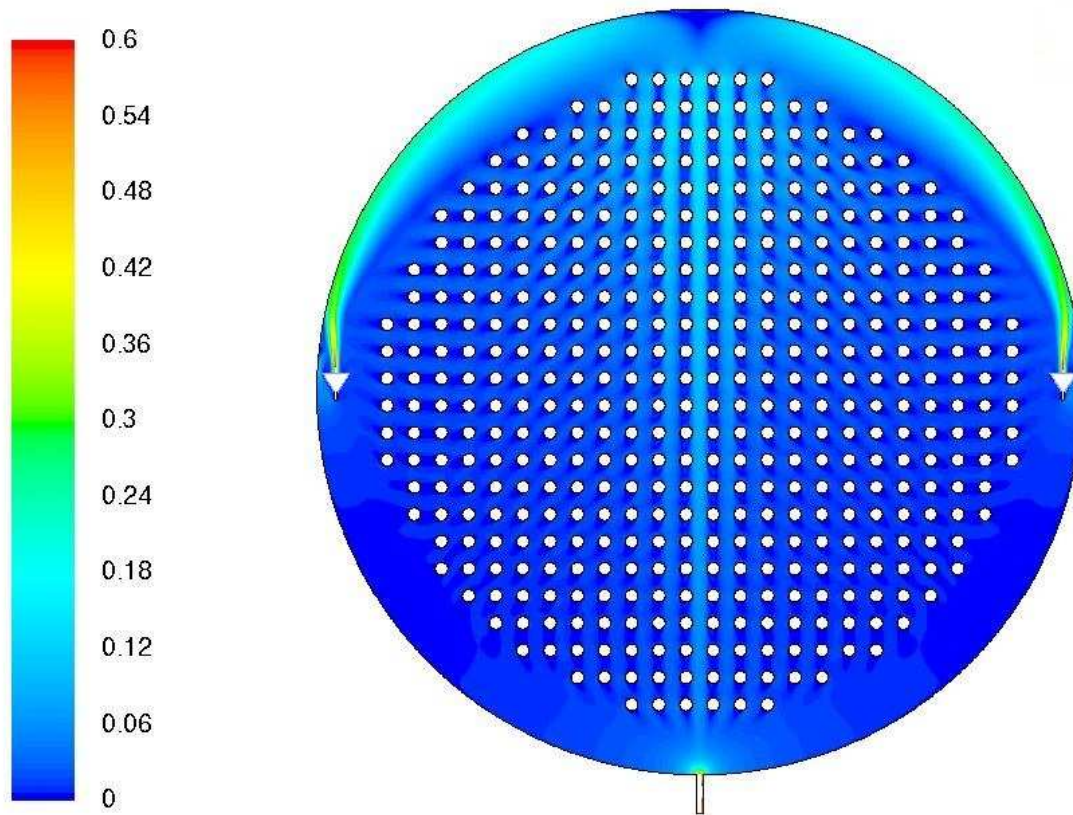


Figure 7-6 : Contours de vitesses ; cas de la calandre avec les tubes.

Ces observations sont supportées par les expériences de Huget et al. [11] mais également par les vitesses simulées par MODTURC et MODTURC CLAS montrées à la figure 7-8. Ces figures permettent de mettre en avant la présence de deux zones de recirculations à 1 et 11  $h$ , le code MODTURC CLAS les prédisant à une position plus élevée que MODTURC. Les zones de recirculations pour les simulations effectuées avec FLUENT (i.e., figure 7-7) et MODTURC CLAS (figure 7-8) sont centrées aux mêmes endroits.

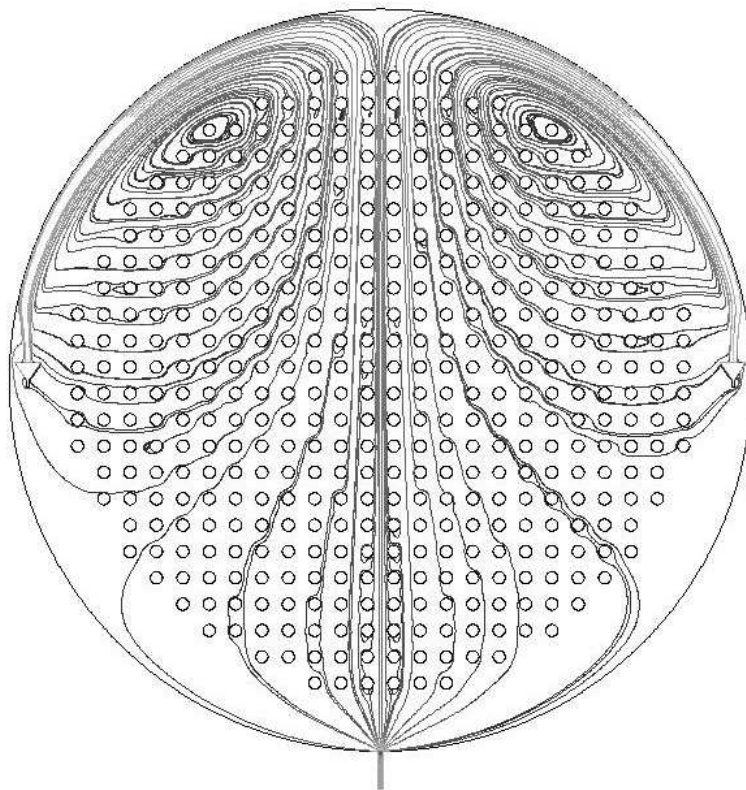


Figure 7-7 : Trajectoires des particules simulées en utilisant FLUENT ; cas de la calandre pleine.

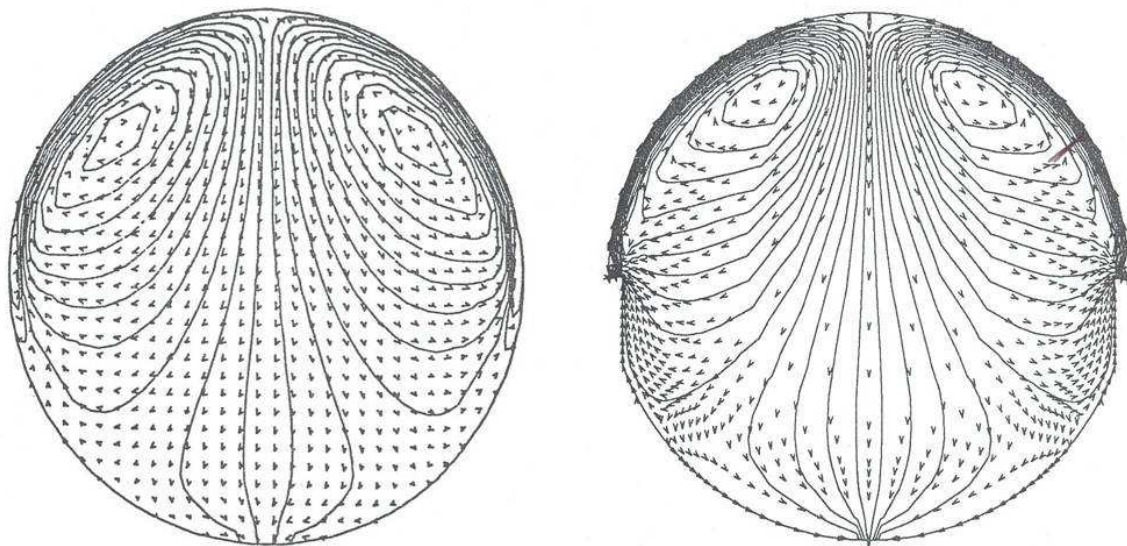


Figure 7-8 : Vitesses simulées par MODTURC (gauche) et MODTURC CLASS (droite) ; cas de la calandre pleine [11].

Les comparaisons des profils de vitesses expérimentaux et obtenus avec nos simulations, les codes MODTURC et MODTURC CLAS ainsi que celles de Yoon et al. [7] (i.e., qui utilisent la méthode des milieux poreux avec le logiciel CFX) sont présentées aux figures 7-9 et 7-10. La première figure compare les profils de vitesses  $v_y$  sur le plan vertical et la deuxième compare les vitesses tangentielles calculées autour des plans situées à  $30^\circ$  et  $60^\circ$  par rapport à l'horizontale. Il est possible de se remémorer ces surfaces sur les figures 1-7 et 1-8.

L'observation de la figure 7-9 permet d'affirmer que les simulations effectuées avec FLUENT donnent les mêmes tendances que les composantes  $v_y$  observées expérimentalement ainsi que celles calculées par les modèles en milieux poreux. Il faut noter que les simulations effectuées avec FLUENT suivent mieux les tendances expérimentales. Néanmoins, les simulations sous-estiment la vitesse  $v_y$  ; physiquement l'écoulement sur le plan vertical est environ 50% plus rapide que celui observé expérimentalement. Étant donné que l'écoulement est symétrique, la composante  $u_x$  de la vitesse est nulle. Au contraire, les simulations effectuées par les modèles en milieux poreux tendent à sur estimer l'écoulement au sein du faisceau de tubes, c'est-à-dire qu'ils prédisent un écoulement moins rapide qu'observé expérimentalement. Même si les simulations effectuées avec FLUENT semblent plus loin des expériences que les simulations faites par les modèles en milieux poreux, elles ont l'avantage de mieux prédire les tendances. Également, FLUENT prend en compte les variations locales de vitesses dues à la présence des tubes adjacents. En général, les simulations de Yoon et al. [7] ont plus de difficultés à suivre les tendances expérimentales.

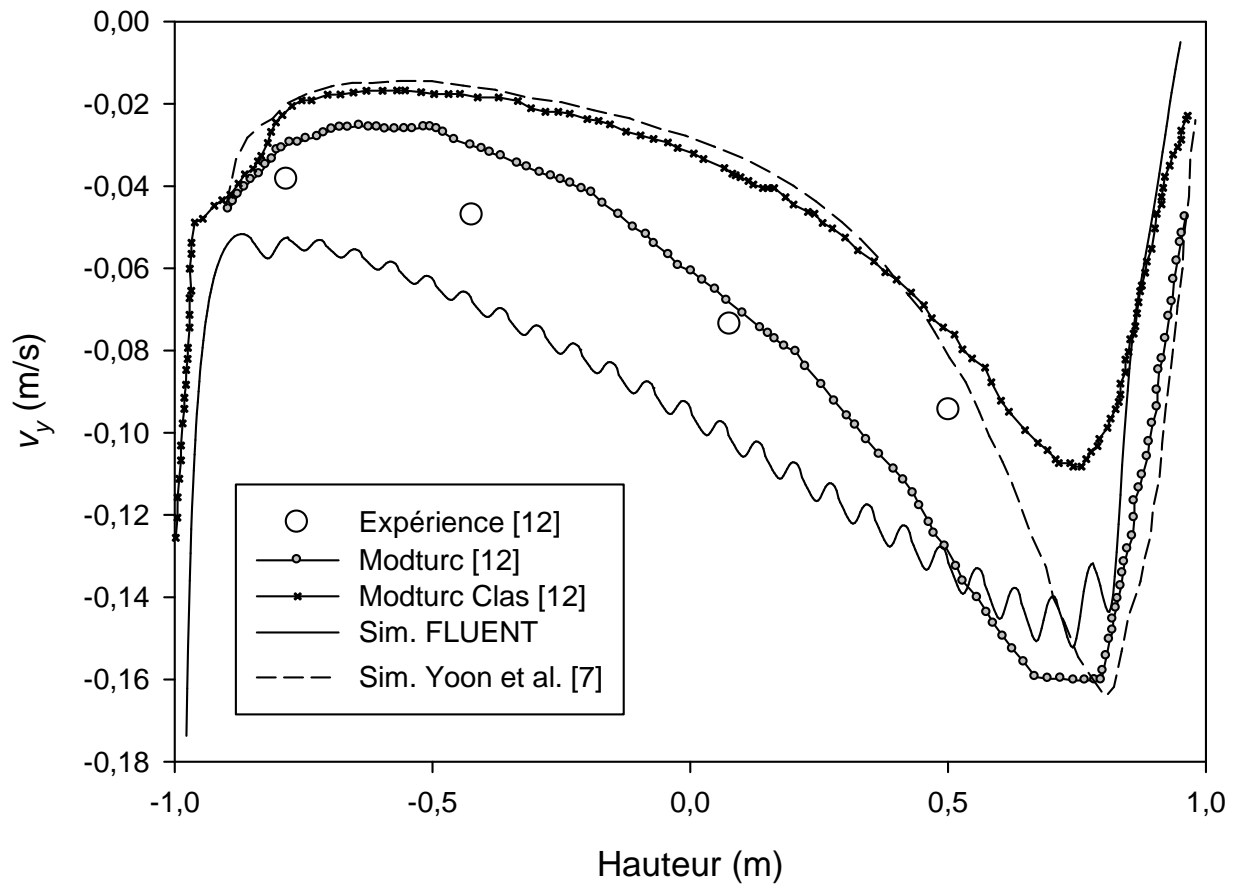


Figure 7-9 : Comparaison des vitesses  $v_y$  sur le plan vertical médian ( $x = 0$ ) avec les données de Huget et al. [11] pour une calandre avec tubes.

L'observation de la figure 7-10 donne une idée de la nature des prédictions dans des zones proches du mur de la calandre. Dans ce cas, MODTURC a tendance à prédire des vitesses plus élevées. MODTURC CLAS ainsi que les simulations effectuées avec FLUENT donnent des prédictions plus proches des valeurs expérimentales. Pour le plan à  $30^\circ$ , les simulations de FLUENT donnent de très bon résultats jusqu'à  $4 \text{ mm}$ , par la suite, les prédictions se dégradent légèrement mais elles sont tout à fait acceptables. Cependant, ceci ne s'applique pas sur le plan à  $60^\circ$ , mais les résultats sont tout à fait acceptables. Proche de la paroi, les simulations obtenues avec FLUENT ont tendance à sous estimer les vitesses, alors qu'elles sont surestimées dès que la zone des tubes est approchée. En général, les simulations de Yoon et al. [7] sont très bonnes dans

la zone proche du mur mais s'appauvrissent en fonction de l'éloignement du mur, notamment pour le plan à 30°.

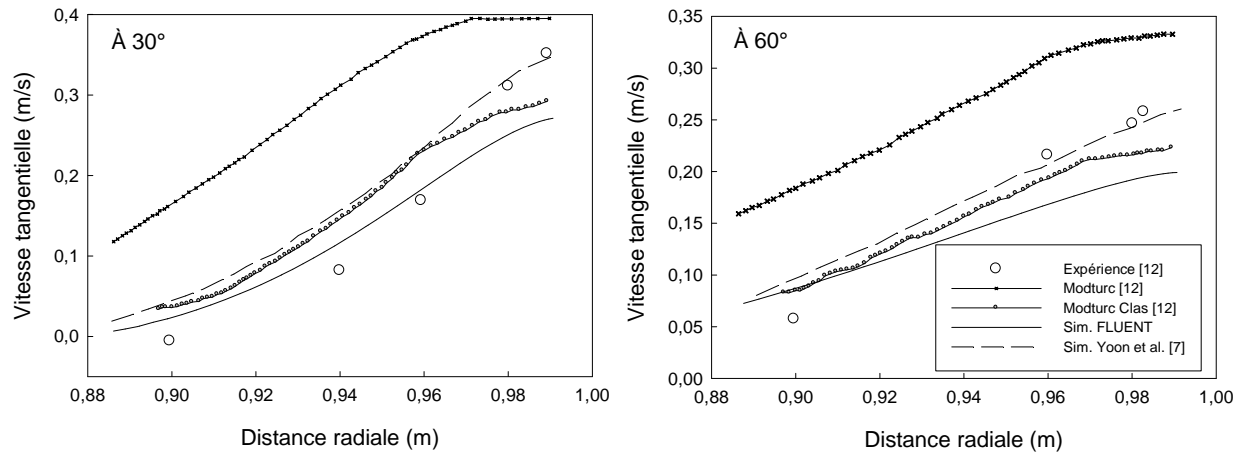


Figure 7-10 : Comparaison des composantes de vitesses tangentielles sur les plans à (a) 30° et (b) 60° avec les données de Huget et al. [11] pour une calandre avec tubes.

Dans le cas de l'écoulement avec les faisceaux de tubes, les prédictions du code FLUENT pour les vitesses ainsi que l'écoulement suivent les tendances expérimentales et les simulations obtenues par les codes en milieux poreux. Cependant, sur le plan vertical médian, l'écoulement prédit par FLUENT est plus rapide que celui expérimental tandis que dans les zones très proches des parois de la calandre, le fluide est moins rapide. D'autres données de vitesses pour comparer nos simulations aurait été intéressantes afin de valider plus précisément nos calculs, notamment au sein de la banque de tubes.

Dans l'ensemble, les simulations effectuées à l'aide de FLUENT donnent des résultats satisfaisant, sachant que les zones où les prédictions performant moins bien correspondent aux zones peu intéressantes pour cette étude (i.e., l'écoulement proche du mur de calandre supposé adiabatique). Même si les résultats des simulations effectuées avec FLUENT n'améliorent pas sensiblement les prédictions de celles utilisant la méthode des milieux poreux, ils ont l'avantage de prédire correctement les profils de vitesses à proximité des parois des tubes. Ceci est essentiel pour le calcul du transfert de chaleur.

Pour les cas des écoulements isothermes, les simulations effectuées avec FLUENT donnent les bonnes tendances de l'écoulement, les vitesses prédites ne sont pas très proches des valeurs expérimentales mais sont néanmoins satisfaisantes. Dans la prochaine section, l'écoulement dans la calandre avec la banque de tubes chauffée est étudié.

## **7.2 Présentation des différents types d'écoulement du modérateur chauffé dans la calandre**

Dans cette section chapitre, il convient d'introduire une brève revue de littérature concernant des études menées sur l'écoulement du modérateur. Il s'en suivra donc une discussion sur les différents types d'écoulements possibles du modérateur et leurs caractères transitoires. Ces informations sont nécessaires afin de mieux analyser les simulations réalisées dans le cadre de ce travail qui sont discutées en détail dans la section 7.3.

Carlucci et Cheung [5] furent les premiers à étudier et mettre en avant le caractère transitoire de l'écoulement du modérateur et à définir tous les types d'écoulements possibles. Ils ont utilisé le modèle en milieux poreux avec un code maison basé sur les volumes de contrôle. Les calculs sont effectués en régime transitoire avec le modèle de turbulence  $\kappa$ - $\varepsilon$  ainsi que l'algorithme SIMPLE. Ils ont étudié le cas d'une simulation avec une symétrie au niveau du plan vertical médian ainsi que le cas de la calandre au complet. Contrairement à toutes les autres études, celle-ci a été effectuée en deux dimensions. Yoon et al. [6-9] ont, par la suite, étudié l'écoulement dans une géométrie en trois dimensions, à l'aide de la technique des milieux poreux en utilisant le logiciel CFX. Les simulations ont été effectués en régime permanent en utilisant une technique de faux pas de temps permettant de sous-relaxer les calculs intermédiaires. Il faut mentionner que cette option de CFX n'est pas disponible dans le logiciel FLUENT mais revient à diminuer les facteurs de sous-relaxation. Avant de reproduire les expériences de Stern Laboratories [11, 12], Yoon et al. [7] ont validé leurs résultats avec les expériences de pertes de pression de Hadaller et al. [13]. Ils ont étudiés ensuite [8] la description des différents types d'écoulements à partir des simulations de l'écoulement dans un réacteur CANDU-6 à taille réelle (i.e., les unités de Wolsong 2/3/4). Ils ont ensuite simulé [6] cette même expérience mais dans un cas transitoire de perte de fluide caloporteur. Enfin, ils ont aussi simulé les expériences nominales et avec perte de fluide caloporteur des unités de Wolsong 2/3/4 avec un algorithme Couplé au lieu de SIMPLE. Enfin, Kim et al. [10] ont simulé l'écoulement en trois dimensions avec la

présence des tubes à l'aide du logiciel FLUENT. Ils ont validé leurs simulations avec des expériences dans une calandre à plus petite échelle (i.e., expériences de SPEL [10]) avant de simuler le cas nominal et transitoire des unités Wolsong 2/3/4. Ils ont également étudiés les différents types d'écoulements. Cependant, nous avons de sérieux doutes quant à la réelle convergence numérique des simulations présentées dans cette article ; ceci sera discuté dans une partie ultérieure.

Comme il a été mentionné, une partie de ces études, en plus de simuler l'écoulement dans les conditions nominales ou transitoires (i.e., perte de fluide caloporteur), discute des différents types d'écoulements possibles du modérateur au sein de la calandre. Ces différents types d'écoulements nous intéressent et sont donc présentés à continuation.

Lorsque le transfert de chaleur est pris en compte, la configuration de l'écoulement change considérablement. Que ce soit à partir des expériences de Huget et al. [12] ou les travaux numériques de Carlucci et Cheung [5], Kim et al, [10] et Yoon et al. [6-9], tous ces auteurs ont décrits des écoulements différents. Selon ces travaux, il existe deux ou trois types d'écoulements selon la manière dont ils les caractérisent. Cependant, tous les auteurs identifient les mêmes types d'écoulements mais sous des noms différents. En général, ces écoulements dépendent du rapport entre les forces d'inerties des jets et la poussée d'Archimède, associée aux différences de densités, qui entraine le fluide vers le haut. Ainsi, différentes configurations se développent en fonction de la quantité de chaleur fournie au fluide (i.e., à partir des cylindres ou par le ralentissement des neutrons) et de la vitesse des jets à l'entrée. Ainsi, le rapport entre le débit d'entrée et la chaleur fournie au système détermine donc le type d'écoulement.

Carlucci et Cheung [5] ont été les premiers à caractériser l'écoulement en fonction du rapport débit d'entrée/chaleur fournie au système à l'aide du nombre d'Archimède ou du nombre de Richardson, qu'ils explicitent d'une manière différente que celle présentée au chapitre 1. La définition utilisée par ces auteurs est donnée par :

$$Ar = \frac{g \beta q D}{C_p \rho A_{inj} V_{inj}^3} \quad (7.1)$$

avec  $q$  la quantité de chaleur fournie au système ( $W$ ),  $D$  le diamètre de la calandre ( $m$ ),  $A_{inj}$  la section de passage de l'injecteur ( $m^2$ ) et  $V_{inj}$  la vitesse du fluide à l'entrée ( $m/s$ ).



En fonction de ce nombre (équation 7.1), différentes configurations d'écoulement peuvent se développer. Ils caractérisent ainsi deux types d'écoulements selon que les forces d'inertie dominant (i.e., convection forcée) ou le cas où la poussée d'Archimède domine (i.e., convection naturelle). À partir d'observations expérimentales, Huget et al. [12] ont défini les mêmes types d'écoulements ; les données obtenues avec ces deux travaux sont alors utilisées pour caractériser ces écoulements dans cette partie. Il est important de noter que pour les simulations de Carlucci et Cheung, la sortie est bien symétrique, c'est-à-dire comme dans le cas des expériences de Stern Laboratories. Cependant, dans le cas d'un réacteur CANDU-6, la sortie ne se situe pas sur le plan vertical médian. Les prédictions de MODTURC et MODTURC CLAS données par Huget et al. [12] sont également présentées pour cette discussion .

Dans le cas d'un écoulement forcé, la configuration ressemble à celui d'un écoulement isotherme à l'exception qu'un des jets prend le pas sur l'autre. En effet, les jets ne se rejoignent plus à la verticale mais généralement entre 10 h et midi quand l'écoulement est débalancé vers la gauche et entre midi et 2 h lorsqu'il est débalancé vers la droite. Pour les simulations de Carlucci et Cheung, l'écoulement est toujours débalancé vers la gauche, ce phénomène est expliqué dans leurs article [5]. Expérimentalement, ce type d'écoulement forcé a été caractérisé par Huget et al. [12] pour dans les conditions nominales d'opération de leurs réacteur. Ainsi, les jets fournissent un débit total de 2,4 kg/s et 100 kW sont fournis au fluide par les 440 cylindres. Concernant ces expériences, le lecteur peut se référer à la section 1.3.2 pour de plus amples informations. Les isothermes ainsi que les vecteurs vitesses obtenus avec le code MODTURC CLAS sont donnés à la figure 7-11 afin de mieux comprendre le comportement de l'écoulement. Celui-ci n'est plus symétrique et admet un grand vortex du côté gauche et un petit vortex du côté droit de la calandre. Selon Huget et al., les deux jets se rencontrent à 50° par rapport au plan vertical du côté droit, ce qui est différent des calculs de Carlucci et Cheung qui prédisent un débalancement vers la gauche, ce qui correspond aussi aux prédictions de MODTURC et MODTURC CLAS [12]. Les deux jets confluent donc du côté droit de la calandre et se dirigent vers la sortie, pendant que dans la plus grande partie de la calandre, dont sa région centrale, un écoulement lent et en biais vers le haut est établi. La région des plus hautes températures (entre 72 et 72,4°C) recouvre entre 60 et 70 tubes et se situe à côté, juste en dessous du centre de la grande zone de recirculation. Ce dernier point semble d'ailleurs tout à fait logique. Ils affirment également que malgré ceci, le champ de températures est moins asymétrique que celui de l'écoulement. En effet, les

températures à des positions symétriques (par rapport au plan vertical) diffèrent rarement de plus de 1°C dans la calandre et de 3°C dans la zone des réflecteurs.

Selon Huget et al. [12], les simulations effectuées avec le code MODTURC CLAS prédisent qualitativement assez bien les expériences, notamment l'asymétrie, la position du point de stagnation (au niveau où les deux jets se rejoignent) ainsi que l'ampleur des deux boucles de recirculation. Les résultats de ces prédictions sont donnés à la figure 7-11. Il est possible de voir sur cette figure que les deux jets se rencontrent non plus au centre (12 h) mais un peu vers la droite ( $\pm 1h30$ ) ce qui fait que le jet de gauche produit une grande zone de recirculation alors que le jet de droite en produit une petite et l'écoulement se dirige ensuite directement vers la sortie. Ceci implique donc que la partie droite est beaucoup plus refroidie que la partie gauche où l'écoulement y est donc plus chaud. Le maximum de température est logiquement observé au milieu de la zone de recirculation.

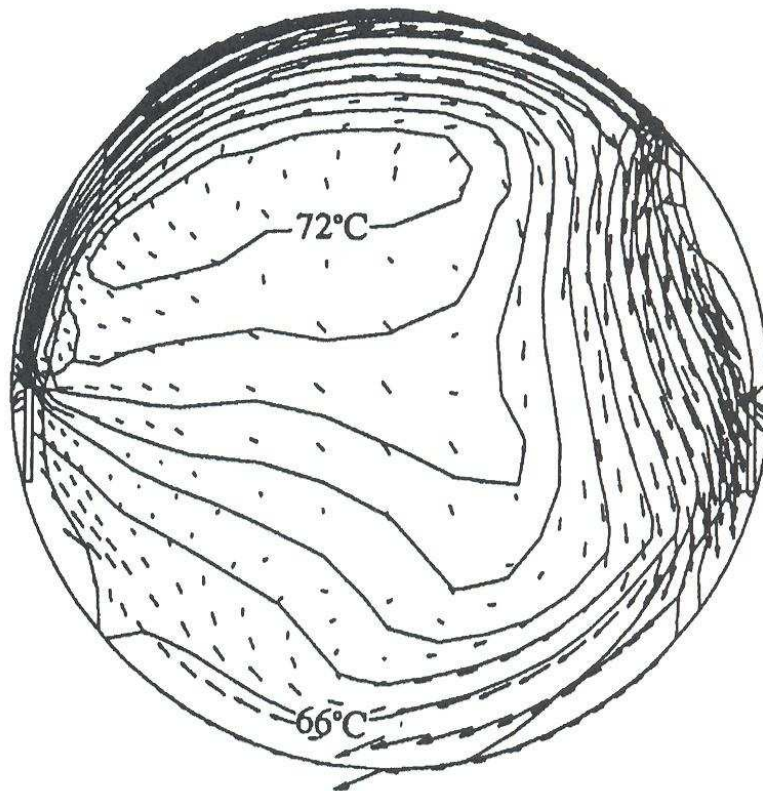


Figure 7-11 : Écoulement et isothermes simulés par MODTURC CLAS pour la condition nominale d'opération [12].

La figure 7-12 montre la comparaison des profils de températures expérimentaux et prédis par MODTURC le long du plan vertical médian ainsi que sur une surface horizontale placée à  $y = 570 \text{ mm}$ . Le profil de température simulé sur la verticale correspond bien avec l'écoulement de la figure 7-11 ; c'est-à-dire un écoulement froid en haut de la calandre, car c'est une partie où le jet froid passe. Le fluide est de plus en plus chaud au fur et à mesure de la descente dans la calandre jusqu'à atteindre un maximum qui se trouve dans la partie supérieure de la calandre (i.e., proche du centre de la zone de recirculation), la température décroît alors jusqu'à la sortie, le fluide s'éloignant de la zone chaude de recirculation. Les valeurs expérimentales montrent que la zone de températures élevées est plus large que celle simulée, avec un maximum plus proche verticalement, du centre de la calandre. Concernant les températures sur la surface horizontale, les valeurs simulées confirment que la zone des températures élevées se trouvent à gauche de la calandre et que le fluide à droite est plus froid, tandis que les valeurs expérimentales corroborent les conclusions précédentes, c'est-à-dire que la zone chaude est plus étendue. De plus, ces dernières montrent ainsi que l'écoulement est plus chaud dans la partie droite de la calandre ; contrairement aux simulations, la zone de recirculation expérimentale devrait se trouver vers la droite et le bas. Aucune informations présentées par les auteurs ne permettent de confirmer ou infirmer cette analyse des seules données expérimentales disponibles pour ce type de problème.

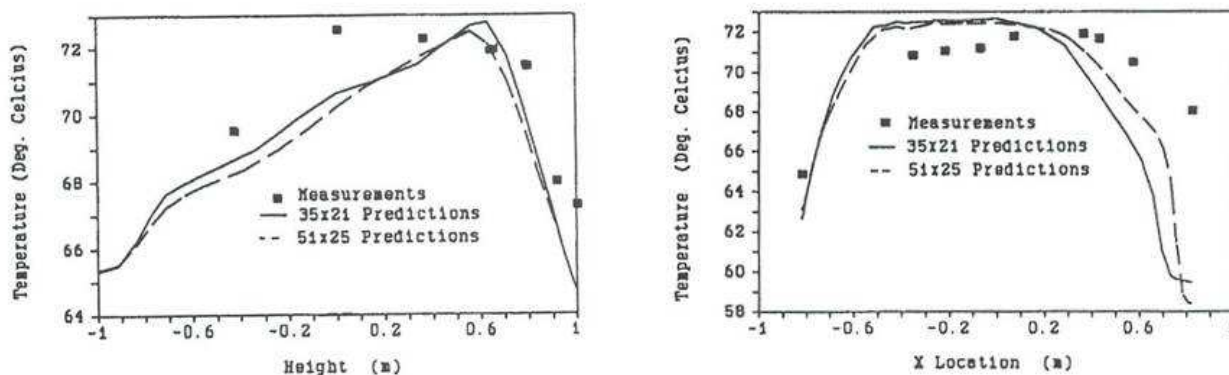


Figure 7-12 : Températures expérimentales et simulées par MODTURC sur le plan vertical (à gauche) et sur la surface à  $y = 570 \text{ mm}$  (à droite) [12].

Le second type d'écoulement est un écoulement dominé par la convection naturelle. Huget et al [12] ont réalisé une expérience pour laquelle la convection naturelle est prépondérante. Dans ce cas, seul le débit total des jets est diminué de 2,4 à 2,2 puis 2  $\text{kg/s}$  (essayant de trouver un

régime permanent qu'ils n'ont pas trouvé). Dans ce cas, l'écoulement est symétrique et les jets montent un peu vers le haut avant de faire un "demi tour" et redescendre vers la sortie. Ainsi, la zone chaude se trouve en haut de la calandre. L'écoulement est alors symétrique et une grande partie du fluide est soumise à la poussée d'Archimède et dirigée vers le haut. Les zones de recirculations dues aux jets à l'entrée sont réduites à deux petites zones de recirculations proches des injecteurs. L'écoulement est alors quasiment stratifié dans le haut de la calandre, une interface horizontale assez nette délimitant cette zone avec des jets froids se développe. Cette interface s'étend d'un bout à l'autre de la calandre où se trouvent deux points de stagnations. Cette stratification entraîne une hausse des températures dans la partie supérieure de la calandre, les essais ont été arrêtés lorsque les températures ont atteint  $85^{\circ}\text{C}$  pour éviter les risques de dommages (i.e., ébullition). Lorsque l'expérience est arrêtée pour un débit de  $2\text{ kg/s}$ , l'interface se forme au dessous de la cinquième rangées (en partant du haut) tandis qu'elle se forme au dessous de la rangée la plus haute pour un débit de  $2,2\text{ kg/s}$ . Les auteurs, qui se basent sur diverses considérations liées au design particulier du réacteur CANDU, ont affirmé que ces conditions dangereuses ne sont pas pertinentes dans un réacteur CANDU en opération.

L'écoulement calculé par MODTURC CLAS [12] pour un débit de  $2\text{ kg/s}$  est donné à la figure 7-13. Contrairement aux expériences, l'interface n'est pas présente, ce qu'expliquent les auteurs par le fait que le code MODTURC CLAS ne prenne pas en compte le caractère discret des tubes. Cette interface ne semble également pas être présente sur les simulations de Carlucci et Cheung. Ceci explique probablement que du point de vue numérique il existe un état permanent. En effet, dans le cas des expériences de Stern Laboratories, l'écoulement continue de s'échauffer dans la partie haute de la calandre qui n'est plus refroidie par les injecteurs à cause de la présence de cette interface alors que pour les simulations de Carlucci et Cheung ou MODTURC et MODTRUC CLAS, une solution permanente a été trouvée. Il est également possible de voir sur cette figure les deux zones de recirculation dans le bas de la calandre que Huget et al. n'indiquent pas dans leurs descriptions. Néanmoins, le code MODTURC CLAS semble capable de prédire qualitativement le changement de l'écoulement malgré la complexité du problème.

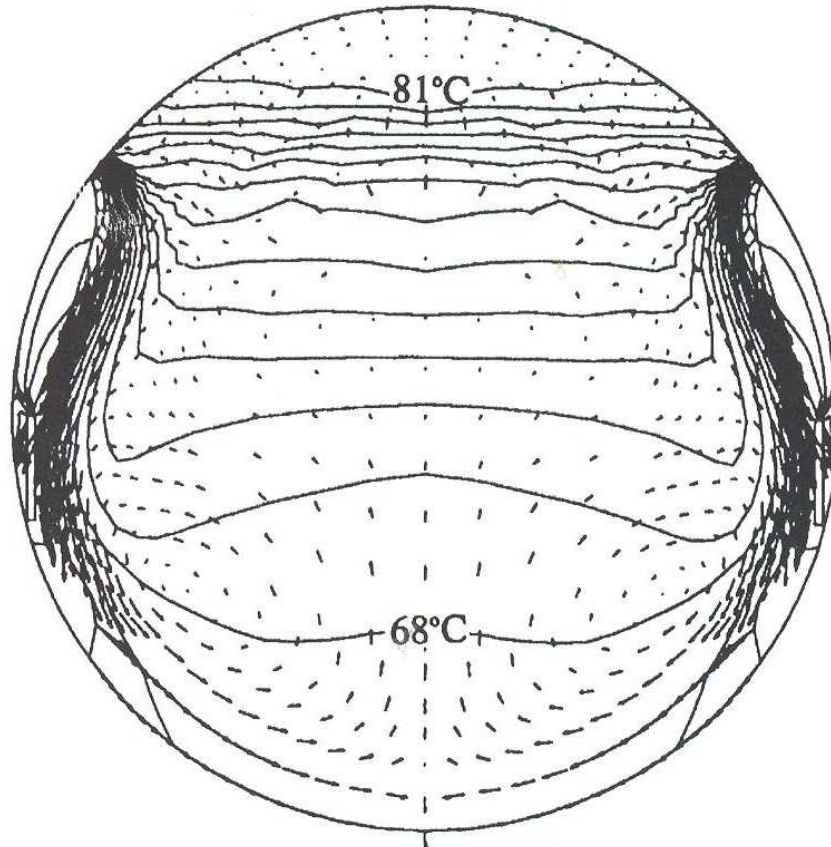


Figure 7-13 : Distribution de vitesses et isothermes simulées par MODTURC CLAS ; débit total de 2 kg/s [12].

D'après Carlucci et Cheung [5], lorsque le nombre de Richardson est inférieur à 0,125, l'écoulement est dominé par les forces d'inertie tandis que lorsqu'il est supérieur à cette valeur, l'écoulement est dominé par la poussée d'Archimède.  $Ri = 0,125$  semble indiquer la limite entre les deux types d'écoulements. Dans cette condition, il n'existe aucun état permanent, l'écoulement oscille entre les deux types de configuration avec une période d'environ 1600 s. Selon la définition de Carlucci et Cheung, le nombre de Richardson pour les expériences réalisées à Stern Laboratories [12] est de 0,142 pour le cas nominal (débit de 2,4 kg/s) et de 0,2449 pour le cas où le débit est de 2 kg/s. Selon les critères de Carlucci et Cheung, l'écoulement devrait être en convection naturelle pour les deux expériences, alors que pour le cas nominal, l'écoulement est en convection forcée. Les critères de Carlucci et Cheung ne sont pas vérifiés par les expériences de Huget et al. ni par les simulations effectuées avec MODTURC et MODTURC CLAS. Ceci

montre une certaine limite de cette étude préliminaire de l'écoulement dans la calandre. Néanmoins, l'étude n'en reste pas moins intéressante en terme de caractérisation de l'écoulement.

Dans le cas où seule une partie de la calandre est étudiée, les prédictions sont différentes car la condition de symétrie sur le plan vertical médian de la calandre empêche d'avoir un écoulement asymétrique. Selon Carlucci et Cheung [5], la symétrie limite toute perturbation numérique de déstabiliser l'écoulement en traversant cette surface. Ainsi, lorsque le nombre de Richardson est inférieur à 0,125, l'écoulement est dominé par les forces d'inerties mais, dans ce cas, l'écoulement est symétrique. Lorsque ce nombre est supérieur à 0,275, l'écoulement est dominé par la poussée d'Archimède. Entre ces deux conditions, l'écoulement peut être dans deux états selon la solution initiale du calcul. En effet, si l'écoulement est initialement dominé par les forces d'inertie, il restera ainsi. Par contre, s'il est initialement dominé par la poussée d'Archimède en convection naturelle. Ces auteurs expliquent que dans cette zone, l'écoulement est normalement plus stable car, dans ce cas, les deux forces vont aller dans le même sens, alors que dans le cas où la convection est forcée, les forces sont en oppositions.

Contrairement à ces travaux, Kim et al. [10] ainsi que Yoon et al. [8] ont caractérisé trois types d'écoulements ; un écoulement dominé par la convection forcée, un dominé par la convection naturelle et un autre où la convection est dite mixte. En fait, ils ne font que couper le domaine de convection forcée de Carlucci et Cheung [5] et de Huget et al. [12] en deux zones. En effet, ils caractérisent un écoulement forcé restant totalement symétrique, où les jets se rencontrent en haut de la calandre (i.e., midi) et un écoulement dit mixte, qui correspond à un écoulement asymétrique où les jets se rencontrent entre 10 et 12 h ou 12 et 2 h. Ce dernier est dit mixte car les deux forces concurrentes (forces d'inertie et poussée d'Archimède) sont du même ordre de grandeur. Ce dernier correspond à l'écoulement dit forcé par Carlucci et Cheung ainsi que par Huget et al. La figure 7-14 montre les schémas des écoulements types selon Yoon et al. Cependant, tout comme Carlucci et Cheung, Yoon et al. ont défini l'écoulement forcé symétrique uniquement pour le cas de l'écoulement isotherme (voir la figure 7-7) et dès que de la chaleur est fournie au système, il se débalance vers un côté et l'écoulement se transforme en convection mixte. De son côté, Kim et al. ont défini également un écoulement forcé même lorsque de la chaleur est fournie au système, c'est-à-dire un écoulement symétrique. Le fait que seul Kim et al. trouvent un écoulement symétrique avec transfert de chaleur va de pair avec le fait que ce soit les seuls auteurs qui ont simulé complètement la calandre avec les tubes. Il semble alors que la

présence des cylindres stabilisent l'écoulement même en présence de la poussée d'Archimède. Cependant, comme il a été déjà mentionné, l'auteur de ce mémoire souhaite relativiser les résultats de Kim et al. [10]. En effet, dans leurs travaux, les simulations ont du être arrêtées lorsque la somme des résidus adimensionnées étaient inférieures à  $10^{-3}$ , ce qui n'assure pas une convergence des calculs. Comme il sera discuté à la section 7.3, l'étude de cet écoulement nous a emmenée à se rendre compte que l'utilisation de l'algorithme SIMPLE avec un calcul stationnaire à l'avantage de prendre en compte qualitativement les phénomènes transitoires de l'écoulement. Ainsi, même avec une simulation en régime permanent, il est possible d'observer l'évolution de l'écoulement d'un régime forcé isotherme, vers un régime de type convection mixte pour arriver, si la poussée d'Archimède est suffisamment forte, à un régime de type convection naturelle. Dans le cas de la calandre, ces transitions sont très lentes, cela demande également beaucoup d'itérations. Ainsi, ne prendre en compte qu'un critère résiduel ne garantit en rien la bonne configuration d'écoulement, vu qu'il ne peut être qu'une transition (à l'exception de la convection naturelle qui est l'étape ultime). Ceci étant dit, leurs résultats sont quand même pris en considération pour l'étude réalisée dans ce mémoire.

Pour le cas de convection forcée avec transfert de chaleur, la configuration de l'écoulement ressemble beaucoup à celui de l'écoulement isotherme, c'est-à-dire symétrique avec les jets se rejoignant à midi avec des points chauds en bas de la calandre. Cet écoulement type sera présenté avec les simulations effectuées dans ce travail à la section 7.3.3. Kim et al. ont aussi reproduit l'écoulement dans une petite calandre composée de 52 tubes (expériences de Spel). Même si elle ne reflète pas exactement le cas d'un réacteur CANDU-6, l'écoulement est qualitativement le même. Tout comme Carlucci et Cheung, ils ont caractérisé les trois types d'écoulements en fonction du nombre de Richardson (ou nombre Archimède), défini de la même manière que celui donné par Carlucci et Cheung. Les auteurs ont indiqué que la cartographie réalisée pour les expériences de Spel s'accordent avec celle d'un CANDU-6. L'écoulement forcé est présent pour un nombre de Richardson compris entre 0 et 0,06, l'écoulement mixte pour un nombre de Richardson compris entre 0,08 et 0,4 et la convection naturelle pour ce nombre supérieur à 0,5. Les zones non citées sont des zones grises où les simulations ne correspondent pas aux types d'écoulements observés expérimentalement. Il est important de noter que selon les expériences, même relativement différentes d'un CANDU, trois types d'écoulements distincts sont reconnus. Selon cette cartographie, l'écoulement nominal des expériences de Stern Laboratories doit être de

type convection mixte (i.e.,  $Ri = 0,142$ ) ce qui est bien le cas expérimentalement et l'écoulement avec un débit inférieur ( $2 \text{ kg/s}$  au lieu de  $2,4$ ) doit également être de type mixte (i.e.,  $Ri = 0,2449$ ) alors qu'il est de type convection naturelle expérimentalement. Encore une fois, la cartographie réalisée ne coïncide pas avec les expériences de Stern Laboratories. Il se peut que ce soit difficile expérimentalement de bien caractériser l'écoulement, ou bien que les simulations ne prennent pas correctement en compte tous les phénomènes rentrant en jeu et tendent à bouger ces limites. Enfin, c'est également possible que l'écoulement dépende plus que des simples données d'entrée comme le suggère le nombre de Richardson tel que défini par Carlucci et Cheung [5]. Ainsi, il faudrait peut être considérer également le pas adimensionnels entre les cylindres et/ou le diamètre de ces cylindres en plus du diamètre de la calandre (le rapport entre ces deux serait intéressant ou également la proportion de l'aire "enlevée" par ces cylindres dans l'aire de la calandre). Ceci ne sera pas utilisé dans cette étude mais c'est une piste pour une future cartographie plus complète et viable. Dans le reste de cette étude, une cartographie à trois types d'écoulements montrée dans la figure 7.14 est utilisée.

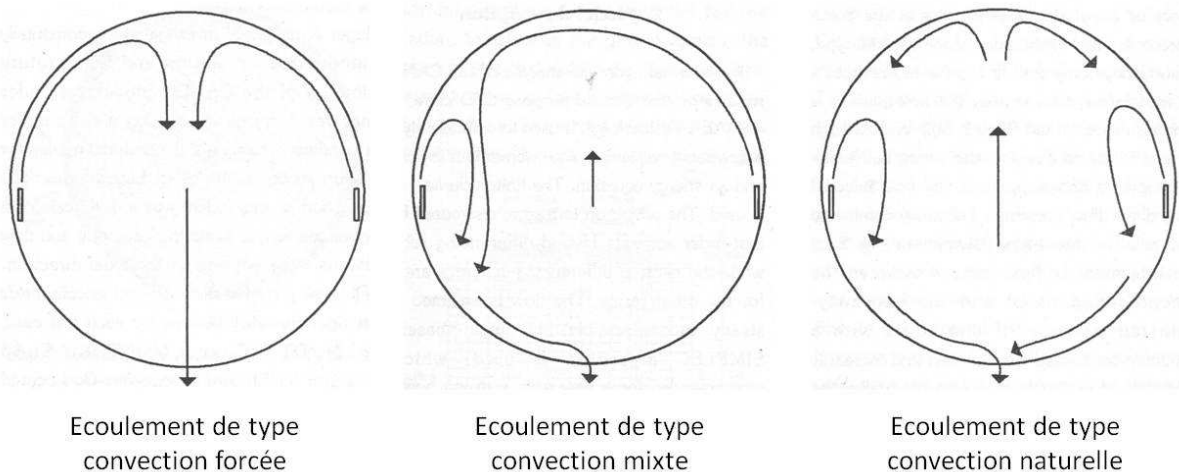


Figure 7-14 : Schémas des différents types d'écoulements (repris de Yoon et al. [8]).

Après avoir défini les trois types d'écoulements et avant de présenter les simulations effectuées avec le code FLUENT, il convient de discuter du phénomène transitoire de l'écoulement. Dans la première étude, Carlucci et Cheung ont simulé l'écoulement en régime transitoire du fait de son caractère instationnaire et extrêmement lent. Ainsi, pour passer d'un écoulement isotherme symétrique à un écoulement à convection naturelle pour un nombre de Richardson de  $0,21$ , il faut  $800$  secondes, sachant qu'entre  $50$  et  $375$  secondes, l'écoulement ne



fait que se débalancer légèrement vers la gauche. Comme il sera discuté à la section 7.3, cette étape de dissymétrie de l'écoulement est longue, le système s'échauffe doucement, dans un premier temps dans le bas de la calandre et ensuite de plus en plus haut pour arriver à créer la dissymétrie. Cependant, que ce soit pour la convection mixte ou naturelle, les auteurs arrivent à simuler un régime permanent après le caractère transitoire, sauf lorsque le nombre de Richardson est de 0,125, qui est la limite entre les deux types d'écoulements, et pour lequel l'écoulement oscille entre les deux types avec une période de 1600 s. Expérimentalement, Huget et al. [12] n'obtiennent pas de régime permanent pour le cas où la convection est naturelle (le fluide continue à s'échauffer dans le haut de la calandre) tandis qu'ils semblent obtenir un régime permanent pour le cas nominal en convection mixte. En revanche, les codes MODTURC et MODTURC CLAS arrivent à prédire un régime permanent pour les deux expériences de Huget et al. C'est également le cas des simulations de Yoon et al. [6-9] qui ont utilisé également le modèle des milieux poreux avec le logiciel CFX et une technique de faux pas de temps. Yoon et al. émettent alors l'hypothèse que le fait de trouver un régime permanent pour le cas de la convection naturelle transitoire est dû au modèle des résistances hydrauliques ou à l'hypothèse de Boussinesq (i.e., la densité est fonction linéaire de la température). Yoon et al. ont mentionné également les travaux de Collins [47] qui a étudié expérimentalement et numériquement l'écoulement du modérateur dans la calandre de Wolsong 2/3/4 (rapport interne à la centrale non trouvé par l'auteur de ce mémoire). Ce dernier affirme que dans le cas nominal d'un réacteur CANDU-6, l'écoulement est mixte mais n'est pas dans un état permanent. En effet, il nomme cet état de quasi-permanent, car l'écoulement et les températures fluctuent légèrement, notamment au niveau du point de stagnation où les jets se rencontrent. Des oscillations d'une période de 240 s sont observées. Dans ce dernier cas, Yoon et al. ont admis un régime permanent ; ils ont expliqué ceci par le fait que le modèle en milieu poreux ne prend pas en compte la création et le détachement des tourbillons sur les parois des cylindres, ce qui cause probablement l'instabilité inhérente de l'écoulement dans la calandre. Enfin, Kim et al. ont simulé tous les types d'écoulements en atteignant un régime permanent mais, comme il a suffisamment été discuté ci-avant, l'auteur de ce mémoire a des doutes sur la fiabilité des résultats numériques.

Cette discussion sur la caractéristique transitoire ou non de l'écoulement permet de mettre en avant le caractère local de cet écoulement complexe. En effet, l'écoulement, bien que décrit globalement, est une somme de phénomènes locaux complexes qui permettent ou non la

transition d'un type d'écoulement vers un autre. Il se peut ainsi que dans un écoulement de type forcé, une partie de l'écoulement subisse localement une forte poussée d'Archimède qui peut déstabiliser l'écoulement à certains endroits mais pas globalement. Ainsi, il est difficile de parler de régime permanent car, localement, l'écoulement peut subir des variations. Il est important de signaler que les vitesses mises en jeu dans l'écoulement sont relativement faibles, notamment dans le faisceau de tubes, ce qui permet aux forces d'inerties et à la poussée d'Archimède d'être concurrentes (i.e., en compétition). Même lorsque la vitesse des jets à l'entrée est élevée, l'écoulement symétrique typique (figure 7-7) est tel que l'écoulement dans le bas de la calandre et proche des murs, a de très faibles vitesses. Ainsi, l'écoulement continue à s'échauffer dans ces zones-ci pour déclencher un phénomène local de convection mixte.

### **7.3 Étude des simulations réalisées dans le cadre de ce travail**

Après avoir implémenté le modèle des injecteurs et choisi les options de calculs, le modèle de turbulence et le maillage, les simulations de l'écoulement du modérateur ont été réalisées. Comme il a été cité plusieurs fois, les calculs en régime permanent ne satisfont pas la convergence. En effet, dans tous les cas, les résidus commencent par diminuer avant de remonter et atteindre une zone où ils stagnent ou augmentent légèrement. Le tracé de la vitesse et de la température moyenne pondérée par l'aire sur le plan vertical médian fonction des itérations indique clairement qu'aucun état permanent n'est atteint. Le fait de ne pas atteindre un tel état n'est pas choquant en considérant les remarques faites sur le régime d'écoulement transitoire précédemment discuté. Cependant, en fonction du débit d'entrée des injecteurs, il est possible de remarquer que la solution tends vers un type d'écoulement. Ainsi, il est possible de retrouver les trois types d'écoulements précédemment discutés en fonction des vitesses d'entrée. Étant donné que ces simulations ne sont pas exploitables, un calcul en régime transitoire a été réalisé pour le cas nominal des expériences de Stern Laboratories. Pour cette simulation, un pas de temps de  $2 \cdot 10^{-2} \text{ s}$  a été utilisé avec, pour chaque pas de temps, des résidus inférieurs à  $10^{-6}$ . Le régime atteint est un régime dominé par la convection naturelle et la simulation est arrêtée lorsque la température maximale atteint  $100^\circ\text{C}$ . Cette limitation est due aux corrélations qui ne prennent pas en compte le changement de phase (i.e., liquide-vapeur). Dans nos calculs, cette température est atteinte au bout de 790 s. La durée réelle de calcul pour cette simulation est de trois à quatre semaines.

Cette étude vise donc dans un premier temps à présenter, à l'aide de la simulation en régime transitoire, l'évolution de l'écoulement ; d'un écoulement isotherme symétrique à un écoulement dominé par la convection naturelle. Elle vise dans un deuxième temps, à discuter et qualifier les transitions entre les différents régimes. Enfin, le calcul en régime transitoire servira pour mettre en avant le caractère physique des simulations en régime permanent, permettant ainsi de caractériser qualitativement les écoulements en régime forcé et mixte.

### **7.3.1 Description de l'écoulement simulé en régime transitoire**

Cette partie vise à décrire l'évolution de l'écoulement à l'aide de la simulation effectuée en régime transitoire. Elle décrit les transitions entre un écoulement isotherme vers un écoulement dominé par la convection naturelle. Il est à noter que, dans ce cas, l'expérience de Hugué et al. [12] prédit un écoulement mixte. Ceci implique que les simulations ont tendance à accentuer le transfert de chaleur, ou à engendrer une transition entre un régime à convection mixte et un régime à convection naturelle. Comme il a été déjà discuté, les simulations admettent des marges d'erreurs non négligeables, généralement de l'ordre de 30% pour les profils de vitesses, les pertes de pressions ainsi que le transfert de chaleur. De plus, le maillage n'est pas extrêmement fin. Toutes ces erreurs peuvent être responsables de cette transition. Enfin, pour le cas nominal, le débit d'entrée est de 2,4 kg/s tandis que pour les mêmes conditions et un débit de 2,2 kg/s, le régime expérimental est dominé par la convection naturelle. Ainsi, pour un débit 9 % inférieur à la valeur nominale, la convection devient naturelle ce qui prouve qu'expérimentalement, l'écoulement est très sensible aux conditions d'entrée. Il suffit alors d'une erreur de prédiction de 10 % pour que l'écoulement prédit soit différent de l'écoulement expérimental.

Les figures 7-15, 7-16 et 7-17 montrent respectivement les contours de températures, de vitesses et les trajectoires des particules aux temps  $t = 20, 100, 280, 360, 440, 520, 600$  et  $790$  s. La transition entre l'écoulement forcé et mixte a lieu entre 260 s et 310 s et la transition entre l'écoulement mixte et celui à convection naturelle a lieu entre 480 et 540 s. Ces transitions couvrent une grande plage car elles sont très lentes et leurs frontières ne sont pas très nettes. Les simulations de l'écoulement sont arrêtées après  $t = 790$  s car, à ce moment, les températures atteignent la température d'ébullition de l'eau. Pour les contours de températures et de vitesses, la même échelle est utilisée afin de mieux les comparer. Il est intéressant d'observer que les

changements des configurations se font très lentement, ce qui rend l'écoulement d'autant plus complexe.

Comme il a été mentionné, les conditions initiales de l'écoulement pour démarrer la simulations transitoire est l'écoulement isotherme. Il est donc symétrique avec deux zones de recirculations dans la partie supérieure. L'écoulement tend à se disperser vers l'extérieur lorsqu'il descend à travers le faisceau de tubes sauf dans la zone inférieure de la calandre où l'écoulement tend à revenir vers l'intérieur pour se diriger vers la sortie, le lecteur est invité à voir la figure 7-7. Lorsque les cylindres fournissent de la chaleur au fluide, celui-ci commence à s'échauffer, notamment au sein de la calandre. Après 20 s, l'écoulement n'a pas beaucoup changé, sauf dans la zone inférieure de la calandre où l'écoulement à plus tendance à s'étaler vers l'extérieur et vers la partie supérieure des jets au lieu d'aller vers la sortie. Dès que le fluide arrive dans la zone des réflecteurs, il se dirige alors directement vers la sortie (voir la figure 7-17 à  $t = 20$  s). Le fluide s'échauffe, toujours principalement dans la banque de tubes. La zone la plus chaude se trouve dans la zone inférieure de la calandre, dans les régions des tubes les plus à l'extérieur allant de la sortie aux injecteurs. La région la plus froide se trouve sur la verticale, l'écoulement étant tel que la partie centrale du faisceau de tubes est mieux refroidie. Après 100 s, l'écoulement est tel que seules les particules étant dans la région proche de la surface verticale centrale se dirige vers la sortie, le reste de l'écoulement a plus tendance à se diriger vers le bas dans le faisceau de tubes et à remonter vers les jets, alimentant d'autant plus les deux zones de recirculation. Dans ces conditions, la poussée d'Archimède n'est pas négligeable. Dans les zones les plus chaudes (toujours situées dans le bas de la calandre), l'écoulement est tel qu'il remonte toujours vers les jets, sauf près de la paroi du mur de la calandre où l'écoulement se dirige vers la sortie.

Avec l'avancée dans le temps, l'écoulement s'échauffe de plus en plus, les jets n'arrivent pas à refroidir suffisamment le faisceau de tubes. Les zones les plus chaudes, se trouvant initialement dans la partie inférieure de la calandre, montent dans le faisceau de tubes. Vers 200 – 220 s, l'écoulement commence à ne plus être symétrique, les jets se rejoignent toujours à midi mais l'écoulement au sein du faisceau de tubes commence à subir des perturbations qui le dissymétrisent. Sur les contours de vitesses et de températures à 280 s, il est possible de voir cette asymétrie centrale (voir la figure 7-17 à  $t = 280$  s). Il est alors possible de remarquer, à l'aide des trajectoires, que les deux zones de recirculations n'existent plus. À leurs place, l'écoulement central vers le bas couvre 4 à 6 rangées de cylindres et, à l'intérieur des deux zones se situant

entre cette région et les jets, l'écoulement est plus chaud et plusieurs petites zones de recirculations se créent, l'écoulement ayant tendance à être entraîné vers le bas par l'inertie des jets et à monter à cause de la poussée d'Archimède. A cet instant, l'écoulement, même quasi-symétrique, est instable.

A partir de  $t = 310$  s, l'instabilité est telle que l'écoulement se débalance vers la droite et devient complètement asymétrique. Les jets se rencontrent alors entre midi et  $2h$ , en fonction du temps. Le jet de droite génère une petite zone de recirculation et entraîne rapidement le fluide vers le bas. Cependant, contrairement aux prédictions et aux expériences de Huget et al. [12], l'écoulement n'est pas fixe et ne peut pas être aussi facilement caractérisé par une configuration comme montré à la figure 7-14. En effet, même si l'écoulement est généralement tel que les jets se retrouvent dans la partie droite de la calandre, il devient plutôt chaotique et bouge constamment. Les forces d'inerties et les mouvements dus à la convection naturelle brassent totalement le fluide comme en témoignent les contours de vitesses ainsi que les trajectoires présentées dans les figures 7-15 et 7-17.

A partir de  $t = 400$  s, l'écoulement dû à la poussée d'Archimède remonte au centre du faisceau de tubes et coupe la liaison entre les deux jets qui vont alors moins haut dans la calandre. L'écoulement redevient alors moins chaotique et donc plus stable à partir de  $t = 480$  s. L'auteur rappelle ici le fait que Carlucci et Cheung [5] ont mentionné le fait que l'écoulement à convection naturelle soit plus stable que l'écoulement mixte. A partir de  $t = 540$  s, l'écoulement redevient totalement symétrique. Les jets montent alors jusqu'à la 5<sup>ème</sup> rangée des cylindres (en partant du haut) pour redescendre vers la sortie. La partie haute de la calandre n'est alors plus refroidie et continue à s'échauffer jusqu'à atteindre la température d'ébullition à  $t = 790$  s. L'écoulement au sein de la banque de tube se fait principalement vers le haut. Cet écoulement (vers le haut) et celui des jets (vers le bas) créent alors deux zones de recirculations dans le bas de la calandre. Il est important de noter qu'à partir du moment où l'écoulement redevient stable, la hauteur des jets ne bouge plus, comme il est possible de le remarquer sur les figures 7-15, 7-16 et 7-17 entre  $t = 520$  et  $t = 790$  s (même si l'écoulement n'est pas encore stable à 520 s).

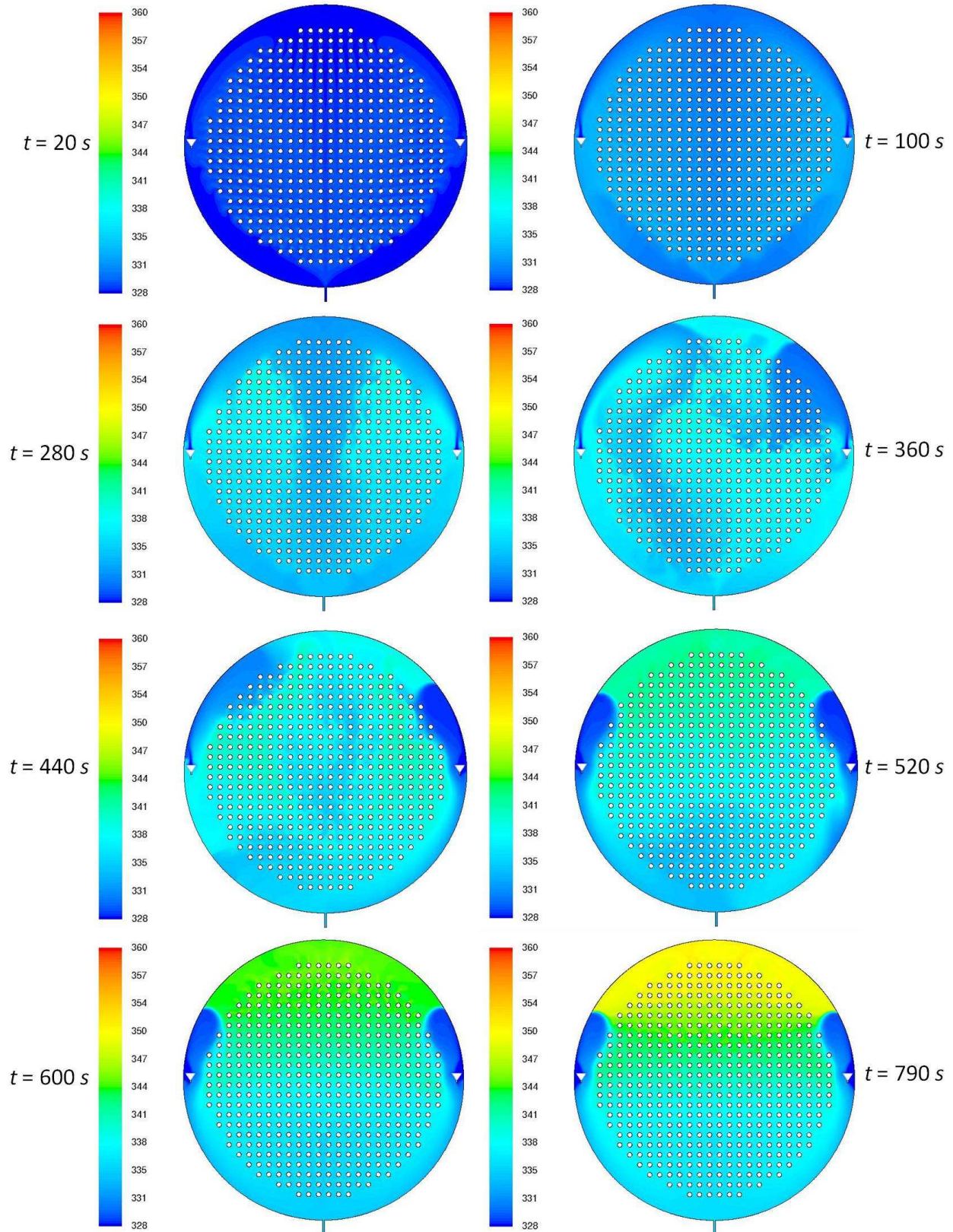


Figure 7-15 : Contours de températures aux temps  $t = 20, 100, 280, 360, 440, 520, 600$  et  $790\text{ s}$  .



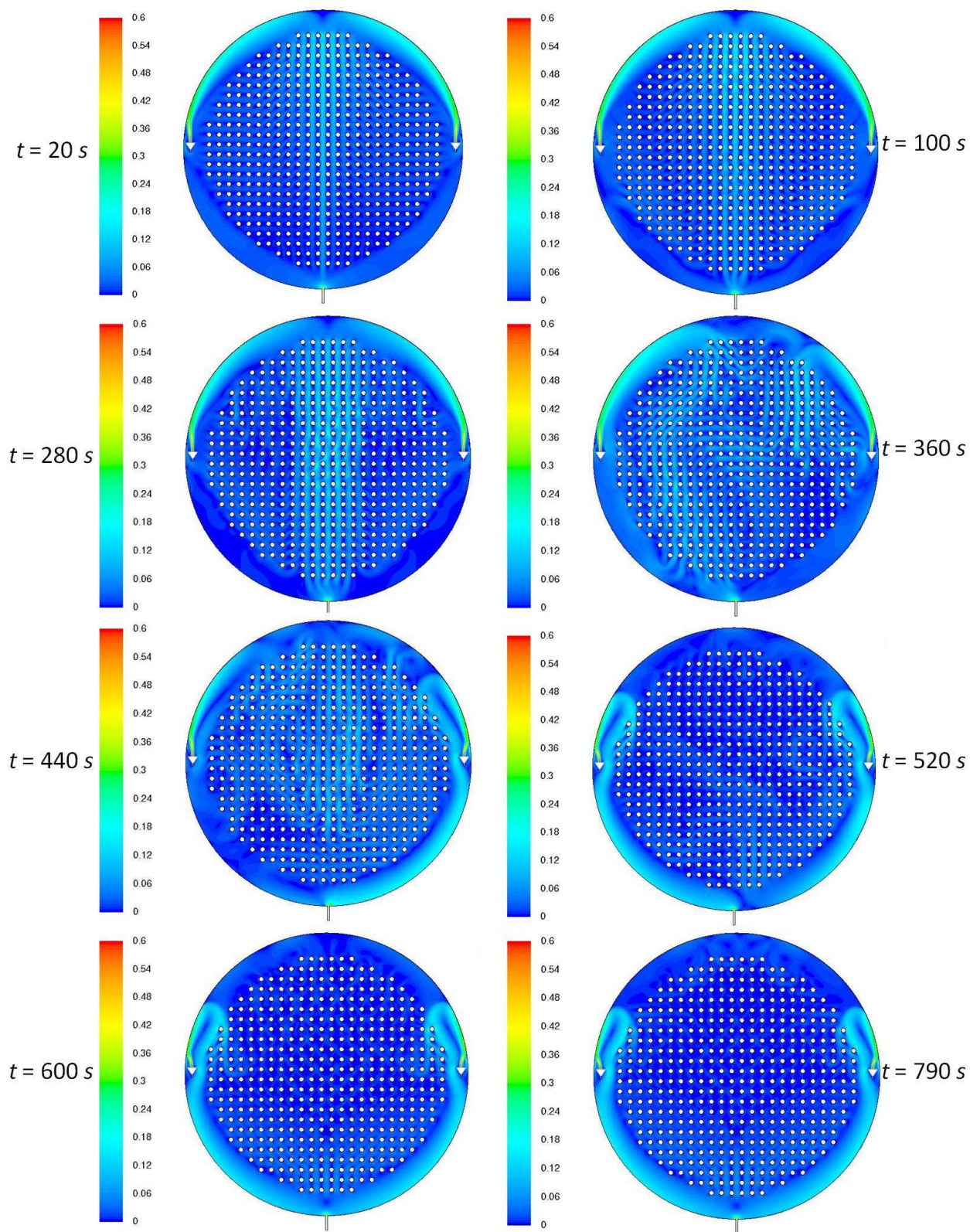


Figure 7-16 : Contours de vitesses aux temps  $t = 20, 100, 280, 360, 440, 520, 600$  et  $790\text{ s}$ .

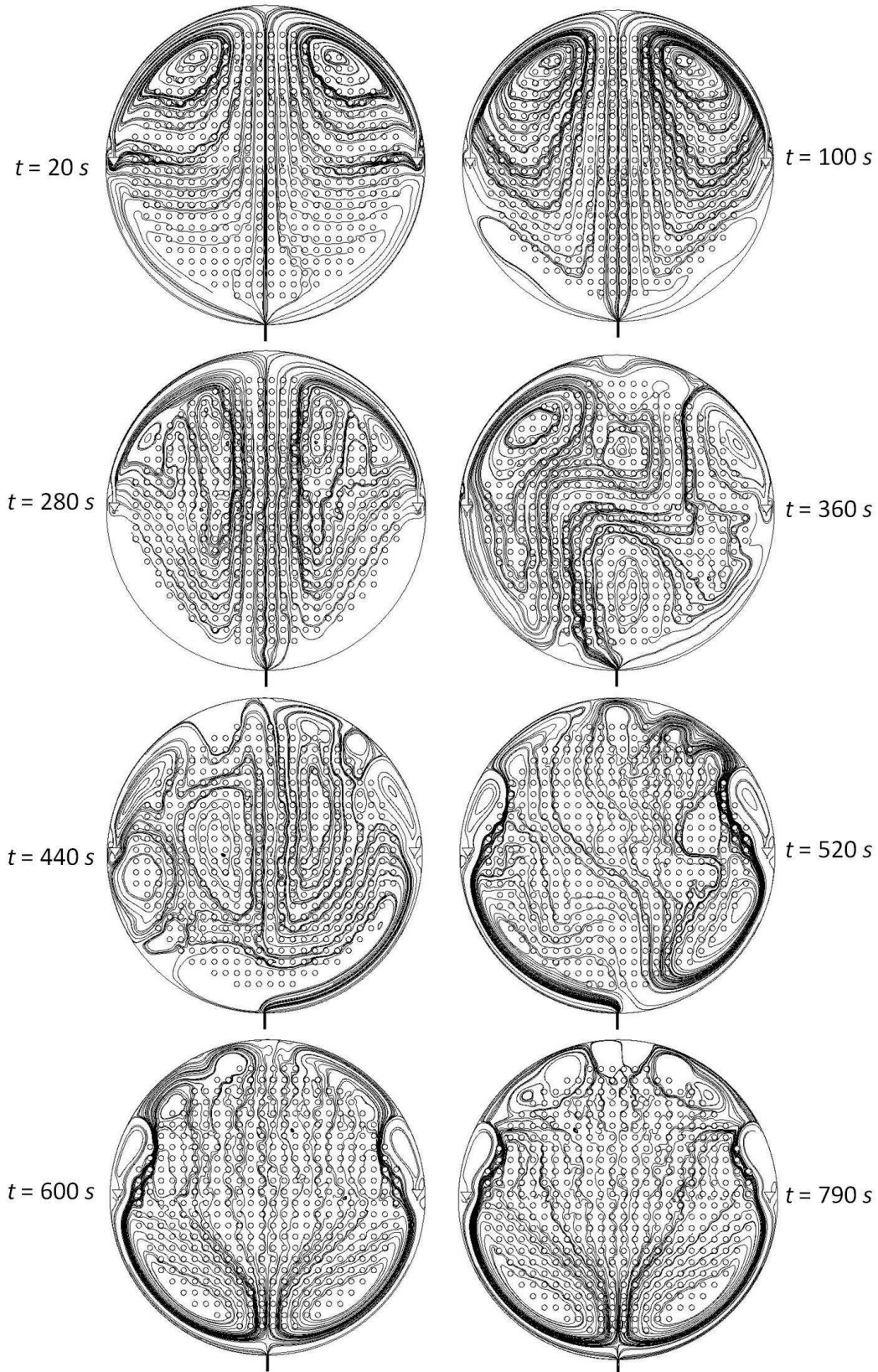


Figure 7-17 : Trajectories des particules aux temps  $t = 20, 100, 280, 360, 440, 520, 600$  et  $790 \text{ s}$ .



Les profils de températures sur le plan vertical médian ( $x = 0$ ) et sur les surfaces à  $y = 0 \text{ m}$ ,  $y = 0,426 \text{ m}$  et  $y = -0,426 \text{ m}$  sont donnés aux même temps à la figure 7-18. Il faut noter que les surfaces  $y = 0,426 \text{ m}$  et  $y = -0,426 \text{ m}$  se situent respectivement entre les rangées 6 et 7 et 18 et 19 en partant du haut de la calandre. Pour les surfaces  $y = 0 \text{ m}$  et  $y = -0,426 \text{ m}$ , les profils à  $t = 600 \text{ s}$  ne sont pas donnés pour éviter de surcharger les figures. Concernant la température sur la verticale, le profil est tel qu'au début, le fluide s'échauffe au fur et à mesure qu'il descend dans le faisceau de tubes. La température est maximale à la dernière rangée du faisceau puis décroît entre celle-ci et la sortie. Ce profil est présent jusqu'à la transition en régime mixte, les profils admettant cependant de légères variations au milieu du faisceau de tubes, étant nécessairement à des températures plus élevées. Pendant le régime mixte ( $t = 360$  et  $440 \text{ s}$  dans la figure 7-18), les variations ne présentent aucune corrélations. Durant et après la transition vers un régime dominé par la convection naturelle, le profil de température est tel qu'elles sont plus faibles dans le bas de la calandre et le fluide devient plus chaud au fur et à mesure qu'il monte le long du faisceau de tubes.

L'observation des profils de températures sur les surfaces horizontales permet de voir que si les profils sont symétriques à  $t = 20 \text{ s}$ , à partir de  $t = 100 \text{ s}$ , il existe déjà une très légère dissymétrie qui s'accroît à  $t = 280 \text{ s}$  avant que les profils ne soient totalement dissymétriques à partir de  $t = 360$  et  $440 \text{ s}$ , le régime devient mixte. Il en est de même pour les profils en convection naturelle ; ces profils n'ont pas de symétrie parfaite. Ainsi, il est possible d'affirmer que même si l'écoulement global paraît symétrique, il est possible de remarquer que localement il ne l'est pas complètement. Cette conclusion est également supportée par les profils de vitesses (horizontales et verticales) sur les mêmes surfaces horizontales. Veuillez noter que ces résultats ne sont pas présentés dans ce travail.

L'étude physique de ces profils indique qu'au début l'écoulement au sein de la calandre  $y$  est plus froid qu'en périphérie du faisceau de tubes. Ceci est en accord avec l'écoulement des jets qui refroidit principalement le centre avant de se disperser vers l'extérieur. De plus, il est possible de voir que la zone des réflecteurs est très froide pour la surface la plus haute et est plus chaude sur les surfaces à  $y = 0 \text{ m}$  et à  $y = -0,426 \text{ m}$ . D'ailleurs, dans l'ensemble et pour la convection forcée, les variations de températures (sur les surfaces horizontales) sont plus importantes dans la partie supérieure que dans la partie inférieure. Après la transition vers le régime mixte, il est encore une fois difficile de caractériser l'écoulement tant il dépend du temps et de la position.

Lorsque la convection devient naturelle, l'écoulement s'établit dans un premier temps dans le haut de la calandre, les profils étant différent en fonction des surfaces horizontales. En effet, l'observation des profils à  $t = 520$  s montre que pour la surface supérieure, l'écoulement  $y$  est presque symétrique. Sur la surface à  $y = 0$  m, le profil admet une petite dissymétrie, tandis que sur la surface inférieure, le profil est totalement dissymétrique. De plus, aux surfaces  $y = 0$  m et  $y = 0,426$  m, les températures au sein de la calandre sont globalement égales et la température décroît fortement au niveau de la zone des réflecteurs. Sur la surface  $y = -0,426$  m, les températures au centre de la calandre sont plus faibles qu'à la périphérie et diminuent dans la région des réflecteurs moins brusquement que pour les cas antérieurs. Ces profils sont cependant distincts, parce que les écoulements sont différents dans les zones supérieures et inférieures de la calandre. En effet, l'écoulement se fait vers le haut dans la partie supérieure et deux zones de recirculations se forment dans la partie inférieure.

La figure 7-19 montre les profils de la composante verticale  $v_y$  de la vitesse sur la surface verticale aux mêmes temps. Pour les temps  $t = 20$  et  $t = 100$  s, les profils ressemblent à ceux de l'écoulement isotherme. C'est-à-dire qu'en dehors de la petite zone de recirculation en haut de la calandre, l'écoulement est toujours dirigé vers le bas. De cette zone et jusqu'à la deuxième rangée de tubes, l'écoulement s'accélère pour ensuite diminuer au fur et à mesure de son avancé dans le faisceau de tubes. Le fluide accélère de nouveau lorsqu'il sort du faisceau de tubes. Au temps  $t = 280$  s, le profil suit globalement les mêmes tendances mais admet de fortes variations entre les tubes. Après la transition vers l'écoulement à convection mixte, les profils présentent des variations difficilement analysables. À  $t = 360$  s, l'écoulement peut se faire vers le haut dans une partie du faisceau de tubes alors qu'à  $t = 440$  s, l'écoulement se dirige entièrement vers le bas. Néanmoins, dès que le fluide sort de la banque de tubes, il s'accélère vers la sortie. Après la transition vers le régime à convection naturelle, l'écoulement sur la verticale est telle qu'il est relativement intense vers le haut dans la partie inférieure de la calandre (et s'accélérait au fil du temps). Ceci provoque la formation de deux zones de recirculation dans cette zone de la calandre. Ensuite, l'écoulement est globalement dirigé vers le haut dans le faisceau de tubes, mais il est caractérisé par des vitesses faibles ainsi que des variations entre les tubes (i.e., l'écoulement pouvant se diriger localement vers le bas). L'écoulement dans la zone supérieur se dirige vers le haut ou le bas en fonction du temps. Comme pour tous les régimes précédents, le fluide s'accélère entre le dernier cylindre et la sortie.

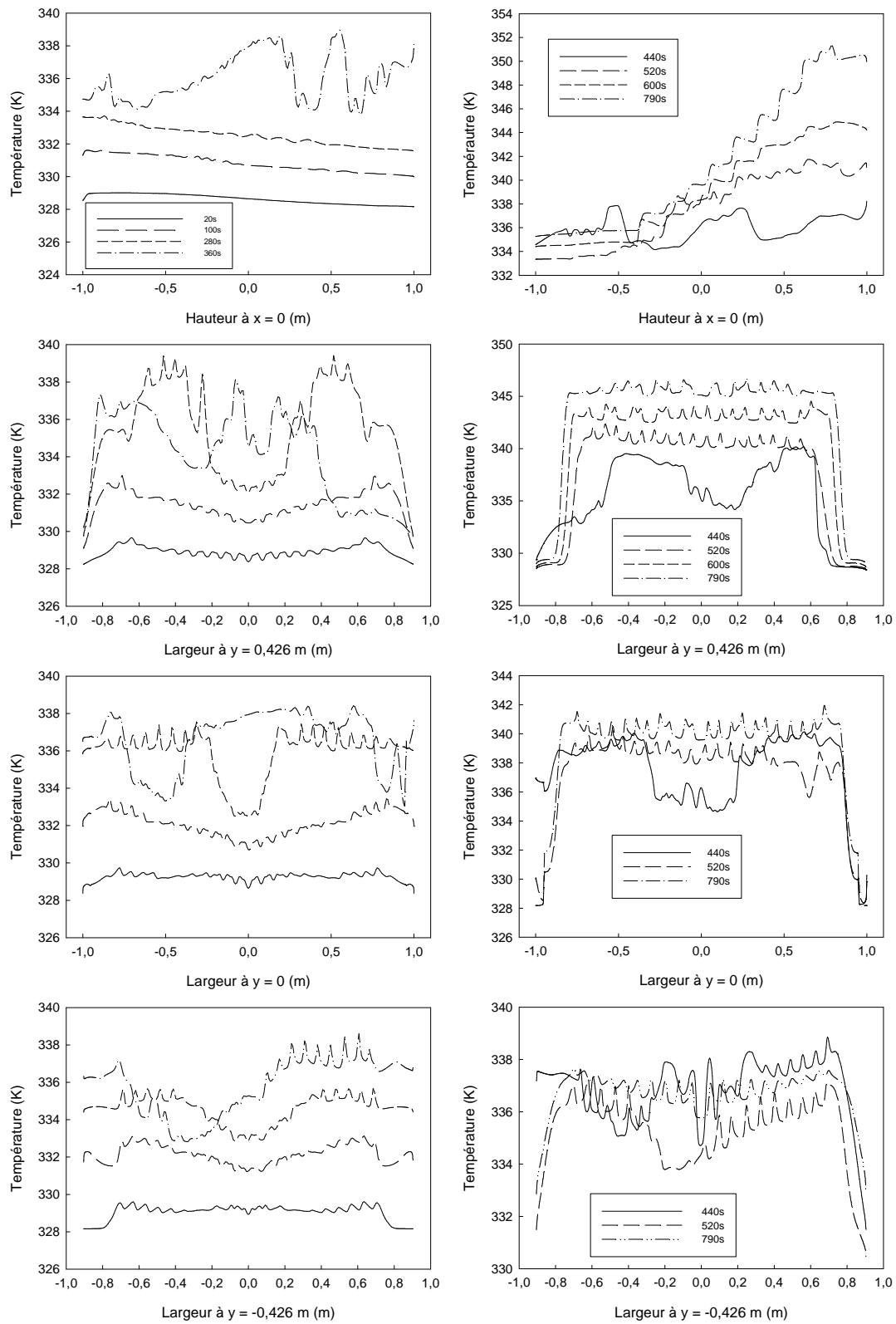


Figure 7-18 : Profils de températures sur différentes surfaces et pour divers temps.

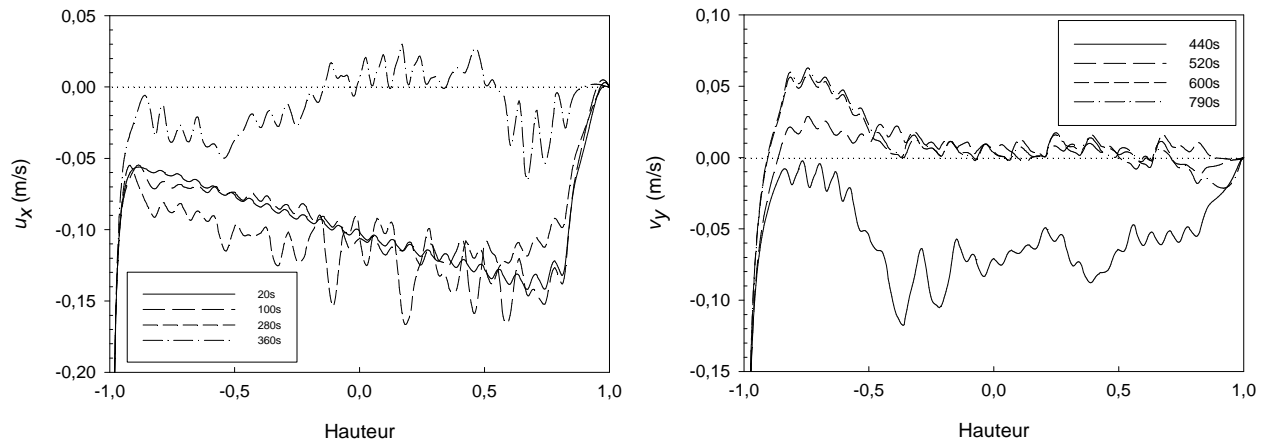


Figure 7-19 : Profils des composantes de vitesses verticales sur la surface à  $x = 0$  m.

Tel que précédemment mentionné, la simulation effectuée avec FLUENT ne prédit pas le même comportement qu'observé expérimentalement. Néanmoins, la comparaison avec les données de l'écoulement expérimental dominé par la convection naturelle et les résultats de cette simulation permet de montrer que dans un régime de convection naturelle, les jets n'arrivent plus à refroidir la zone supérieure de la calandre. L'interface décrite par Huget et al. [12] ne semble pas présente lors de nos prédictions numériques, mais l'effet est le même vu que les jets, à un certain moment, arrivent à un certain état d'équilibre. Ceux-ci montent alors toujours à la même position dans la calandre pour redescendre directement vers la sortie, ne passant presque plus à travers le faisceau de tubes. Ceci provoque l'augmentation des températures en haut de la calandre, mais également au sein du faisceau de tubes. Contrairement aux autres simulations, aucun état permanent n'est prédit par FLUENT. Ces observations semblent indiquer que la prise en compte de la banque de tubes engendre certaines instabilités propres à l'écoulement que le modèle en milieu poreux omet, permettant ainsi l'obtention d'un régime permanent. Même avec un maillage pas assez fin et des prédictions à 30 % près, les calculs effectués par FLUENT en régime transitoire permettent de simuler correctement l'écoulement. De plus, tous les types d'écoulements prédits correspondent à ceux décrits expérimentalement ainsi qu'à ceux simulés avec le modèle des milieux poreux.

### 7.3.2 Étude des phénomènes de transition

Après avoir décrit l'écoulement simulé en régime transitoire, cette partie du mémoire vise à mieux qualifier les phénomènes transitoires. Pour cela, il est nécessaire de considérer les nombres adimensionnels tels que les nombres de Reynolds, de Grashoff et de Richardson (voir le chapitre 1 ou l'annexe A). Il a alors fallu trouver une façon de définir ces nombres pour une géométrie complexe comme celle de la calandre. Ainsi, afin de définir ces nombres, la vitesse et température moyennes de l'écoulement et la température moyenne des cylindres sont calculées à chaque temps dans toute la calandre. Les propriétés physiques sont alors calculées à l'aide des corrélations prises à cette température moyenne. Le nombre de Reynolds est ainsi défini avec la vitesse moyenne de l'écoulement et le diamètre du cylindre est utilisé comme dimension caractéristique. La différence de température pour le nombre de Grashoff est définie comme la différence entre la température moyenne des cylindres et celle du fluide dans toute la calandre. De plus, afin de pouvoir qualifier les transitions localement, ces mêmes nombres ont été définis sur des surfaces. Ainsi, au lieu de considérer les valeurs moyennes de la vitesse et de la température de tout l'écoulement, elles sont calculées sur les surfaces horizontales  $y = 0 \text{ m}$ ,  $y = 0,426 \text{ m}$  et  $y = -0,426 \text{ m}$ . Afin de calculer le nombre de Grashoff, les températures moyennes des cylindres entourant ces surfaces sont aussi calculées. Ces surfaces ainsi que les cylindres considérés sont montrés à la figure 7-20. De cette manière, les nombres de Reynolds, de Grashoff et de Richardson sont calculés pour la calandre entière ainsi que localement aux surfaces  $y = 0 \text{ m}$ ,  $y = 0,426 \text{ m}$  et  $y = -0,426 \text{ m}$ .

La figure 7-21 donne l'évolution des nombres de Richardson pour les quatre cas étudiés. Ils sont normalisés par rapport au temps  $t = 20 \text{ s}$  afin de comparer uniquement leurs variations. Pour le cas des surfaces  $y = 0 \text{ m}$  et  $y = 0,426 \text{ m}$  ainsi que pour l'écoulement dans toute la calandre, les variations sont identiques et il est possible d'observer des tendances lors des transitions. Ainsi, le nombre de Richardson reste relativement constant lors de l'écoulement forcé avant de commencer à augmenter et subir de brusques variations lorsque l'écoulement est mixte. Il augmente alors fortement pour tendre ensuite vers un palier lorsque l'écoulement transite vers un état dominé par la convection naturelle. Pour la transition entre le régime forcé et mixte, la montée du nombre de Richardson correspond à une petite dissymétrie locale de l'écoulement. La dissymétrie générale apparaît lorsqu'après  $t = 200 \text{ s}$  pour toute la calandre le nombre de Richardson présente des variations brusques et rapides. Comme il a été dit, la transition se fait, au

vue des contours de températures et de vitesses, entre 260 s et 310 s, sachant qu'à 310 s, l'écoulement devient totalement asymétrique. La figure 7-21 permet de mettre en avant que l'augmentation du nombre de Richardson se fait sur la surface haute en premier (vers 150 s) puis pour toute la calandre (200 s) et enfin pour la surface horizontale centrale (après environ 230 s). Pour le cas de toute la calandre, la cassure à 310 s est nette mais est moins visible pour les deux autres cas. Pour la surface supérieure, la cassure a lieu aux environ de 260 s et à 310 s pour la surface centrale. Pour les trois cas, il existe une première transition à 220 s pour  $y = 0,426 m$ , 280 s pour  $y = 0 m$  et 250 s pour la calandre entière.

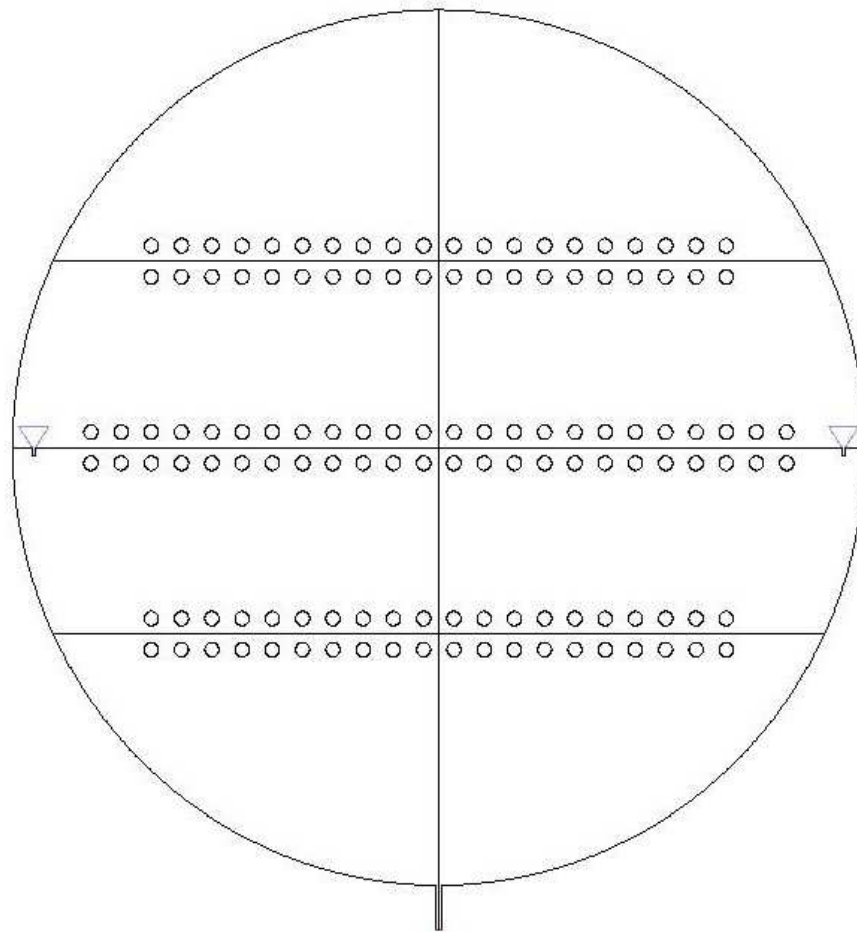


Figure 7-20 : Emplacement des surfaces horizontales et des cylindres où sont calculées les températures et vitesses moyennes.

La transition entre le régime mixte et le régime en convection naturelle se fait entre  $t = 480$  et  $540$  s selon les contours de températures et de vitesses. Pour les trois cas, il est possible d'observer une brusque montée du nombre de Richardson avant d'atteindre un palier (ou même une légère descente) avant que ce nombre augmente de nouveau mais moins brusquement et tende vers un palier. La montée brusque a lieu, dans un premier temps, sur la surface à  $y = 0,426$  m à  $470$  s puis à  $y = 0$  m à  $490$  s et enfin dans toute la calandre vers  $t = 500$  s. Pour la surface supérieure et pour toute la calandre, la montée s'arrête à  $520$  s avant de remonter moins brusquement à  $540$  s alors que pour la surface centrale, la montée s'arrête à  $540$  s puis le nombre de Richardson reste relativement constant avant de remonter à partir de  $t = 620$  s. Enfin, il est utile de remarquer que dans le cas de cette surface, le nombre de Richardson est multiplié par 5, pour la surface centrale par 3,5 et pour la calandre en entier de 2,2. Ceci montre clairement que l'écoulement subit les plus gros changements dans la partie supérieure de la calandre.

Pour la surface à  $y = -0,426$  m située dans la partie inférieure de la calandre, les variations du nombre de Richardson sont totalement différentes. En effet, après une diminution rapide dans les premiers instants, celui-ci reste constant jusqu'à une variation brusque observée à  $t = 300$ s (précédée de deux petites variations à partir de  $t = 220$  s). Les variations cessent à partir de  $t = 520$  s et le nombre reste alors constant et un peu plus petit que pour le domaine de convection forcée. C'est le seul cas où le nombre de Richardson est plus petit à la fin qu'au début. Selon ces observations, il est possible de voir dans un premier temps que selon le type de convection, le nombre de Richardson présente des variations qui permettent de qualifier l'écoulement du modérateur. De plus, ces calculs montrent que l'écoulement est globalement contrôlé par la partie supérieure de la calandre, la partie inférieure admet des variations caractéristiques mais elles sont soumises à d'autres phénomènes. D'ailleurs, la transition se fait principalement dans la partie supérieure de la calandre avant que tout l'écoulement n'agisse.

Afin de mieux expliquer les transitions, il convient également d'observer les variations des nombres de Reynolds et de Grashoff ainsi que celles des vitesses et des températures. Pour cela, les variations des vitesses moyennes et du nombre de Reynolds sont données pour les quatre cas présentés à la figure 7-22. Les variations des températures moyennes du fluide et des surfaces des cylindres sont présentées à la figure 7-23. Enfin, celles de la différence de température entre les cylindres et le fluide, et du nombre de Grashoff sont montrées à la figure 7-24.

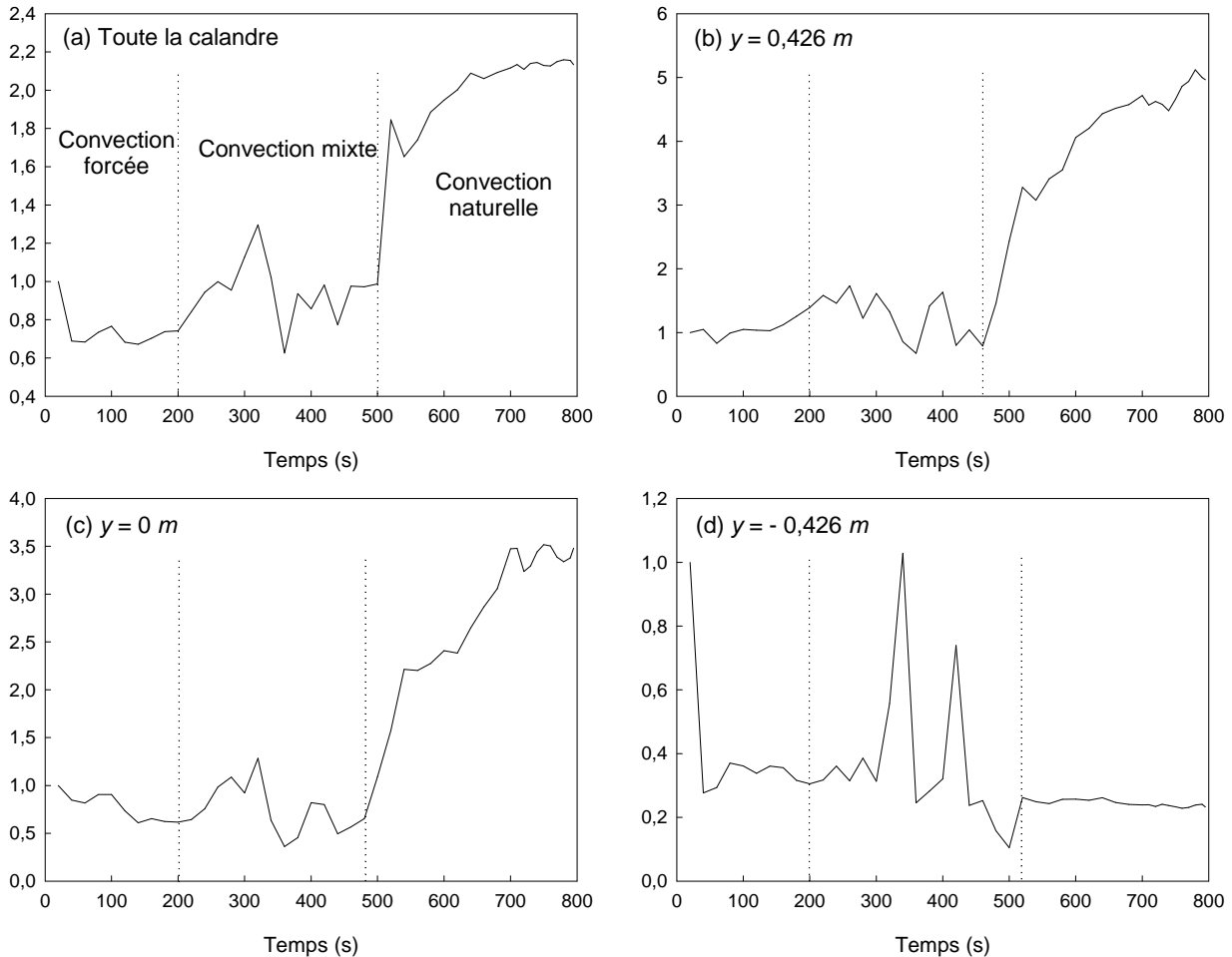


Figure 7-21 : Nombre de Richardson normalisés en fonction du temps pour (a) toute la calandre, (b)  $y = 0,426 \text{ m}$ , (c)  $y = 0 \text{ m}$  et (d)  $y = -0,426 \text{ m}$ .

Dans un premier temps, à partir des variations des vitesses et des nombres de Reynolds (voir la figure 7-22), il est possible d'observer que les deux sont assez semblables mais que la variation des propriétés physiques (i.e., densité et viscosité en fonction de la température moyenne) ne sont pas négligeables. De plus, la vitesse et le nombre de Reynolds dans la partie inférieure sont initialement très faibles et augmentent brusquement ce qui explique les variations initiales du nombre de Richardson qui diminue brusquement. Ces variations caractérisent également les transitions, les vitesses sont relativement stables lorsque l'écoulement est forcé et naturel, mais elles subissent des variations brusques lorsque l'écoulement est mixte. Enfin, il est



important de noter que pour les cas à  $y = 0 \text{ m}$ ,  $y = 0,426 \text{ m}$  et pour toute la calandre, lorsque l'écoulement est dominé par la convection naturelle, les vitesses sont plus faibles que celles du régime en convection forcée. Au contraire, pour la surface à  $y = -0,426 \text{ m}$ , les vitesses sont plus élevés dans le régime de convection naturel que pour le régime forcé. Encore une fois, les variations dans toute la calandre suivent celles de la surface supérieure, ceci indique que globalement l'écoulement dans toute la calandre est contrôlé par la partie supérieure de la calandre alors que localement, dans la partie inférieure, les changements sont différents.

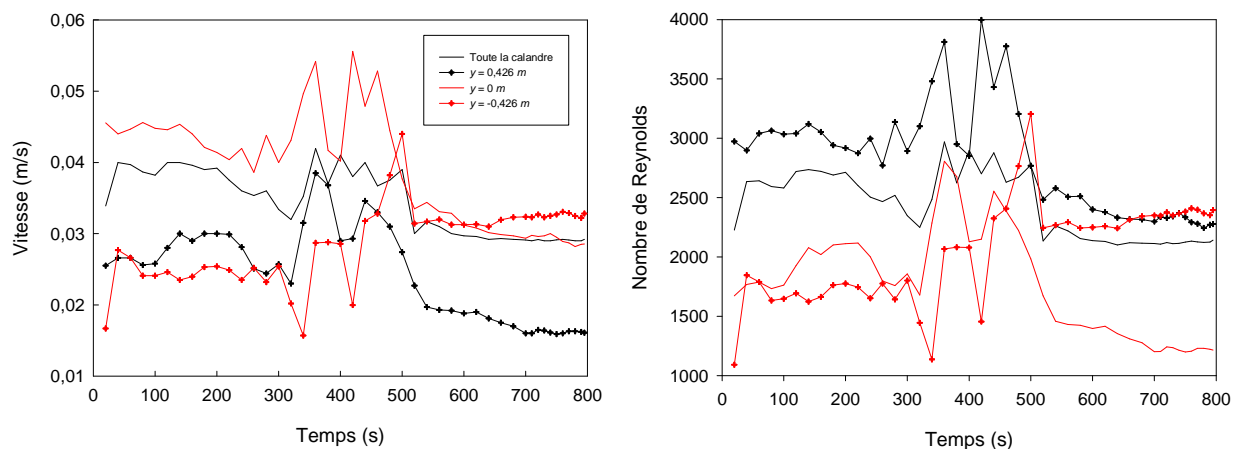


Figure 7-22 : Variations de la vitesse moyenne (gauche) et du nombre de Reynolds (droite).

La figure 7-23 montre les températures moyennes du fluide et des parois des cylindres. On note que pour toutes les surfaces, en dehors du régime mixte, à la fois les cylindres et le fluide s'échauffent. Lorsque l'écoulement est mixte, les variations de températures ne sont plus monotones. Néanmoins, pour le cas de la température du fluide, même si les variations sur les surfaces (i.e., localement) subissent des variations brusques, la variation des températures moyennes dans toute la calandre reste monotone et elles augmentent continuellement. Pour ce cas, les transitions ne sont pas apparentes. Concernant la température des parois des cylindres, les variations locales dans le régime mixte ont des conséquences globales.

La figure 7-24 présente les variations des différences de température ainsi que des nombres de Grashoff. Concernant les variations des différences de températures, elles sont identiques pour

toutes les surfaces : une brusque diminution initiale a lieu avant de rester relativement constantes, des variations brusques dans la zone du régime mixte puis une légère montée avant de stagner lorsque l'écoulement est dominé par la poussée d'Archimède. La surface supérieure subit la plus grande augmentation de différence de température. Pour ce cas, les trois types d'écoulements peuvent être observés. La comparaison des variations des différences de températures avec les variations des nombres de Grashoff montre que lorsque les différences de températures stagnent, quand l'écoulement est dominé par la convection naturelle, les nombres de Grashoff augmentent. Ceci est dû au fait que les propriétés thermo-physiques jouent un rôle déterminant dans la définition de ce nombre. En effet, même si les différences de températures sont constantes, la température moyenne du fluide augmente continuellement. Ainsi, la densité et le coefficient d'expansion  $\beta$  augmentent, tandis que la viscosité diminue. D'après la définition du nombre de Grashoff (voir l'équation 1.5 ou l'annexe A), celui-ci augmente inévitablement. Les variations de ce nombre permet également d'observer les trois types d'écoulements. De plus, il est possible de voir que ce nombre pour  $y = -0,426 \text{ m}$  est initialement élevé (la différence de température est grande) et diminue par la suite brusquement. Ceci, couplé au fait qu'initialement le nombre de Reynolds est très faible et qu'il augmente rapidement pour cette même surface, fait que le nombre de Richardson est initialement élevé et qu'il diminue brusquement tel que décrit précédemment.

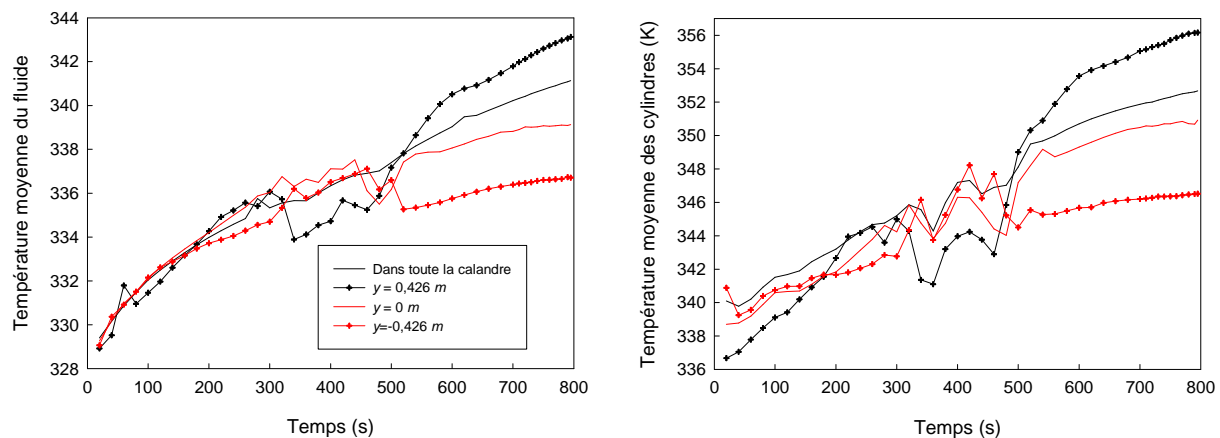


Figure 7-23 : Variation des températures moyennes du fluide (gauche) et des surfaces des cylindres (droite).

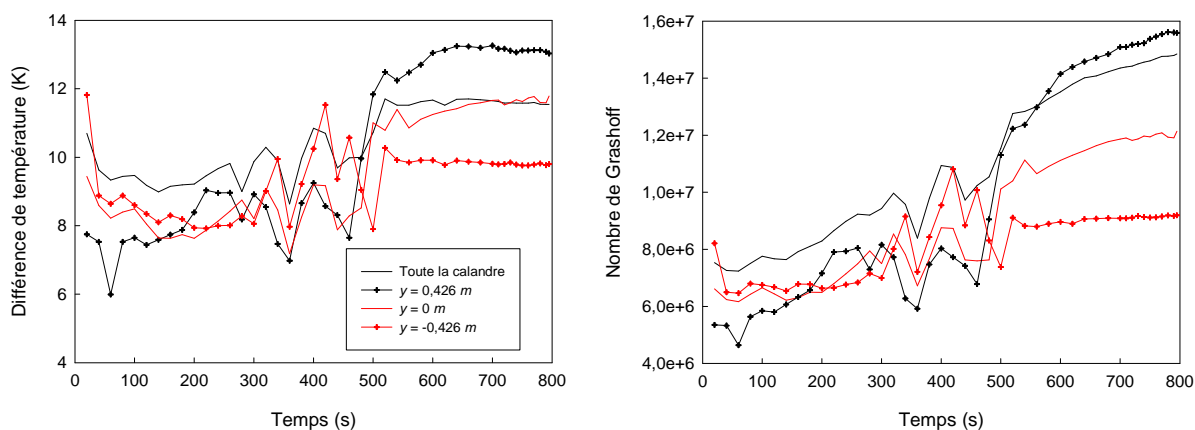


Figure 7-24 : Variation des différence des températures moyennes (gauche) et du nombre de Grashoff (droite).

Toutes ces observations permettent de caractériser le comportement transitoire de l'écoulement, passant d'un écoulement symétrique et forcé à un écoulement symétrique et dominé par la convection naturelle. Ces transitions font l'état d'un système complexe mais également très instable. Ces instabilités sont premièrement locales mais arrivent à changer totalement la nature de l'écoulement de manière globale. Ces changements sont contrôlés par la partie supérieure de l'écoulement dans la calandre. En effet, les instabilités dans la zone inférieure de la calandre sont bien présentes, mais c'est lorsque le fluide dans la partie supérieure de la calandre commence à s'échauffer que l'écoulement global présente une dissymétrie qui l'entraîne vers un autre type d'écoulement. Contrairement aux cartographies de Carlucci et Cheung [5] et Kim et al. [10] qui définissent un nombre de Grashoff unique par rapport aux valeurs d'entrée, le nombre de Grashoff est défini ici en fonction du temps et de manière globale et locale afin de suivre son évolution. Cette dernière permet de qualifier alors les types d'écoulements ainsi que les transitions en fonction du temps. Pour des études ultérieures de ces transitions, il serait utile de pouvoir quantifier le nombre de Grashoff, toujours en fonction du temps afin de mieux cartographier les différents types d'écoulements. Cette quantification peut être réalisée en utilisant les définitions du nombre de Grashoff données dans ce mémoire, ou en essayant de le définir autrement (i.e., sur d'autres surfaces) afin de mieux mettre en évidence les transitions.

### 7.3.3 Qualification de la convection mixte et forcé à l'aide des simulations en régime permanent

Après avoir discuté de la transition pour la simulation en régime transitoire, il convient de faire un parallèle avec les simulations effectuées en régime permanent. En effet, même si les simulations ne convergent pas de manière satisfaisante, il est utile de montrer que les simulations, à l'aide de l'algorithme SIMPLE suivent correctement les phénomènes physiques. En général, elles tendent vers un type d'écoulement donné. Ainsi, dans un premier temps, la simulation en régime permanent pour le cas nominal est comparée avec celle réalisée en régime transitoire. Dans un deuxième temps, des calculs en régime permanents sont présentés pour des écoulements qui tendent vers un régime forcé et un régime en convection mixte. Les nombres de Richardson présentés sont normalisés par rapport à la valeur obtenue lors de la première itération.

Le cas nominal des expériences de Stern Laboratories est simulé en régime permanent. Pour ce cas, les calculs sont arrêtés à 15 000 itérations lorsque la température atteint 381 K. Il a fallu aller jusqu'à cette température afin de bien distinguer le palier que caractérise le nombre de Richardson. Comme il a été mentionné au chapitre 5, si les simulations ont été effectuées sous 1,4 atm, la température d'ébullition est de 382,83 K et la simulation est donc acceptable. De plus, les corrélations pour les propriétés thermo-physiques sont acceptables à 5% près entre 373 et 381 K. La figure 7-25 présente les nombres de Richardson pour la simulation de cas nominal des expériences réalisées à Stern Laboratories en régime permanent. Pour ce cas, la transition entre la convection forcée et mixte a lieu entre 2000 et 4000 itérations, tandis que la transition entre cette dernière et l'écoulement dominé par la convection naturelle a lieu entre 10 000 et 12 000 itérations. Les variations du nombre de Richardson suivent les mêmes tendances que pour le calcul transitoire. Même si la transition entre le régime forcé et celui mixte est difficilement cernable, la deuxième transition est tout à fait visible avec une forte montée du nombre de Richardson, sauf pour le cas de la surface à  $y = -0,426 m$ . Pour ce dernier, les variations ressemblent également à celles du calcul transitoire. Pour corroborer le fait que le calcul en régime permanent peut qualifier l'écoulement, les contours de températures pour quatre itérations différents sont donnés à la figure 7-26. Il est possible d'y observer qualitativement les trois types d'écoulements, l'écoulement se débalançant également vers le côté droit. Ainsi, il est possible de voir que les calculs en régime permanent permettent de qualifier l'écoulement ainsi que les

transitions qu'il subi. Néanmoins, c'est certain qu'il est impossible d'utiliser quantitativement les données de ces calculs.

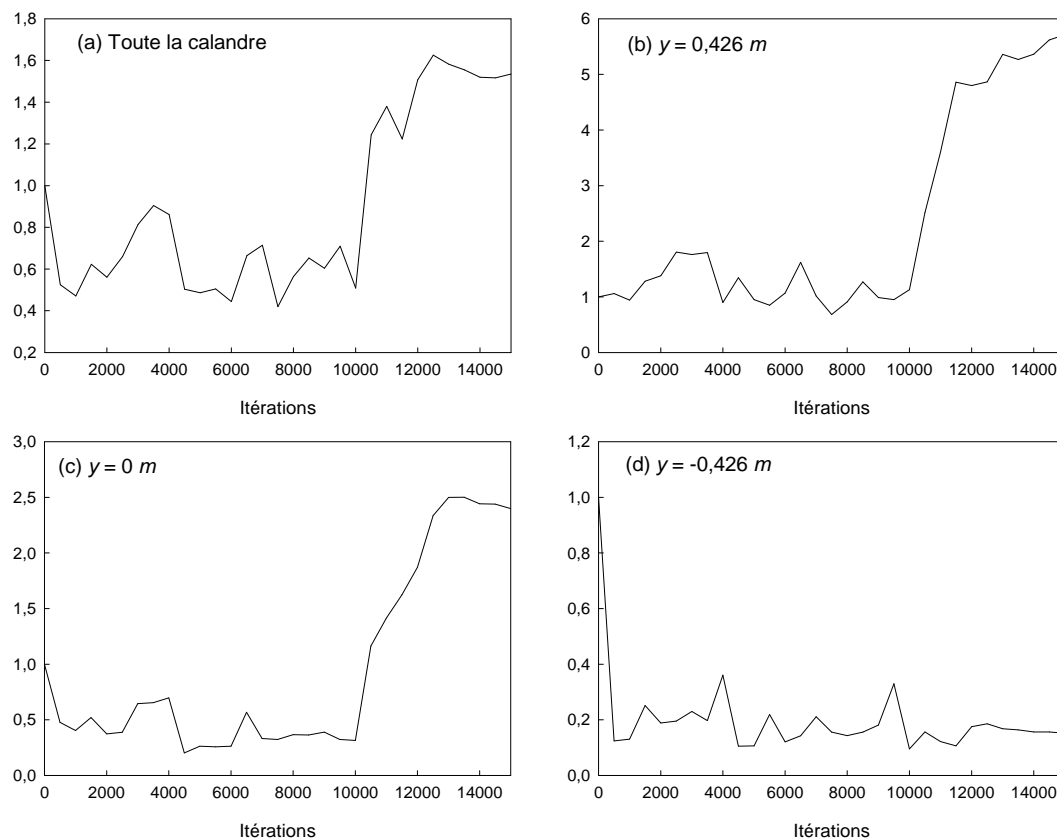


Figure 7-25 : Variations du nombre de Richardson normalisé en fonction des itérations pour les simulations du cas nominal en régime permanent pour (a) toute la calandre, (b)  $y = 0,426 m$ , (c)  $y = 0 m$  et (d)  $y = -0,426 m$ .

Ainsi, afin de qualifier les deux autres types d'écoulements, deux simulations en régime permanent sont présentées : un écoulement tendant vers un régime mixte et un deuxième qui tend vers un régime en convection forcée. Ces écoulements sont obtenus en changeant uniquement le débit des jets à l'entrée. Pour le cas où la convection est mixte, le débit total des jets est de  $3,4 kg/s$  et l'écoulement est en forcée pour un débit de  $5,95 kg/s$ .

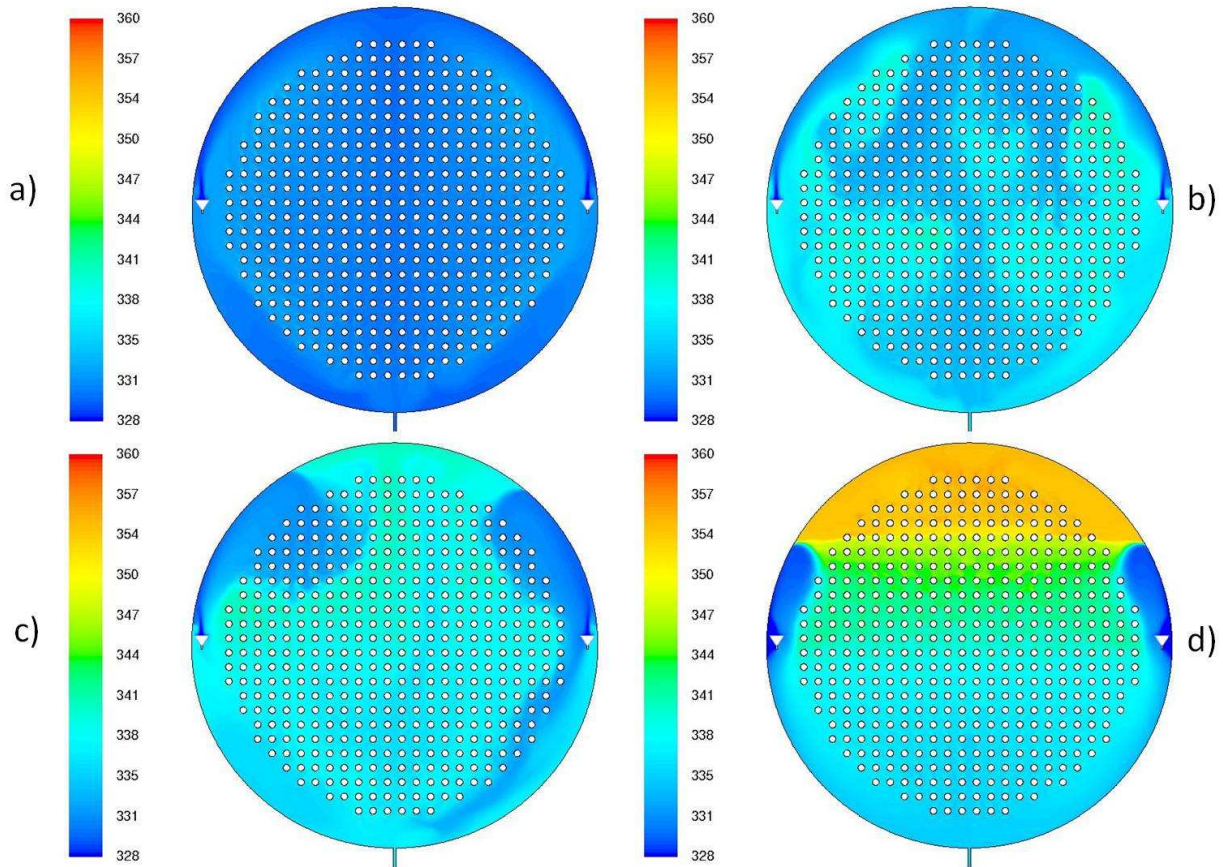


Figure 7-26 : Contours de température pour les simulations du cas nominal en régime permanent à (a) 2000, (b) 6000 (haut droit), (c) 10000 et (d) 14000 itérations.

Pour le régime mixte, 93 000 itérations ont été nécessaires. L'écoulement commence à se débalancer totalement vers la gauche à partir de 7750 itérations. La figure 7-27 donne les variations des nombres de Richardson pour les trois surfaces horizontales ainsi que pour toute la calandre. Pour les quatre cas, la transition est clairement visible, elle a lieu à 12 750 itérations. Il existe alors une différence entre la transition définie visuellement sur les contours de vitesses et de températures au moment où l'écoulement devient asymétrique et la transition selon le critère basé sur le nombre de Richardson. Il semble que même si l'écoulement est légèrement asymétrique, la transition n'est pas encore complétée ; une baisse du flux de chaleur ou une augmentation du débit pourrait alors éviter cette transition. Dans ce cas, c'est la surface à  $y = 0 \text{ m}$  qui présente des variations différentes en augmentant avant la transition. Dans les autres cas, après une augmentation, les nombres de Richardson diminuent jusqu'à la transition. D'ailleurs, il

est important de remarquer que par rapport au cas nominal, ce nombre ne présente pas de variations brusques au début, ce qui montre que l'écoulement est modifié très lentement. Après la transition, les variations du nombre de Richardson sont brusques et ne semblent pas être périodiques. Cependant, il se peut que la période soit tellement grande qu'il faudrait beaucoup plus d'itérations pour pouvoir la détecter. Néanmoins, ces variations caractérisent un écoulement instable qui essaye en vain de trouver un état stable.

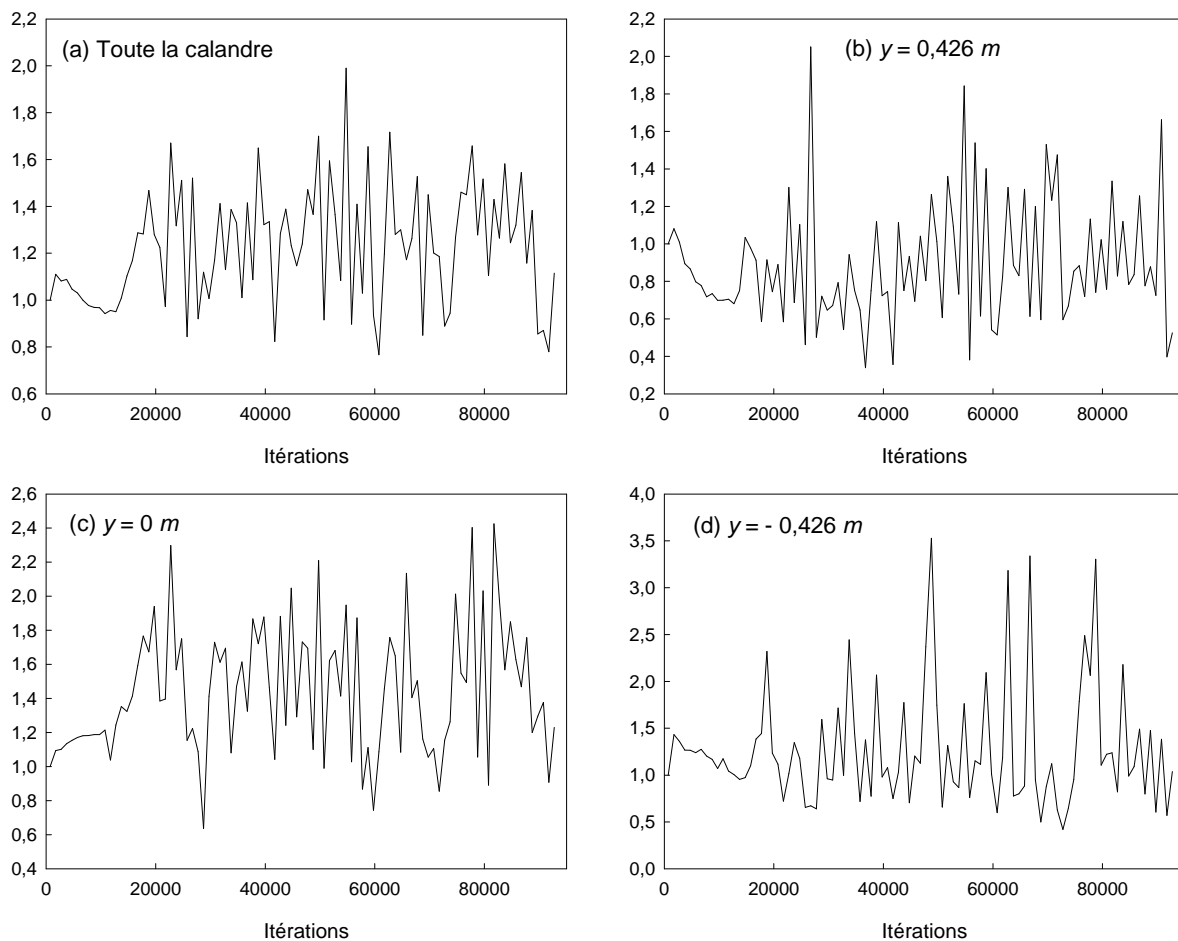


Figure 7-27 : Variation du nombre de Richardson normalisé pour le cas où la convection semble être mixte pour (a) toute la calandre, (b)  $y = 0,426 \text{ m}$ , (c)  $y = 0 \text{ m}$  et (d)  $y = -0,426 \text{ m}$ .

La figure 7-28 présente les contours de vitesses et de températures pour 3750, 12 750, 24 750 et 47 750 itérations. Initialement, l'écoulement  $y$  est logiquement symétrique et les zones les plus chaudes montent au sein du faisceau de tubes au fil des itérations. Les contours à 12 750 itérations montrent que l'écoulement est déjà asymétrique lorsque la transition se fait.

L'écoulement est tel que la transition n'est pas aussi brusque que pour le cas nominal ; les changements au sein de l'écoulement se font plus lentement. Ainsi, le point de stagnation se déplace lentement vers la gauche, sans que la poussée d'Archimède ne vienne complètement déstabiliser l'écoulement. Le point de stagnation se trouve alors un peu plus haut que  $10 h$ . Il est possible de voir que l'écoulement au sein du faisceau de tubes change localement en fonction des itérations mais que l'écoulement dans la zone des réflecteurs ne change que très peu. Ainsi, le point de stagnation reste à la même place et le jet de gauche rentre à peine à l'intérieur du faisceau de tubes pour redescendre directement vers la sortie en passant principalement par la zone des réflecteurs. Même lorsqu'un écoulement chaud vient s'immiscer entre les jets, l'inertie des jets fait qu'ils se rejoignent toujours contrairement au cas nominal où cet écoulement chaud, s'immisçant entre les deux jets. Il parvient à les séparer de plus en plus pour arriver à les pousser dans un état symétrique, où les deux jets ne montent que peu dans la zone des réflecteurs pour ensuite redescendre vers la sortie (i.e., les jets n'entrent presque pas dans le faisceau de tubes). L'écoulement ne parvient pas à trouver un état d'équilibre au sein du faisceau de tubes, mais l'inertie des jets dans la zone des réflecteurs permet à l'écoulement de ne pas subir une transition vers un régime dominé par la convection naturelle. Au sein du faisceau de tubes, les forces d'inerties et la poussée d'Archimède étant globalement du même ordre de grandeur, chacun semble prendre le pas sur l'autre en fonction de la localisation mais aussi de l'instant (i.e. itération dans ce cas) mais aucun des deux ne peut régir l'écoulement global. L'écoulement ne semble pas présenter une certaine périodicité, cependant, celle-ci peut être très grande et le nombre d'itérations n'est pas suffisant pour la prendre en compte. De plus, une simulation effectuée en régime transitoire serait préférable pour prendre en compte cette périodicité. Il est alors possible de s'expliquer pourquoi les simulations effectuées avec le modèle en milieu poreux présente une solution stationnaire. En effet, il semble que la présence des tubes engendre les instabilités de l'écoulement, l'écoulement étant instable seulement à travers le faisceau de tubes et étant quasiment stable dans la zone des réflecteurs. Il est ainsi probable que le modèle en milieu poreux prédise un régime permanent car il ne prend pas en compte ces instabilités locales.



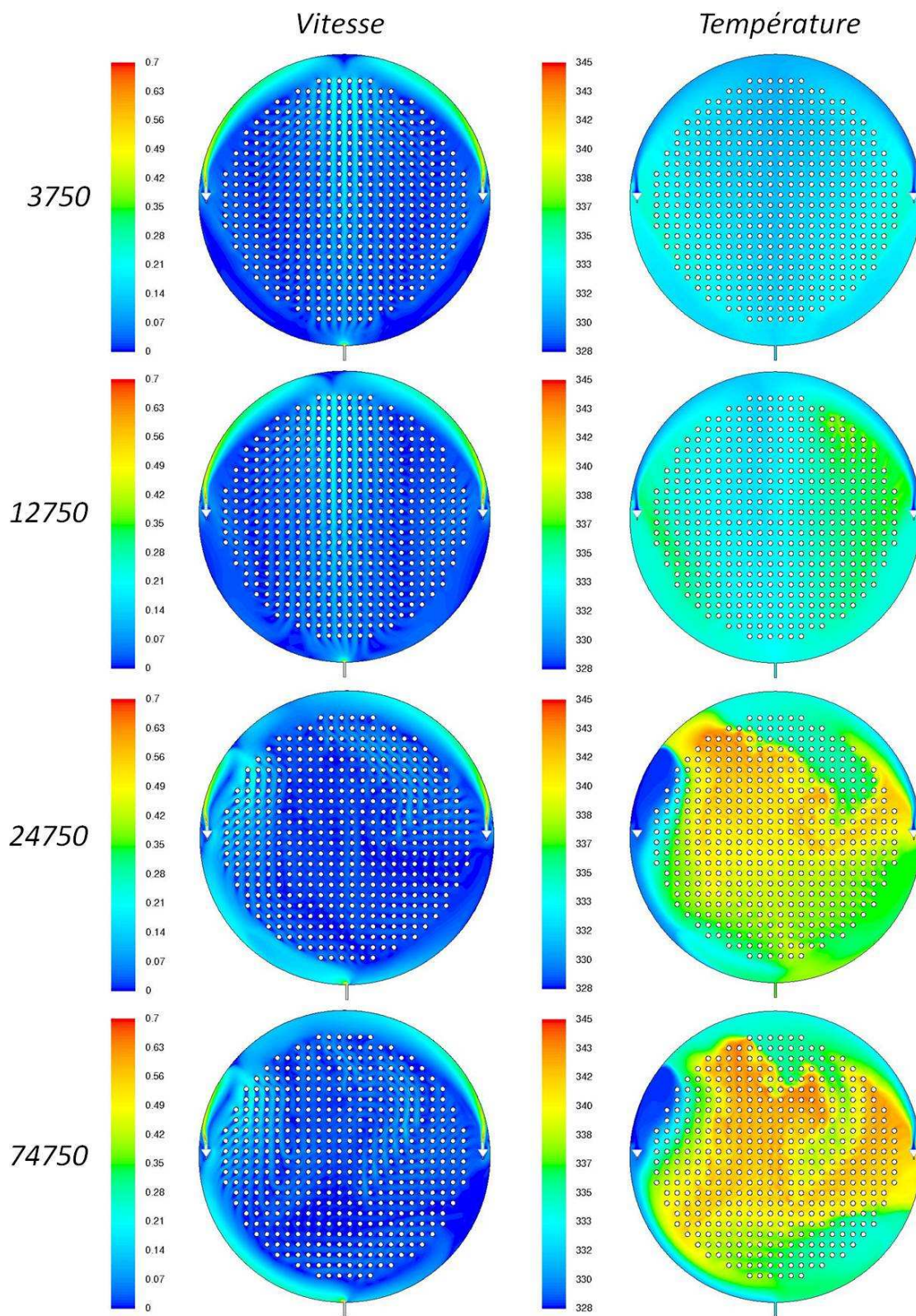


Figure 7-28 : Contours de vitesses (gauche) et de températures (droite) pour 3750, 12 750, 24 750 et 47 750 itération ; cas où la convection semble être mixte.

Pour la simulation en convection forcée, le calcul a été effectué pour un total de 150 000 itérations. La figure 7-29 montre les variations du nombre de Richardson normalisés, il est possible d'observer que pour toute la calandre, l'écoulement semble arriver à un régime permanent. Au contraire, sur les trois surfaces locales, le nombre de Richardson semble varier autour d'une valeur moyenne constante. Pour les surfaces  $y = 0,426\text{ m}$  et  $y = -0,426\text{ m}$  les oscillations semblent périodiques, ce qui n'est pas le cas pour la surface  $y = 0\text{ m}$  où les variations semblent plus aléatoires. Sauf pour la surface basse ( $y = -0,426\text{ m}$ ), les variations relatives du nombre de Richardson sont très faibles.

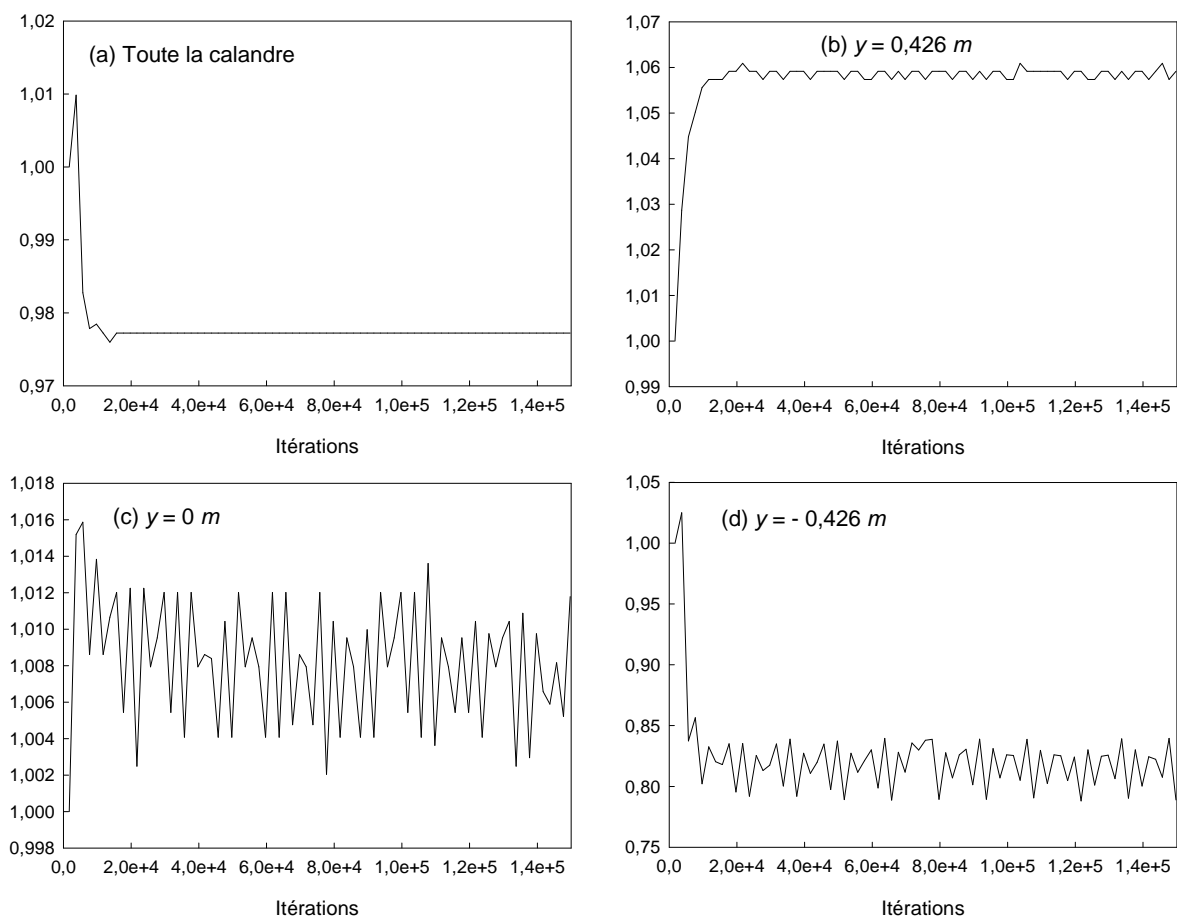


Figure 7-29 : Variation du nombre de Richardson normalisé pour le cas où l'écoulement est forcé pour (a) toute la calandre, (b)  $y = 0,426\text{ m}$ , (c)  $y = 0\text{ m}$  et (d)  $y = -0,426\text{ m}$ .

La figure 7-30 donne les températures et les vitesses moyennes sur les trois surfaces horizontales et pour la calandre entière. Il est possible d'observer sur cette figure qu'en dehors de la surface inférieure, toutes les valeurs sont constantes. Pour cette surface, les températures et vitesses oscillent périodiquement autour d'une valeur moyenne. Cette figure indique également que les vitesses les plus élevées se situent dans la zone supérieure de la calandre, tandis que les températures moyennes sont plus importantes dans la zone inférieure de la calandre. L'observation de la figure 7-31 qui montre les contours de vitesses et de températures à la dernière itération, confirme que les points chauds se situent dans la zone inférieure de la calandre. Ainsi, ces observations montrent que l'écoulement semble avoir atteint un régime permanent mais qu'il admet des variations locales, notamment dans la partie inférieure de la calandre où la chaleur et la poussée d'Archimède ne sont pas négligeables, qui font certainement qu'aucune solution en régime permanent n'est atteignable numériquement. Ainsi, même si cette étude se base sur un calcul non convergé, il semble possible d'obtenir un écoulement forcé et symétrique même avec la prise en compte du transfert de chaleur contrairement à ce que Yoon et al. [6-9] et Carlucci et Cheung [5] ont obtenu avec leurs simulations. Il semblerait que la prise en compte de la présence physique des tubes permet, dans ce cas, de stabiliser globalement l'écoulement, qui admet des instabilités locales, notamment dans la zone inférieure de la calandre.

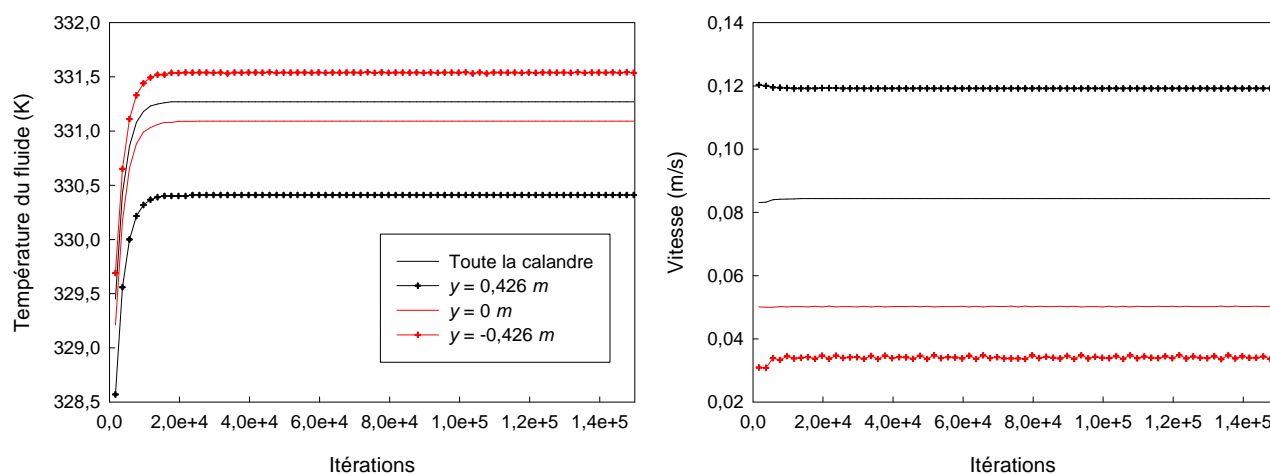


Figure 7-30 : Variations des températures (gauche) et vitesses (droite) du fluide.

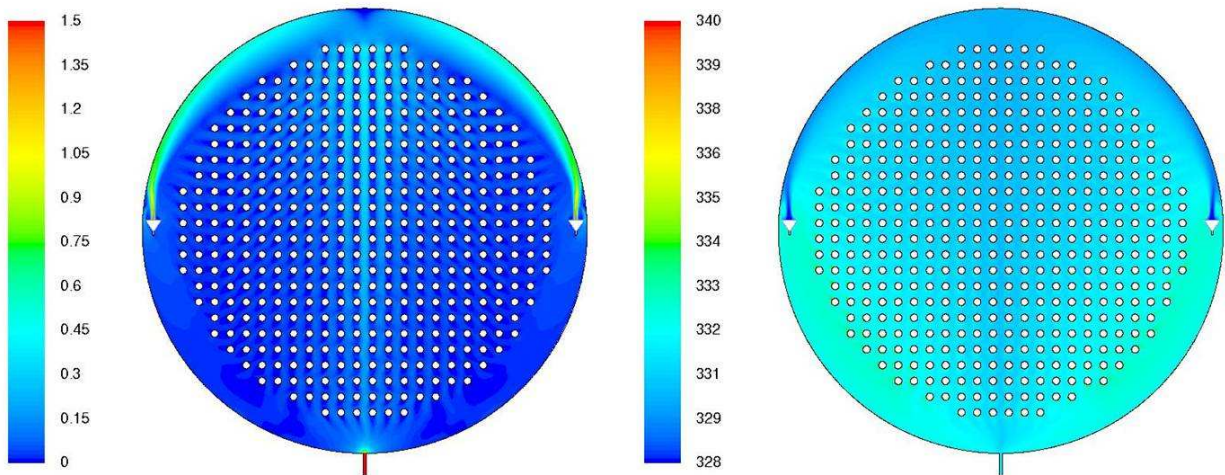


Figure 7-31 : Contours de vitesse (gauche) et de température (droite) pour le cas en convection forcée.

Pour conclure cette partie, il est important d'insister sur le fait que même si les calculs en régime permanent prennent en compte le caractère physique transitoire de l'écoulement, l'étude reste qualitative. Il serait donc utile de simuler les mêmes cas dans des conditions transitoires afin de corroborer les conclusions énoncées dans cette section. Néanmoins, ces simulations permettent de mettre en avant le fait que la présence des faisceaux de tubes est importante lors des simulations numériques peut être la cause de la stabilité ou non de l'écoulement. De plus, cette étude permet de caractériser les différentes transitions. Ainsi, dans le cas du régime forcé, l'écoulement est suffisamment fort pour éviter que les zones les plus chaudes ne montent pas dans la banque de tubes et restent dans la zone inférieure de la calandre. De plus, même si ces points chauds créent des instabilités locales, ils ne semblent pas déstabiliser l'écoulement. Pour le cas du régime mixte, l'écoulement est suffisamment rapide pour éviter une transition vers un régime dominé par la convection naturelle, mais pas suffisamment pour empêcher les zones les plus chaudes de monter dans le faisceau de tubes. En outre, il s'avère que l'écoulement dans la zone des réflecteurs change peu, alors qu'au sein de la banque de tubes, il est totalement instable. Ces observations indiquent que la première transition, du régime forcé vers le régime mixte, se fait par des mécanismes au sein de la banque de tubes. C'est-à-dire que les points chauds sont suffisamment haut dans la calandre pour débalancer l'écoulement. Au contraire, il est possible de voir que la transition entre un régime mixte vers un régime à convection naturelle se fait non pas

par un mécanisme au sein de la banque de tubes, mais par un changement de structure d'écoulement dans la zone des réflecteurs.

L'étude présentée dans la section 7.3 a donc permis de mettre en avant les différents types d'écoulements et les phénomènes de transitions à l'aide d'un calcul en régime transitoire et de l'observation des variations de différentes quantités physique ainsi que des nombres adimensionnels. Les simulations en régime permanent n'ont pas convergé adéquatement mais elles représentent correctement les phénomènes physiques. Elles nous ont permis de qualifier deux autres types d'écoulements, c'est-à-dire en convection forcée et mixte. Les trois types d'écoulements correspondent à ceux précédemment investigués expérimentalement ainsi que simulés en utilisant le modèle en milieu poreux. Le logiciel FLUENT est donc capable de les reproduire qualitativement. Cependant, les limites étant fines entre les différents régimes, le mauvais type d'écoulement est prédit pour le cas nominal des expériences de Stern Laboratories. Cette étude a également mis en avant que bien que le modèle en milieux poreux offre une grande aide pour la compréhension de l'écoulement, la prise en compte physique du faisceau de tubes est essentielle afin de réaliser des simulations précises. En effet, les observations qualitatives des simulations (même en régime permanent), permettent de mettre en exergue le fait que les instabilités dues à la présence du tubes sont garantes d'un écoulement instationnaire (localement et/ou globalement). Dans certains cas, lorsque l'écoulement est forcé, la présence de la banque de tubes semble empêcher la transition vers un régime mixte. De plus, lors de l'écoulement mixte et quand les jets ne peuvent refroidir l'écoulement à l'intérieur du faisceau de tubes, elle provoque un écoulement chaotique. Enfin, nous avons montré que la première transition est due à la montée des zones chaudes au sein du faisceau de tubes, tandis que la deuxième transition se joue dans la zone des réflecteurs lorsque un écoulement chaud parvient à séparer les deux jets. Dans ce cas, l'écoulement est chaotique dans la banque de tubes mais il ne passe pas vers la transition à la convection naturelle. L'écoulement global est contrôlé par l'écoulement dans la partie supérieure de la calandre.

Dans son ensemble, ce chapitre a permis de confirmer que le logiciel FLUENT, avec certaines options afin de reproduire correctement l'écoulement isotherme du modérateur dans la calandre. Cette voie offre des prédictions tout aussi bonnes sinon meilleures que celles utilisant le modèle des milieux poreux (i.e., que ce soit MODTURC, MODTURC CLAS ou bien avec le logiciel CFX). Lorsque le transfert de chaleur est pris en compte, le caractère transitoire local et



global de l'écoulement, décrits expérimentalement et numériquement, oblige à effectuer des simulations en régime transitoire. Ceci est d'autant plus important que la présence physique des tubes doit être prise en compte. Les simulations en régime permanent permettent, néanmoins, de décrire qualitativement l'écoulement ainsi que ses transitions. De plus, cette étude montre que la présence de la banque de tubes est essentielle pour effectuer l'analyse fine de l'écoulement.

## CONCLUSION

Ce travail a visé à l'étude de l'écoulement du modérateur dans une calandre de type CANDU-6 à l'aide des simulations effectuées en utilisant le logiciel FLUENT. Afin de réaliser ce travail, une étude de différents maillages, algorithmes de calculs ainsi que des modèles de turbulence a été réalisée à l'aide des expériences de Paul et al. [19] d'un écoulement à travers un faisceau de tubes en quinconces, représentatif de l'écoulement au sein de la banque de tubes dans la calandre. Les modèles de turbulence ont été également étudiés en les comparant aux expériences de Hadaller et al. [13] sur la perte de pressions de l'écoulement à travers des faisceaux de tubes alignés et en quinconces. Les prédictions du logiciel FLUENT, avec les options choisis, de l'écoulement à travers un faisceau de tubes et de l'écoulement forcé autour d'un cylindre chauffé ont été présentées et comparées aux données expérimentales. De plus, l'implémentation des jets axisymétriques turbulents a été réalisée dans la calandre pour modéliser les jets en entrée et des corrélations pour les propriétés thermo-physiques ont été développées. Enfin, les écoulements isothermes et avec le transfert de chaleur ont été simulés au sein d'une calandre de type CANDU-6 mise à l'échelle un quart.

L'étude du maillage a montrée qu'une grille simple et structurée, utilisant des quadrilatères autour du cylindre est suffisant, tout en étant simple et permettant son contrôle. La finesse du maillage est relativement importante pour l'écoulement à travers un faisceau de tubes. Concernant l'algorithme de calcul, SIMPLE et Couplé ont donné globalement les mêmes résultats, mais admettent des différences concernant la convergence. L'algorithme SIMPLE a été recommandé, en accord avec les modèles de turbulence  $\kappa$ - $\varepsilon$  Standard et RNG pour la simulation d'un faisceau de tubes en quinconces ou pour l'écoulement autour d'un cylindre. Lorsque la convergence n'est pas possible à obtenir avec cet algorithme (comme dans le cas des simulations d'un écoulement à travers un faisceau de tubes alignés), ou qu'une convergence plus stricte est souhaitée, l'utilisation de l'algorithme Couplé est considérée. Enfin, le modèle de turbulence  $\kappa$ - $\varepsilon$  Standard a été recommandé puisque les deux autres modèles  $\kappa$ - $\varepsilon$  (Realizable et RNG) n'améliorent ni les prédictions de vitesses ni celles de pertes de pression. Le modèle  $\kappa$ - $\omega$  améliore les prédictions pour la première rangée du faisceau de tubes mais il montre plus de difficultés pour les prédictions en aval de cette rangée où le modèle  $\kappa$ - $\varepsilon$  standard a permis d'obtenir de meilleures prédictions. De plus, même si le modèle  $\kappa$ - $\omega$  donne les meilleures prédictions pour la

perte de pression (pour un faisceau de tubes en quinconce), c'est le seul à les surestimer. Enfin, le modèle  $\kappa-\omega$  rend les simulations plus longues et présente plus de difficultés à converger que le  $\kappa-\varepsilon$  standard en plus d'être très dépendant du maillage.

Les prédictions des vitesses de l'écoulement à travers un faisceau de tubes en quinconces des mesures effectuées par Paul et al. [19] ont montrées de bonnes tendances et sont acceptables, notamment après la première rangée quand le modèle de turbulence  $\kappa-\varepsilon$  est utilisé. Cette partie de notre étude a également montrée que les prédictions ont tendance à prédire une couche limite turbulente, alors qu'elle est physiquement laminaire (Zukauskas [27]). Selon les expériences de pertes de pression de Hadaller et al. [13], les prédictions pour un faisceau de tubes en quinconces se font à 30% près. Néanmoins, la simulation de l'écoulement à travers un faisceau de tubes alignés ne semble pas faisable. Concernant l'écoulement forcé autour d'un cylindre chauffé, les simulations ont prédit le transfert de chaleur (i.e., le nombre de Nusselt) à 30% près pour un nombre de Reynolds variant entre 2000 et 9000, représentatif des vitesses de l'écoulement au sein de la calandre. Pour des nombres de Reynolds et des flux de chaleur plus élevés (par rapport à ceux que fournissent les cylindres dans la calandre), l'erreur relative peut atteindre jusqu'à 90%.

L'implémentation des jets à été réalisée à l'aide du travail antérieur conduit par Bouquillon [14] et Bouquillon et al. [15]. Après avoir développé le modèle mathématique pour les jets et l'implémenté dans le code FLUENT, le travail a consisté à étudier l'effet de leur largeur sur les simulations de l'écoulement isotherme au sein de la calandre, avec et sans la banque de tubes. Même si les changements ne sont pas drastiques, nous avons montré que le cône doit être le plus large possible par rapport aux dimensions de la calandre afin de mieux prédire l'écoulement.

Les simulations du modérateur au sein de la calandre sont telles que la prédiction de l'écoulement isotherme a donné de bons résultats, meilleurs que ceux utilisant le modèle en milieu poreux. Pour l'écoulement prenant en compte le transfert de chaleur, l'écoulement transitoire localement et/ou globalement fait que les simulations doivent être effectuées en régime transitoire. Les simulations en régime permanent prennent en compte les phénomènes physiques mais ne peuvent pas être utilisées de manière quantitativement. Les trois types d'écoulements : écoulements forcé, mixte et naturel décrits expérimentalement et numériquement ont également été obtenus à l'aide des simulations effectuées en utilisant le logiciel FLUENT. À l'aide des



contours de vitesses et de températures mais également en définissant localement et globalement les nombres de Reynolds, Grashoff et Richardson en fonction du temps, ce travail démontre l'existence des transitions entre les écoulements. Nous avons observé que la transition d'un régime forcé vers un régime mixte se fait au sein du faisceau de tubes, tandis que la transition du régime mixte vers le régime dominé par la convection naturelle se fait par un changement d'écoulement dans la zone des réflecteurs dans la zone supérieure de la calandre. Nous avons constaté que l'écoulement global est contrôlé par la circulation du modérateur dans la partie supérieure de la calandre. Enfin, la présence physique de la banque de tubes est primordiale pour les simulations de ce type d'écoulement.

### **Recommandations pour des travaux ultérieurs**

Pour réaliser des simulations de l'écoulement du modérateur dans une calandre, il est vivement conseillé de les réaliser avec la banque de tubes et non par l'emploi du modèle en milieux poreux. De cette manière, on peut prendre en compte correctement les instabilités locales que leurs présence apporte et qui peuvent affecter le comportement global de l'écoulement. De plus, les simulations doivent être effectuées en régime transitoire, l'écoulement n'atteignant aucun régime permanent. Il est également important de réaliser des simulations avec un maillage plus fin, que ce soit près des murs des cylindres mais également entre les tubes afin de mieux prendre en compte le transfert de chaleur et les phénomènes locaux. Le maillage dans la zone des réflecteurs semble, cependant, moins important. Pour les expériences de Huget et al. [12], les simulations peuvent être réalisées en deux dimensions vues les caractéristiques géométriques de la calandre, mais pour le cas d'un réacteur CANDU, une simulation en trois dimensions est préférable. De plus, parmi les modèles de turbulence à deux équations, le modèle  $\kappa$ - $\epsilon$  est recommandé. Cependant, ces modèles à deux équations basés sur les équations RANS ne sont pas les plus précis mais sont les moins coûteux. Pour l'écoulement local et complexe au sein du faisceau de tubes, il serait peut être également utile de se tourner vers des modèles de turbulence plus élaborés afin d'améliorer les prédictions. Nous pouvons proposer le modèle LES ("Large Eddy simulation") développé par Smagorinsky [48] ou encore les modèles de turbulence "hybride RANS-LES" de type DES ("Detached Eddy Simulation") étudiés, entre autre, par Sparlat et al. [49] et Strelets [50]. Il est certain que toutes ces recommandations ont un gros coup en termes de

temps de calcul. Pour le cas de cet écoulement complexe, il serait utile d'avoir accès à des serveurs puissants pour simuler le cas d'un réacteur CANDU-6. Ceci permettra de mieux identifier les points chauds de cet écoulement, notamment autour de la banque de tubes.

Il serait également possible de mieux caractériser les différents types d'écoulements et leurs transitions à l'aide des expériences de Stern Laboratories, en effectuant des simulations en régime transitoire avec le modèle  $\kappa$ - $\varepsilon$  mais avec un maillage plus fin que celui utilisé dans la présente étude. Les simulations en régime transitoire pourraient alors corroborer les observations effectuées à partir des simulations en régime permanent. Il serait alors possible d'étudier les transitions quantitativement à l'aide des nombres adimensionnels locaux et globaux tels que définis dans cette étude, ou d'une autre manière, afin de cartographier les différentes configurations des écoulements.

## BIBLIOGRAPHIE

- [1] (2000, 04/04). *Principes Fondamentaux des Réacteurs CANDU - CANDU Fundamentals - Chapitre 12 - Modérateur et Circuit du Modérateur (Canadien Nuclear Safety Commission ed.)*. Available: <http://canteach.candu.org/library/20060313.pdf>
- [2] A. Nero, "A Guidebook to Nuclear Reactors," U. o. C. Press, Ed., ed, 1980.
- [3] J. K. Szymanski, M. C. Garceau, N. K.C., and W. I. Midvidy, "Numerical Modelling of Three-Dimensional Turbulent Moderator Flow in Calandria," presented at the Int. Conf. on Numerical Methods in Nuclear Eng., Montréal, Québec, 1983.
- [4] R. G. Huget, J. Szymanski, P. F. Galpin, and W. Midvidy, "MODTURC\_CLAS : An Efficient Code for Analysis of Moderator Circulation in CANDU Reactors," presented at the Third International Conference on Simulation Methods in Nuclear Engineering, Montreal, 1990.
- [5] L. N. Carlucci and I. Cheung, "EFFECTS OF SYMMETRIC/ASYMMETRIC BOUNDARY CONDITIONS ON THE FLOW OF AN INTERNALLY-HEATED FLUID," in *Heat Transfer - Seattle 1983. AIChE sponsored session papers to be presented at the 21st National Heat Transfer Conference.*, Seattle, WA, USA, 1983, pp. 111-120.
- [6] C. Yoon, B. W. Rhee, *et al.*, "Moderator analysis of Wolsong Units 2/3/4 for the 35% reactor inlet header break with a loss of Emergency Core Cooling injection," *Journal of Nuclear Science and Technology*, vol. 43, pp. 505-513, May 2006.
- [7] C. Yoon, B. W. Rhee, and B. J. Min, "Development and validation of the 3-D computational fluid dynamics model for CANDU-6 moderator temperature predictions," *Nuclear Technology*, vol. 148, pp. 259-267, Dec 2004.
- [8] Yoon Churl, B. W. Rhee, and B.-J. Min, "3-D CFD Analysis of the CANDU-6 Moderator Circulation Under Normal Operating Conditions," *Journal of the Korean Nuclear Society*, vol. 36, pp. 559-570, Décembre 2004.
- [9] C. Yoon and J. H. Park, "Development of a CFD model for the CANDU-6 moderator analysis using a coupled solver," *Annals of Nuclear Energy*, vol. 35, pp. 1041-1049, 2008.
- [10] M. Kim, S.-O. Yu, and H.-J. Kim, "Analyses on fluid flow and heat transfer inside Calandria vessel of CANDU-6 using CFD," *Nuclear Engineering and Design*, vol. 236, pp. 1155-1164, 2006.
- [11] R. G. Huget, J. Szymanski, and W. Midvidy, "Status of Physical and Numerical Modelling of CANDU Moderator Circulation," presented at the 10th Annual Conf. CNS, Ottawa, Canada, 1989.
- [12] R. G. Huget, J. K. Szymanski, and W. I. Midvidy, "Experimental and numerical modeling of combined forced and free convection in a complex geometry with internal heat generation," *Heat Transfer, Proceedings of the International Heat Transfer Conference*, pp. 327-327, 1990.

- [13] G. I. Hadaller, R. A. Fortman, *et al.*, "Frictional Pressure Drop In ALigned and Staggered Tube Banks with Large Pitch Diameter Ratio," in *17th CNS conference*, Fredericton, New Brunswick, Canada, 1996.
- [14] M. Bouquillon, "Modélisation numérique de jets et leurs applications dans la simulation des écoulements dans la cuve du réacteur CANDU," Maîtrise, Ecole Polytechnique de Montreal, Montreal, 2008.
- [15] M. Bouquillon, A. Teyssedou, E. Cuesta, and H. Huynh, "Validation of Impinging Jet Models to be Used in CANDU Calandria Vessel CFD Simulations " in *29th Annual CNS Conference Toronto 2008*.
- [16] S. S. Paul, "Experimental and Numerical Studies of Turbulent Cross-flow in a Staggered Tube Bundle," Mechanical Engineering, University of Manitoba, Winnipeg, Manitoba, Canada, 2006.
- [17] R. M. Fand, "Heat transfer by forced convection from cylinder to water in crossflow," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 8, pp. 995-1010, 1965.
- [18] R. M. Fand and K. K. Keswani, "The influence of property variation on forced convection heat transfer to liquids," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 15, pp. 1515-36, 1972.
- [19] S. S. Paul, S. J. Ormiston, and M. F. Tachie, "Experimental and numerical investigation of turbulent cross-flow in a staggered tube bundle," *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 29, pp. 387-414, 2008.
- [20] A. Zukauskas and J. Ziugzda, *Heat transfer of a cylinder in crossflow*, 1985.
- [21] L. Baranyi, S. Szabo, B. Bollo, and R. Bordas, "Analysis of low Reynolds number flow around a heated circular cylinder," *Journal of Mechanical Science and Technology*, vol. 23, pp. 1829-1834, Jul 2009.
- [22] W. A. Khan, J. R. Culham, and M. M. Yovanovich, "Fluid Flow Around and Heat Transfer From an Infinite Circular Cylinder," *Journal of Heat Transfer*, vol. 127, pp. 785-790, 2005.
- [23] J. C. Uribe and D. Laurence, "Calculations on a heated cylinder case."
- [24] C. F. Lange, F. Durst, and M. Breuer, "Momentum and heat transfer from cylinders in laminar crossflow at  $10^{-4} < Re < 200$ ," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 41, pp. 3409-3430, 1998.
- [25] S. Sanitjai and R. J. Goldstein, "Forced convection heat transfer from a circular cylinder in crossflow to air and liquids," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 47, pp. 4795-4805, 2004.
- [26] R. N. Kieft, C. C. M. Rindt, A. A. van Steenhoven, and G. J. F. van Heijst, "On the wake structure behind a heated horizontal cylinder in cross-flow," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 486, pp. 189-211, 2003.
- [27] A. Zukauskas, *High-Performance Single-Phase Heat Exchangers*. New York: Hemisphere Publishing Corporation, 1989.

- [28] V. T. Morgan, "The Overall Convective Heat Transfer from Smooth Circular Cylinders," in *Advances in Heat Transfer*. vol. 11, A. Press, Ed., ed, 1975, pp. 199-264.
- [29] W. H. McAdams, *Heat Transmission*, Third ed. New York: McGraw-Hill, 1954.
- [30] E. L. Piret, W. James, and M. Stacy, "Heat Transmission from Fine Wires to Water - Low Velocity Data and Correlation," *Industrial & Engineering Chemistry*, vol. 39, pp. 1098-1103, 1947.
- [31] A. H. Davis, "Convective cooling of wires in streams of viscous liquids," *Phil. Mag*, vol. 47, pp. 972-1057, 1924.
- [32] E. R. Purves and R. S. Brodkey, "Force convection heat transfer to water flowing normal to a cylinder," *AIChE Journal*, vol. 7, pp. 531-531, 1961.
- [33] S. S. Paul, M. F. Tachie, and S. J. Ormiston, "Experimental study of turbulent cross-flow in a staggered tube bundle using particle image velocimetry," *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 28, pp. 441-453, 2007.
- [34] S. Balabani and M. Yianneskis, "An experimental study of the mean flow and turbulence structure of cross-flow over tube bundles," *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers: Part C Journal of Mechanical Engineering Science*, vol. 210, p. 317, 1996.
- [35] O. Simonin and M. Barcouda, "Measurement and prediction of turbulent flow entering a staggered tube bundle," in *Proceedings of the 4th International Symposium on Applications of Laser Anemometry to Fluid Mechanics*, Lisbon, Portugal, 1988.
- [36] C. Liang and G. Papadakis, "Large eddy simulation of cross-flow through a staggered tube bundle at subcritical Reynolds number," *Journal of Fluid and Structures*, vol. 23, pp. 1215 - 1230, 2007.
- [37] S. B. Beale and D. B. Spalding, "A numerical Study of Unsteady Fluid Flow in In-line and Staggered Tube Banks," *Journal of Fluid and Structures* vol. 13, pp. 723 - 754, 1999.
- [38] B. E. Launder and D. B. Spalding, *Lectures in Mathematical Models of Turbulence*. London, England: Academic Press, 1972.
- [39] V. Yakhot and S. A. Orszag, "Renormalization Group Analysis of Turbulence : I. Basic Theory," *Journal of Scientific Computing*, vol. 1, pp. 1-51, 1986.
- [40] T. H. Shih, W. W. Liou, *et al.*, "A New k-e Eddy-Viscosity Model for High Reynolds Number Turbulent Flow - Model Development and Validation," *Computers Fluids*, vol. 24, pp. 227 - 238, 1995.
- [41] D. C. Wilcox, *Turbulence Modeling for CFD*. La Canada, California: DCW Industries, INC., 1998.
- [42] F. R. Menter, "Two-Equation Eddy - Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications," *AIAA Journal*, vol. 32, pp. 1598 - 1605, August 1994.
- [43] *FLUENT User Guide*, 2005.
- [44] S. V. Patankar, *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow* New York: Hemisphere Publishing Corporation, 1980.
- [45] NIST. [Online]. Available: <http://webbook.nist.gov/chemistry/fluid/>

- [46] J. H. C. Perkins and G. Leppert, "Local heat-transfer coefficients on uniformly heated cylinder," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 7, pp. 143-158, 1964.
- [47] W. M. Collins, "PHOENICS2 Model Report for Wolsong 2/3/4 Moderator Circulation Analysis," Wolsong NPP 2/3/4 86-03500-AR-053, Revision 0, 1995.
- [48] J. SMAGORINSKY, "GENERAL CIRCULATION EXPERIMENTS WITH THE PRIMITIVE EQUATIONS," *Monthly Weather Review*, vol. 91, pp. 99-164, 1963.
- [49] P. Spalart, S. Deck, *et al.*, "A New Version of Detached-eddy Simulation, Resistant to Ambiguous Grid Densities," *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, vol. 20, pp. 181-195, 2006.
- [50] M. Strelets, "Detached Eddy Simulation of Massively Separated Flows," AIAA 2001-0879.

## ANNEXES

### ANNEXE A – Nombres adimensionnels

Le tableau ci-dessous récapitule les nombres adimensionnels utilisés dans ce travail

Tableau A.1 : Définition des nombres adimensionnels.

Nombre	Définition	Équation
$Re_l$	Rapport entre convection et conduction (hydrodynamique)	$\frac{\rho v l}{\mu}$
$Gr$	Rapport entre les forces de gravitation et la conduction (hydrodynamique)	$\frac{g \beta \Delta T l^3 \rho^2}{\mu^2}$
Pr	Rapport entre convection et conduction thermique	$\frac{\nu}{\alpha}$
$Ri$ ou $Ar$	Rapport entre énergie potentielle de pesanteur et énergie cinétique	$\frac{g \beta \Delta T l}{V^2}$
$Nu$	Rapport entre le transfert de chaleur par convection et par conduction	$Nu = \frac{h d}{k}$

## ANNEXE B – Données relatives aux expériences de Fand [17]

Tableau B.1 : Données des expériences de Fand [17].

Expérience	$V_\infty(m/s)$	$T_w(K)$	$T_\infty(K)$	$(Re)_f$	$(Re)_\infty$	$Nu_f$ expérimental	$Nu_f$ Équation McAdams [29]
1	3,682	303,75	299,82	50300	48200	260,5	261,0
2	1,213	303,82	299,66	16630	15860	148,3	146,5
3	0,817	302,35	300,05	11420	10780	116,1	119,7
4	3,176	302,45	299,83	43000	41600	235,0	241,0
5	2,222	302,97	299,86	30200	29200	198,5	198,7
6	4,676	302,15	300,7	63800	61700	296,0	293,5



## ANNEXE C – Données relatives aux expériences de Fand et Keswani [18]

Tableau C.1 : Données des expériences de Fand et Keswani [18].

$T_{\infty} (K)$	$V_{\infty} (m/s)$	$(Re)_{\infty}$	$q (W)$	$q''(W/m^2)$	$\Delta T(K)$		
283,15	0,1311	1136	29,71	32497,36	14,14		
			40,2	43971,52	22,07		
			50,34	55062,85	26,55		
			60,39	66055,73	33,68		
			80,24	87768,04	41,61		
			101,06	110541,35	67,19		
			200,27	219059,13	74,59		
294,26	0,1311	1529	29,71	32497,36	13,16		
			80,24	87768,04	31,83		
			175,86	192359,01	64,93		
	0,1123	1316	29,71	32497,36	13,85		
			80,24	87768,04	33,85		
			175,86	192359,01	68,97		
			29,71	32497,36	14,73		
			0,096	1138	80,24	87768,04	36,06
					175,86	192359,01	72,74

Tableau C.2 : Données des expériences de Fand et Keswani [18] (cont.).

$T_{\infty} (K)$	$V_{\infty} (m/s)$	$(Re)_{\infty}$	$q (W)$	$q''(W/m^2)$	$\Delta T(K)$
310,93	0,1311	2191	29,71	32497,36	10,80
			60,39	66055,73	21,88
			101,06	110541,35	35,73
	0,1123	1877	29,71	32497,36	11,39
			60,39	66055,73	23,76
			101,06	110541,35	37,81
	0,096	1623	29,71	32497,36	12,65
			60,39	66055,73	24,59
			101,06	110541,35	40,15
	0,071	1182	29,71	32497,36	14,84
			60,39	66055,73	28,91
				101,06	110541,35

Tableau C.3 : Données des expériences de Fand et Keswani [18] (cont.).

$T_{\infty} (K)$	$V_{\infty} (m/s)$	$(Re)_{\infty}$	$q (W)$	$q''(W/m^2)$	$\Delta T(K)$
333,15	0,1311	3158	29,71	32497,36	9,85
			50,34	55062,85	17,13
	0,1123	2706	60,39	66055,73	26,91
			29,71	32497,36	10,70
	8,23 $10^{-2}$	1983	50,34	55062,85	17,77
			60,39	66055,73	28,30
	5,94 $10^{-2}$	1431	29,71	32497,36	13,23
			50,34	55062,85	21,54
	4,91 $10^{-2}$	1183	60,39	66055,73	33,61
			29,71	32497,36	15,20
	4,91 $10^{-2}$	1183	50,34	55062,85	26,01
			60,39	66055,73	30,59
	4,91 $10^{-2}$	1183	29,71	32497,36	17,01
			50,34	55062,85	28,03

**ANNEXE D – Données relatives aux expériences de Paul et al. [19] et  
Hadaller et al. [13] de l'écoulement isotherme à travers un faisceau de tubes**

Tableau D.1 : Données des expériences de l'écoulement à travers un faisceau de tubes de Paul et al. [19] et Hadaller et al. [13]

	Paul et al.	Hadaller et al. Config. 1	Hadaller et al. Config. 2	
Type*	S	S	I	
Nombre de rangés	6	33	24	
Nombre de lignes	3 ; 2	4 ; 3	4	
$L$ (mm)	193,04	346	286	
Profondeur (mm)	200	200	200	
$d$ (mm)	25,4	33,02	33,02	
$L_l$ (mm)	53,34	50,49	71,4	
$L_t$ (mm)	96,52	100,98	71,4	
$P_l$	2,1	≈1,53	≈2,16	
$P_t$	3,8	≈3,06	≈2,16	
$V_m$ (m/s)	0,340	0,054	0,07	0,103
T (°C)	23,0	39,5	63,6	79,8
$(Re)_\infty$	9300	2746	5237	9392

\* I = alignés ; S = en quinconce

## ANNEXE E – Exemple de code pour l’implémentation des jets dans le logiciel FLUENT

### Cas où le jet est droit – injecteur de droite

#### Vitesse axiale (selon Y dans FLUENT)

```
#include "udf.h"

DEFINE_PROFILE(inlet_axial_velocity_right, thread, position)
{
    real x[ND_ND];
    real R , z , r , uo;
    face_t f;
    R = 0.004 ; /* rayon de l'injecteur en m */
    uo = 0.93 ; /* vitesse d'entree en m/s */
    begin_f_loop(f,thread)
    {
        F_CENTROID(x, f, thread);
        z = x[1];
        r = x[0]-0.950;
        if (z==0)
        {
            F_PROFILE(f, thread, position) = 0;
        }
        else
        {
            if(r>=0)
            {
                F_PROFILE(f, thread, position) = uo/2.* (1.0+tanh(-10.2*(r-R)/z));
            }
            else
            {
                F_PROFILE(f, thread, position) = uo/2.* (1.0+tanh(-10.2*(-r-R)/z));
            }
        }
    }
    end_f_loop(f, thread)
}
```

#### Vitesse radiale (selon X dans FLUENT)

```
#include "udf.h"

DEFINE_PROFILE(inlet_radial_velocity_right, thread, position)
{
    real x[ND_ND];
    real R , z , r , uo;
    face_t f;
    R = 0.004 ; /* rayon de l'injecteur en m */
    uo = 0.93 ; /* vitesse d'entree en m/s */
```

```

begin_f_loop(f,thread)
{
  F_CENTROID(x, f, thread);
  z = x[1];
  r = x[0]-0.950;

  if (z==0)
  {
    F_PROFILE(f, thread, position)=0;
  }
  else
  {
    if(r>=0)
    {
      if(r>0.192*z+R)
      {
        F_PROFILE(f, thread, position)=uo*(0.007969*log((r-R)/z)-0.0047793-
fabs(0.007969*log((r-R)/z)-0.0047793));
      }
      else if ((r<-0.082*z+R))
      {
        F_PROFILE(f, thread, position)=0;
      }
      else
      {
        F_PROFILE(f, thread, position)=uo*(-0.002417+0.015246*sin((-2*3.14*(r-
R)/(0.3966*z))-5.124));
      }
    }
    else
    {
      if(r<-0.192*z-R)
      {
        F_PROFILE(f, thread, position)=-uo*(0.007969*log((-r-R)/z)-0.0047793-
fabs(0.007969*log((-r-R)/z)-0.0047793));
      }
      else if(r>0.082*z-R)
      {
        F_PROFILE(f, thread, position)=0;
      }
      else
      {
        F_PROFILE(f, thread, position)=-uo*(-0.002417+0.015246*sin((-2*3.14*(-r-
R)/(0.3966*z))-5.124));
      }
    }
  }
}

end_f_loop(f, thread)
}

```

Cas où le jet est penché - injecteur de droite

Vitesse axiale (selon Y dans FLUENT)

```
#include "udf.h"

DEFINE_PROFILE(inlet_aright, thread, position)
{
    real x[ND_ND];
    real R , z , r , uo, pi, theta;
    face_t f;
    R = 0.007 ; /* rayon de l'injecteur en m */
    uo = 0.17 ; /* vitesse d'entree en m/s */
    pi = 3.14159265358979323846;
    theta=14*pi/180;
    begin_f_loop(f,thread)
    {
        F_CENTROID(x, f, thread);
        z = (x[1]-0.0358065)*cos(theta)-(x[0]-0.337358)*sin(theta);
        r = (x[1]-0.0358065)*sin(theta)+(x[0]-0.337358)*cos(theta);

        if (z==0)
        {
            F_PROFILE(f, thread, position) = 0;
        }
        if(r>=0)
        {
            if(r>0.192*z+R)
            {
                F_PROFILE(f,
                    thread,position)=uo*(0.007969*log((r-R)/z)-0.0047793-fabs(0.007969*log((r-
R)/z)-0.0047793))*sin(theta)+(uo/2.0)*(1.0+tanh(-10.2*(r-R)/z))*cos(theta);
            }
            else if ((r<-0.082*z+R))
            {
                F_PROFILE(f, thread, position)=uo/2.0* (1.0+tanh(-10.2*(r-
R)/z)*cos(theta));
            }
            else
            {
                F_PROFILE(f, thread, position)=uo*(-0.002417+0.015246*sin((-2*3.14*(r-
R)/(0.3966*z))-5.124))*sin(theta)
                +uo/2.* (1.0+tanh(-10.2*(r-R)/z))*cos(theta);
            }
        }
        else
        {
            if(r<-0.192*z-R)
            {
                F_PROFILE(f, thread, position)=-uo*(0.007969*log((-r-R)/z)-0.0047793-
fabs(0.007969*log((-r-R)/z)-0.0047793))*sin(theta)+uo/2.*
                (1.0+tanh(-10.2*(-r-R)/z))*cos(theta);
            }
            else if(r>0.082*z-R)

```

```

    {
    F_PROFILE(f, thread, position)=uo/2.*(1.0+tanh(-10.2*(-r-R)/z))*cos(theta);
    }
    else
    {
    F_PROFILE(f, thread,
    position)=-uo*(-0.002417+0.015246*sin((-2*3.14*(-r-R)/(0.3966*z))-
5.124))*sin(theta)+uo/2.*(1.0+tanh(-10.2*(-r-R)/z))*cos(theta);
    }
    }
}
end_f_loop(f, thread)
}

```

### Vitesse radiale (selon X dans FLUENT)

```

#include "udf.h"

DEFINE_PROFILE(inlet_r_right, thread, position)
{
    real x[ND_ND];
    real R , z , r , uo, pi, theta;
    face_t f;

    R = 0.007 ; /* rayon de l'injecteur en m */
    uo = .272 ; /* vitesse d'entree en m/s */
    pi = 3.14159265358979323846;
    theta=14*pi/180;
    begin_f_loop(f,thread)
    {
        F_CENTROID(x, f, thread);
        z = (x[1]-0.0358065)*cos(theta)-(x[0]-0.337358)*sin(theta);
        r = (x[1]-0.0358065)*sin(theta)+(x[0]-0.337358)*cos(theta);

        if (z==0)
        {
            F_PROFILE(f, thread, position) = 0;
        }

        if(r>=0)
        {

            if(r>0.192*z+R)
            {
                F_PROFILE(f, thread,
position)=uo*(0.007969*log((r-R)/z)-0.0047793-fabs(0.007969*log((r-R)/z)-
0.0047793))*cos(theta)-(uo/2.0)*(1.0+tanh(-10.2*(r-R)/z))*sin(theta);
            }
            else if ((r<-0.082*z+R))
            {
                F_PROFILE(f, thread, position)=-uo/2.0* (1.0+tanh(-10.2*(r-
R)/z))*sin(theta);
            }
        }
    }
}

```



```

    }
    else
    {
        F_PROFILE(f, thread, position)=uo*(-0.002417+0.015246*sin((-2*3.14*(r-
R)/(0.3966*z))-5.124))*cos(theta)
        -uo/2.*(1.0+tanh(-10.2*(r-R)/z))*sin(theta);
    }
}

else
{
    if(r<-0.192*z-R)
    {
        F_PROFILE(f, thread, position)=-uo*(0.007969*log((-r-R)/z)-0.0047793-
fabs(0.007969*log((-r-R)/z)-0.0047793))*cos(theta)-uo/2.*
(1.0+tanh(-10.2*(-r-R)/z))*sin(theta);
    }
    else if(r>0.082*z-R)
    {
        F_PROFILE(f, thread, position)=-uo/2.*(1.0+tanh(-10.2*(-r-
R)/z))*sin(theta);
    }
    else
    {
        F_PROFILE(f, thread,
position)=-uo*(-0.002417+0.015246*sin((-2*3.14*(-r-R)/(0.3966*z))-
5.124))*cos(theta)-uo/2.*(1.0+tanh(-10.2*(-r-R)/z))*sin(theta);
    }
}
}
end_f_loop(f, thread)
}

```

## ANNEXE F – Comparaison des profils de vitesses pour les quatre largeurs de cônes

Le tableau donne les  $U_0$  tel que le débit massique en entrée dans la calandre soit de  $2,4 \text{ kg/s}$ . Les profils sont ensuite donnés sur la figure.

Tableau G.1 : Choix des  $U_0$  en fonction de la largeur des cônes

$r \text{ (mm)}$	4	7	25	35
$U_0 \text{ (m/s)}$	0,91655	0,96577	0,93	0,848

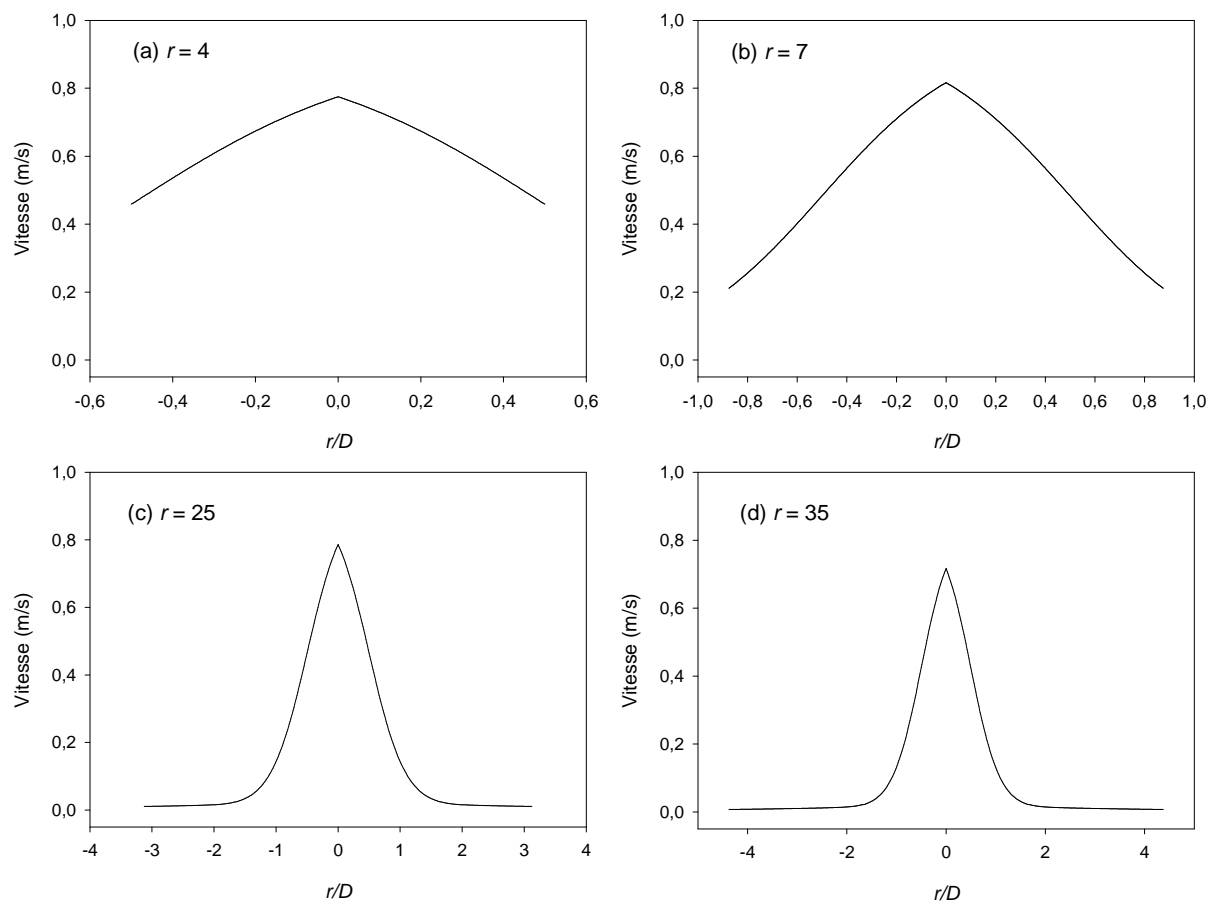


Figure G-1 : Profils de vitesses définis en entrée pour des cônes ayant une largeur de (a) 4 mm, (b) 7 mm, (c) 25 mm et (d) 35 mm.