



الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
République Algérienne Démocratique et Populaire
وزارة التعليم العالي والبحث العلمي
Ministère de l'Enseignement Supérieure et de la Recherche Scientifique

جامعة وهران 2 محمد بن أحمد
Université d'Oran 2 Mohamed Ben Ahmed

معهد الصيانة و الأمن الصناعي
Institut de Maintenance et de Sécurité Industrielle

Thèse

Pour l'obtention du diplôme de Doctorat LMD

Filière : Génie mécanique

Spécialité : Thermique et Mécanique des Machines Industrielles

Thème

Investigation numérique de l'écoulement et du transfert de chaleur dans une conduite de type T-jonction

Présentée et soutenue publiquement par :

Mme BESSAID Bouchra Sarah

Devant le jury composé de :

Nom et Prénom	Grade	Etablissement	Qualité
HACHEMI Khalid	Professeur	Université d'Oran 2	Président
AZZI Abbès	Professeur	USTO-MB	Rapporteur
DELLIL Ahmed Zineddine	Professeur	Université d'Oran 2	Co-Encadreur
ARIS Abdelkader	Professeur	ENP Oran	Examineur
AOUNALLAH Mohamed	Professeur	USTO-MB	Examineur
AISSANI Nassima	MCA	Université d'Oran 2	Examinatrice

Année 2018/2019

Remercîment

Tout d'abord, je remercie 'Allah' de m'avoir donné la patience pour réaliser ce modeste travail.

Je tiens à remercier très chaleureusement, mes encadreurs, Monsieur AZZI Abbès (directeur de thèse) et Monsieur DELLIL Ahmed Zineddine (co-directeur de thèse) de m'avoir fait confiance pour cette longue et ambitieuse étude, mais aussi pour la qualité de l'encadrement dont j'ai bénéficié pendant ces quelques années.

J'exprime ma gratitude également à tous le personnel de l'Institut de Maintenance et de Sécurité Industrielle.

Un remerciement particulier à Monsieur HACHEMI Khalid, Professeur à l'Université d'Oran 2, pour l'honneur qu'il me fait d'avoir accepté d'examiner mon travail et de présider le Jury de ma soutenance.

Je tiens d'exprimer mes sincères gratitudeux aux membres de jury : Monsieur ARIS Abdelkader Professeur à l'ENP Oran; Monsieur AOUNALLAH Mohamed, Professeur à l'USTO-MB ; Madame AISSANI Nassima, MCA à l'Université d'Oran 2.

Je leurs remercie infiniment d'avoir accepté de faire partie de mon jury et pour avoir consacré une partie de leurs temps pour lire, évaluer et juger ce travail de thèse.

Que mes parents, Abdelkader et Fatiha, trouvent en ces lignes toute la reconnaissance qui leur est due, de m'avoir toujours encouragé dans mes choix et de m'en avoir donné les moyens pour y arriver. Encore un grand MERCI ! Ma reconnaissance va à mes soeurs Asmaa et Sabah et mon petit frère Djamel qui ont plus particulièrement assuré le soutien affectif de ce travail, un grand merci pour leurs aides et encouragements.

Et en fin je tiens à remercier mes collègues Mustapha, Atto et Hammami qui m'ont encouragé et soutenue pour pouvoir élaborer ce projet.

Encore un grand merci à tous pour m'avoir conduit à ce jour mémorable.

“ Je me suis fait un serment : entre toutes les nécessités du temps présent, entre tous les problèmes, j’en choisirai un auquel je consacrerai tout ce que j’ai d’intelligence, tout ce que j’ai d’âme, de cœur, de puissance physique et morale, c’est le problème de l’éducation du peuple”

Jules Ferry (1832, Saint Dié - 1893, Paris), Paris le 10 avril 1870.

Abstract

This work reports three-dimensional simulation results of thermal mixing in rectangular T-junction configuration at high Reynolds number. The validation data are provided by an experimental study done at the Department of Mechanical Engineering of Mie University, Japan. The T-Junction was selected as a benchmark for thermal mixing in the ERCOFTAC Workshop held in EDF Chatou, France, 2011. Reynolds Averaged Navier-Stokes (RANS), Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes (URANS) and Scale-Adaptive Simulation (SAS) were performed with CFD code using finite volume method. Velocity and thermal field as well as the turbulent stresses are reported and compared to experimental data in several longitudinal stations. It was found from the comparison that URANS methodology can't reproduce the striping phenomenon and secondly that SAS model fit better than SST model with experimental data. Additional contours of averaged longitudinal velocity and thermal field as well as the flow structures developing in the channels are presented and discussed.

Key Words: *Turbulence models, SAS-SST, URANS, T-Junction, striping*

Résumé

Ce travail rapporte les résultats d'une simulation numérique d'un mélange thermique turbulent en forme de T. Une étude expérimentale fournit les données de validation faites au Département de Génie mécanique d'Université Mie, le Japon. La T-jonction a été choisie comme référence pour ce type de mélange thermique dans l'Atelier ERCOFTAC tenu à EDF Chatou, la France, 2011. Reynolds Moyenné Navier-stocks (RANS), Reynolds Instationnaire Moyenné Navier-stocks (URANS) et Scale-Adaptive Simulation (SAS) a été exécutée avec le code de CFD utilisant la méthode des volumes finies. La vitesse et le champ thermique ainsi que les contraintes turbulentes sont rapportés et comparés aux données expérimentales dans plusieurs stations longitudinales. La comparaison a montré que la méthode URANS ne peut pas reproduire le phénomène de fatigue thermique et que le modèle SAS convient mieux que le modèle SST avec des données expérimentales. D'autres contours du champ thermique et dynamique ainsi que les structures d'écoulement qui se développent dans les canaux sont présentés et discutés.

Mots-clés: Modèles de turbulence, SAS-SST, URANS, T-Jonction, Fatigue thermique.

ملخص

يقدم هذا العمل نتائج المحاكاة العددية لخليط حراري مضطرب علي شكل حرف T. تقوم هذه الدراسة التجريبية بالتحقق من البيانات المقدمة إلى قسم الهندسة الميكانيكية في جامعة مي في اليابان. تم اختيار التقاطع T كمرجع لهذا النوع من المزيج الحراري في ورشة ERCOFTAC التي عقدت في EDF Chatou ، فرنسا ، 201. تم تشغيل النماذج Unsteady Reynolds و Reynolds Averaged Navier-stocks(RANS) Navier-stock (URANS) و Scale-Adaptive Simulation (SAS) باستخدام كود CFD باستخدام طريقة الحجم المحدد. لقد تم الإبلاغ عن السرعة والحقل الحراري بالإضافة إلى الضغوط المضطربة ومقارنتها بالبيانات التجريبية في العديد من المقاطع الطولية.

وأظهرت المقارنة أن الطريقة URANS لا يمكن أن تظهر ظاهرة التعب الحرارية عكس النموذج SAS الذي أعطى نتائج أفضل من نموذج SST بالنسبة للبيانات التجريبية. يتم عرض ومناقشة ملامح إضافية للحقل الحراري نهاية السرعة الطولية المتوسطة وكذلك هياكل التدفق النامية في القنوات.

الكلمات المفتاحية: نماذج الاضطراب ، SAS-SST ، URANS ، T-Junction ، التعب الحراري.

Table des matières

Abstract.....	I
Résumé.....	II
ملخص.....	III
Table des matières.....	IV
Liste des Figures.....	VII
Liste des Tableaux.....	IX
Nomenclature.....	X
Abréviations.....	XII

Introduction générale.....	1
-----------------------------------	----------

Chapitre 1 : Analyse bibliographique

1.1 Introduction.....	3
1.2 La fatigue thermique.....	3
1.3 Bibliographie.....	5
1.4 Objectifs de la thèse et plan du manuscrit.....	18

Chapitre 2 : Modélisation de la turbulence

2.1 Introduction.....	19
2.2 Modélisation de la turbulence.....	19
2.2.1 Caractéristiques du phénomène de turbulence.....	22
2.2.2 Principales approches de simulation	23

2.2.3 Les équations de Navier stocks.....	26
2.2.3.1 Equation de continuité (ou équation de bilan de la masse).....	27
2.2.3.2 Equation de bilan de la quantité de mouvement.....	27
2.2.3.3 Equation d'énergie (équation de la chaleur).....	28
2.2.3.4 Hypothèse de Boussinesq (Concept de la viscosité turbulente).....	28
2.2.4 Modèles de turbulence.....	28
2.2.4.1 Modèles du premier ordre.....	29
2.2.4.2 Modèles du second ordre.....	33
2.2.4.3 Le modèle de turbulence choisi dans notre étude	33
2.3 Méthode numérique.....	34
2.3.1 La méthode des différences finies.....	34
2.3.2 La méthode des éléments finis.....	35
2.3.3 Méthode des volumes finis	36
2.2.4 Algorithme De Couplage Vitesse-Pression.....	41
2.4.1 Algorithme SIMPLE.....	42
2.5 Conclusion	46

Chapitre 3 : Simulation Numérique

3.1 Introduction.....	47
3.2 Présentation du code de calcul.....	47
3.2.1 Pré-processeur ANSYS ICEM CFD.....	47
3.2.2 Solveur FLUENT 14.....	48
3.2.3 Post-processeur.....	48
3.3 Etude expérimentale.....	49
3.3.1 Cas étudié.....	50
3.4 Conditions aux limites.....	52
3.5 Grille de calcul.....	53

3.6 Résolution numérique du problème.....	56
3.6.1 Méthode de discrétisation.....	56
3.6.2 Choix du schéma de discrétisation (méthode d'interpolation).....	56
3.6.3 Choix des méthodes d'interpolations (Gradients).....	57
3.6.4 Choix des méthodes d'interpolation de la pression sur les faces.....	57
3.6.5 Choix de la méthode de couplage Pression-Vitesse.....	58
3.7 Procédure numérique.....	59
3.8 Conclusion.....	60

Chapitre 4 : Résultats et discussions

4.1 Introduction.....	61
4.2 Les conditions d'entrée.....	61
4.3 Validation.....	63
4.4 Comparaison des résultats expérimentaux avec des résultats numériques	63
4.5 Contour de température pour les différentes stations.....	71
4.6 Contour dynamique et vortex pour les différentes stations.....	74
4.7 Analyse des structures de vortex	78
4.8 Conclusion.....	79
Conclusion générale.....	80
Perspectives.....	81
Références bibliographiques.....	82
Annexes A.....	89
Annexes B.....	102

Liste des Figures

Figure 1.1 Turbulence induisant la fatigue thermique [Ferry Roelofs, 2012].	5
Figure 1.2 Unité HVAC pour automobiles [Kitada et Al, 2000].	7
Figure 1.3 Exemples d'expériences sur des Tés de mélange.	11
Figure 1.4 Représentation symbolique des régions identifiées par [Walker et al. (2009)].	12
Figure 1.5 Représentation de l'expérience réalisée par [Walker et al. (2009)].	13
Figure 1.6 Représentation des différents types de jets proposés par [Igarashi et al. (2003)]	15
Figure 2.1 (a) : Diagramme schématique de la cascade énergétique à nombre de Reynolds élevé. (b) : Spectre d'énergie cinétique turbulente $E(k)$ en fonction du nombre d'onde k (proportionnel à l'inverse de la longueur des tourbillons).	21
Figure 2.2 Technique de la simulation numérique directe DNS.	24
Figure 2.3 Technique de la simulation aux grandes échelles LES.	25
Figure 2.4 Technique de la simulation statique RANS.	26
Figure 2.5 Maillage unidimensionnel.	34
Figure 2.6 Volume de contrôle dans un maillage tri dimensionnel non orthogonal (Azzi, A, 2001).	37
Figure 2.7 Notion pour la grille de discrétisation monodimensionnelle.	38
Figure 2.8 Algorithme SIMPLE.	45
Figure 3.1 Structure de base de code du calcul.	49
Figure 3.2 L'appareil expérimentale utilisé dans l'étude.	49

Figure 3.3 Diagramme schématique de la chaîne de test.....	
Figure 3.4 Emplacement de mesures et données de comparaison.....	51
Figure 3.5 choix de types de frontière pour la géométrie.....	52
Figure 3.6 Validation de maillage.....	53
Figure 3.7 Différences vues de la grille de calcul sur l'ANSYS ICEM.....	55
Figure 4.1 Condition d'entrée du flux du canal principal.....	61
Figure 4.1 Condition d'entrée du flux de la branche	62
Figure 4.3 Comparaison des profils de vitesse moyenne normalisée V/U_0 sur le plan $X/B=5$ obtenus par les modèle RANS-SST et SAS-SST avec les résultats expérimentales.....	63
Figure 4.4 Les vitesses longitudinal et transversale ainsi que les températures dans les stations longitudinales	66
Figure 4.5 Distribution des fluctuations, contrainte de cisaillement à différentes stations longitudinales.....	70
Figure 4.6 La distribution de la température moyenne normalisée dans les différentes stations, issue la simulation SAS.....	73
Figure 4.7 La distribution de la vitesse moyenne normalisée dans les différentes stations, issue la simulation SAS.....	75
Figure 4.8 La distribution de la vitesse moyenne normalisée et les vortex dans les différentes stations issue la simulation SAS.....	77
Figure 4.9 L'iso surface de la Q-critères colorés par la vitesse longitudinale, $Q= 500 [s^{-2}]$...79	

Liste des Tableaux

Tableau 2.1 Avantages et inconvénients des différents modèles de turbulence [<i>Andersson B.,2012</i>].....	30
Tableau 2.2 Les coefficients du modèle SST.....	32
Tableau 2.3 Les coefficients du modèle dans le SAS Equation du terme source.....	33
Tableau 3.1 Choix de type de frontière pour T-jonction.....	52
Tableau 3.2 Les propriétés physiques d'air utilisé dans les simulations.....	53

Nomenclature

Symbole latins

Re	Nombre de Reynolds	
X	Coordonnée longitudinale	m
Y	Coordonnée verticale	m
Z	Coordonnée transversale	m
H, B	Espacement entre les plans des murs	m
l	Longueur de la jonction en T	m
T	Température	K
U, V	Composantes de la vitesse	m/s
Δt	Pas de temps	s
Pr	Nombre de Prandtl	
u'	La vitesse caractéristique des fluctuations	m/s
k	Constante de Von Karman	
P	La pression	Pa
c_p	La chaleur spécifique à pression constante	[J/kg K]
S_{ij}	Tenseur du taux de déformation	s⁻¹
Φ	Le flux de chaleur échangé	W
t	Le temps	s

Symboles grecques

ν	La viscosité cinématique	$\mathbf{m^2.s^{-1}}$
ρ	La masse volumique	$\mathbf{kg.m^{-3}}$
λ	La conductivité thermique	$\mathbf{W.m^{-1}.K^{-1}}$
τ_{ij}	Tenseur sous-maille	\mathbf{Pa}
ν_t	La viscosité turbulente.	$\mathbf{M^2.s^{-1}}$
Ω	Turbulence de fréquence de Foucault	$\mathbf{s^{-1}}$
Γ	Coefficient de diffusion	
ε	Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente	$\mathbf{m^2/s^3}$
μ	La viscosité dynamique	$\mathbf{kg/m.s}$

Abréviations

DNS	Directe Numerical Simulation
LES	Large Eddy Simulations
RANS	Reynolds Averaged Navier-Stocks
SST	Shear-Stress Transport
URANS	Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stocks
SAS	Scale-Adaptive Simulation
CFD	Computational Fluid Dynamics

INTRODUCTION GENERALE

Introduction Générale

Introduction générale

Les mélanges thermiques dans des configurations en forme de T-jonction se trouvent dans divers équipements industriels, y compris des réacteurs chimiques, des chambres de combustion, les systèmes de tuyauterie dans les centrales électriques, et HVAC (le Chauffage, la Ventilation, la Climatisation) des unités utilisées pour des systèmes de climatisation des automobiles [Kitada et al, 2000]. Le phénomène pourrait potentiellement conduire à des défaillances de fatigue thermique dans les systèmes de refroidissement d'énergie lorsque les contraintes cycliques sont imposées sur le système de tuyauterie en raison de changement de température rapide dans les régions où les flux froids et chauds sont intensivement mélangés. De plus, les fluides chauds et froids empiètent aux angles presque droits, une situation qui se prête à une analyse CFD avancée. Le champ thermique fluctuant qui mène à la fatigue thermique peut avoir des conséquences dramatiques sur les systèmes de refroidissement du réacteur nucléaires [Chapuliot et al, 2005]. Dans de nombreuses études, des bandes thermiques ont été identifiées dans des réacteurs à eau légère en particulier comme les incidents de fatigue de cycle élevé au niveau de la jonction en T du mélange de liquide de refroidissement [Walker et al, 2009].

La séparation et le recollement du flux, le flux secondaire, l'anisotropie des contraintes turbulentes et le transfert de chaleur sont quelques-unes des caractéristiques du flux complexes associées à la jonction en T. Afin de développer des méthodes efficaces pour favoriser le mélange et contrôler la fatigue thermique, on doit recourir à des stratégies expérimentales et de modélisation avancées pour bien comprendre les caractéristiques détaillées d'écoulement et du transfert de chaleur. Il est donc attendu que le choix des modèles de turbulence est un élément clé pour la prédiction réussie. Pour de telles applications, l'expérience passée montre que les modèles temps-moyenne statistiques doivent être remplacés par des stratégies de résolution d'échelles plus sophistiquées. Cette étude utilise l'expérience bien documentée faite par [Hirota et All 2010], comme point de référence pour la validation CFD. Dans leur projet, Hirota et All ont mené une étude expérimentale sur le mélange turbulent des flux d'air chaud et froid dans une jonction en T à section rectangulaire. Dans leurs données expérimentales, les auteurs fournissent des mesures détaillées des champs turbulents dynamiques et thermiques. Ce test-case a été sélectionné par le 15^{ème} Atelier ERCOFTAC sur la Modélisation de la Turbulence Raffinée (Chatou, 2011) comme référence pour le mélange par convection turbulente. En plus de la simulation RANS

Introduction Générale

en régime permanent et transitoire avec le modèle de turbulence Shear Stress Transport (SST) de [Menter, 1993], cette thèse présente les résultats de la nouvelle stratégie très prometteuse du modèle Scale Adaptive Simulation (SAS) proposé par [Menter et Ergov, 2005].

CHAPITRE 1

Analyse bibliographique

Sommaire

1.1 Introduction.....	3
1.2 La fatigue thermique.....	3
1.3 Bibliographie.....	5
1.4 Objectifs de la thèse et plan du manuscrit.....	18

1.1 Introduction

Ce chapitre constitue une introduction à la problématique du Té jonction. Nous présentons une généralité de la fatigue thermique dans les Tés de mélange et on terminera par une étude bibliographique.

1.2 La fatigue thermique

La fatigue est un processus qui sous l'action de contraintes modifie les propriétés locales d'un matériau et peut entraîner la formation de fissures et éventuellement la rupture de la structure.

Ces contraintes peuvent être de différentes

- Nature : pression, traction, température. Si la contrainte est une contrainte de température, on parle alors de la fatigue thermique ;
- amplitude,
- fréquence,
- forme : sinusoïdale, créneau, etc

La fatigue thermique se différencie de la fatigue à température par son mode de chargement. Les chargements cycliques en fatigue thermique sont dus aux gradients de dilatation alors que dans le cas de la fatigue à température, les contraintes sont dues à des charges appliquées. Les deux modes de sollicitations peuvent être superposés en cas de charges appliquées sous les chocs thermiques.

On peut alors la décomposer en séries de Fourier. Chaque terme est appelé mode. La période d'un mode est appelée cycle. La fatigue est notamment caractérisée par une étendue de variation de la contrainte bien inférieure à la résistance à la traction du matériau. Les étapes principales de la fatigue sont :

1. L'amorçage des fissures : durant cette étape, le matériau est endommagé de façon non détectable,
2. La propagation des fissures : des inspections peuvent être effectuées avant rupture,
3. La rupture finale.

On désigne par le terme fatigue thermique les déformations irréversibles que subit un matériau sous des contraintes de variations thermiques de faible amplitude mais répétées. Ces variations de température, après un grand nombre de cycles, peuvent amener à la création et à

Chapitre 1 : Analyse bibliographique

la propagation d'une fissure ou d'un réseau de fissures (on parle alors de faïençage thermique) au sein du matériau. Cette propagation peut aller jusqu'à la rupture du matériau. L'étude de ce phénomène s'inscrit dans le cadre des exigences de sûreté requises pour les installations nucléaires. Selon [Chellapandi et al, 2009], la fatigue thermique peut se présenter sous trois formes différentes :

1. La stratification thermique : ce phénomène se rencontre lorsqu'un fluide, aux abords d'une paroi, présente un gradient de température parallèle à la paroi. Des fluctuations de faibles fréquences de ce fluide induisent des écarts de température sur la paroi.
2. Fluctuation de niveau : ce phénomène est présent en haut d'un récipient, au niveau de l'interface du liquide avec l'atmosphère. Les remous du liquide font que son niveau fluctue sur les bords, au contact de la paroi, provoquant des fluctuations thermiques au sein de celle-ci.
3. Le mélange thermique : ce phénomène se rencontre lorsque deux fluides de température différente sont mélangés. L'équilibre thermique ne s'effectue pas instantanément. Il y a apparition de "grumeaux" de températures différentes et donc alternance de particules fluides plus ou moins chaudes. Leur contact avec la paroi provoque au sein de celle-ci des fluctuations de température.

Des dommages peuvent aussi être provoqués aux structures par des chocs thermiques. Cette appellation désigne les dégradations subies par les installations à cause de fluctuations de température beaucoup plus fortes, mais sur seulement un ou quelques cycles. Lors d'un choc chaud, des fissures peuvent apparaître à cause de l'écart de température entre la paroi et le cœur du matériau. Lors d'un choc froid, la surface refroidie brutalement se rétracte, et craquelle sous la pression de la partie chaude encore dilatée qui est au centre.

Selon [Chapuliot et al, 2005], la fatigue thermique dans un té de mélange fait intervenir quatre disciplines scientifiques :

- La thermo-hydraulique, pour évaluer les sollicitations thermiques et le mélange des deux fluides,
- L'étude des champs thermiques, pour les conditions initiales et les échanges thermiques entre le fluide et la paroi,
- La mécanique des structures, pour évaluer la réponse de la conduite aux contraintes thermiques complexes,

Chapitre 1 : Analyse bibliographique

- La résistance des matériaux, pour évaluer la capacité du matériau constituant la conduite à résister aux contraintes thermiques sur un grand nombre de cycles.

Le mélange de deux fluides chaud et froid dans les Té de jonctions présente des fluctuations thermiques qui peuvent mener à des situations accidentelles de fissurations puis une rupture de canalisation sous l'effet des contraintes thermique en aval de la jonction.

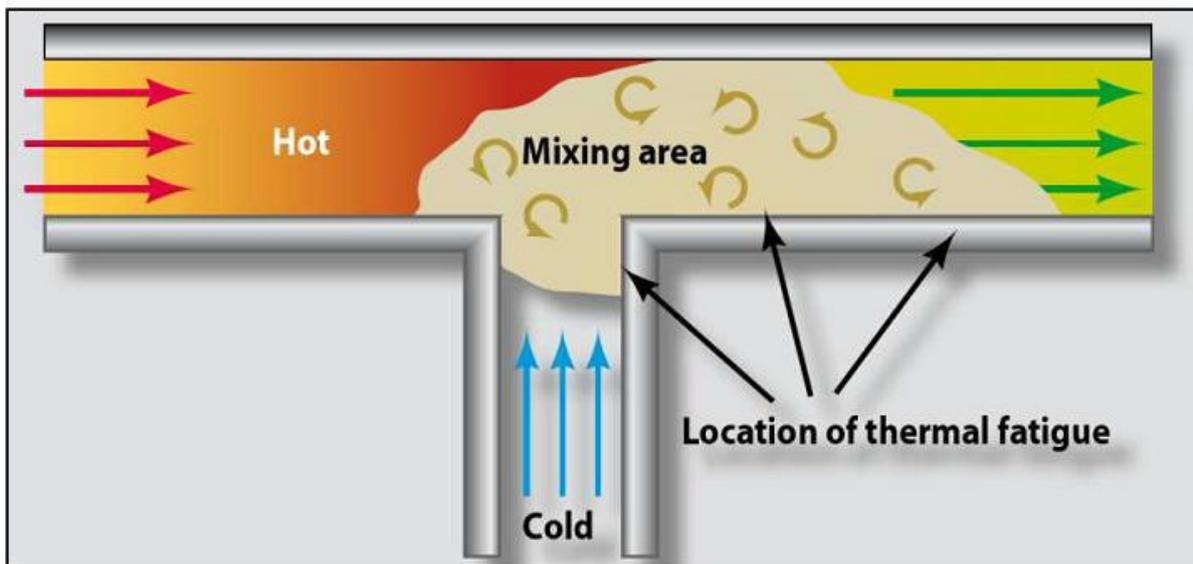


Figure 1.1 Turbulence induisant la fatigue thermique [Ferry Roelofs, 2012].

1.3 Bibliographie

Plusieurs travaux ont été réalisés numériquement sur les T-jonction et d'autres expérimentalement, parmi ces études publiées, nous citons par exemple :

Dans [Masafumi Hirota, 2006], les résultats expérimentaux sur le mélange turbulent des flux d'air chaud et froid dans une jonction en T sont rapportés. Ce sont les résultats de simulation de l'unité HVAC utilisée dans un système de climatisation automobile. Des expériences sont menées en gardant le nombre de Reynolds et la température du flux principal à $2.5 \cdot 10^4$ et 12°C , respectivement, et la vitesse du flux de dérivation (60°C) est modifiée pour trois rapports de vitesse de 0,5, 1 et 2 m/s. Le flux de la branche est séparé au bord de la jonction en T et forme une grande bulle de séparation. Des tourbillons longitudinaux sont formés autour de cette bulle de séparation, le champ d'écoulement a donc une structure tridimensionnelle. Malgré un tel champ d'écoulement complexe, la température moyenne dans

Chapitre 1 : Analyse bibliographique

la couche de mélange thermique présente des distributions assez uniformes dans le sens de l'envergure, et la forte turbulence produite autour de la bulle de séparation ne fonctionne pas efficacement au mélange thermique des flux d'air chaud et froid.

Toujours et dans [Masafumi Hirota, 2010], une étude a été menée pour clarifier comment deux fluides à température différente sont mélangés de manière turbulente dans une jonction en T de type transversal. Les caractéristiques des champs de vitesse et de température dans le canal sont étudiées expérimentalement, et la visualisation de l'écoulement a été menée pour faire ressortir le comportement détaillé de l'interface entre deux flux dans la région de fusion des flux. Ils ont extrait les structures dominantes des champs de vitesse et de concentration par décomposition orthogonale propre (POD). Il est précisé que l'interface de deux flux oscille verticalement et plusieurs tourbillons longitudinaux discrets sont superposés sur cette dernière. Ils ont conclu que l'oscillation verticale de l'interface est causée par la fluctuation de l'angle d'incidence de l'interface et les tourbillons en forme de champignons sont causés par les fluctuations verticales de la vitesse de l'eau. Le premier produit le flux de chaleur turbulent dans le sens de l'écoulement, et le second produit le flux de chaleur turbulent dans le sens vertical.

D'après [Kitada et al, 2000], Une jonction en T de type transversal dans laquelle deux flux avec des vitesses, des températures différentes ou les concentrations sont mélangées de manière turbulente, est rencontrée dans divers équipements thermiques, par exemple le réacteur chimiques, chambre de combustion, système de tuyauterie dans les centrales électriques. Un des jonctions T typiques se trouvent dans le HVAC (chauffage, Ventilation, Climatisation), unité utilisée pour un système de climatisation automobile. **La Figure 1.2** montre un schéma d'une unité HVAC d'automobile. Il contient un ventilateur, un évaporateur et un noyau de chauffage dans un boîtier en plastique. L'air pris par le ventilateur est refroidi à 5°C par l'évaporateur pour réduire l'humidité, et une partie de cet air froid est chauffée à environ 80°C par le noyau chauffant.

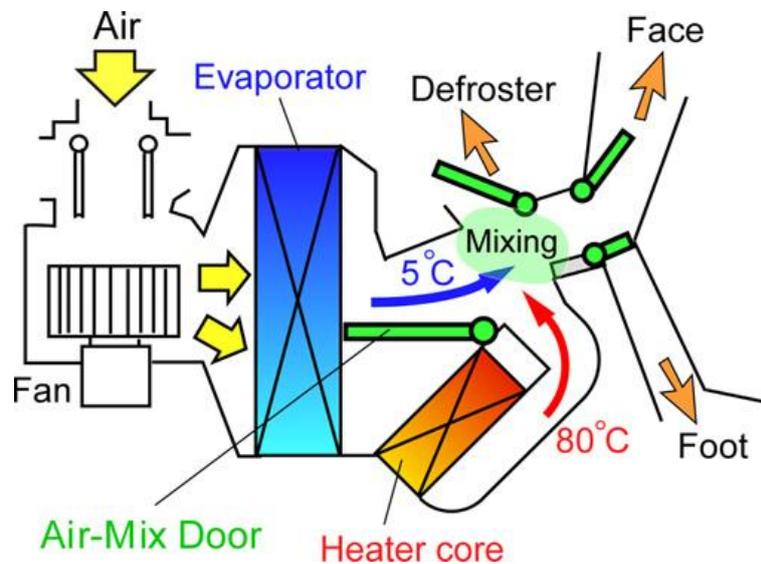


Figure 1.2 Unité HVAC pour automobiles [Kitada et Al, 2000].

[Kelso et al, 1996; Haven et Kurosaka, 1997; Bruecker, 1997; Wu et al, 2003], Ont constaté que le champ d'écoulement dans le mélange T-jonction est accompagné de la séparation de l'écoulement, le réattachement, écoulement secondaire, et une forte turbulence. Par conséquent, il est prévu que le processus de transport de chaleur turbulente entre les flux d'air chaud et froid est assez complexe. En outre, la réduction des effectifs de l'unité HVAC est un sujet important dans le développement de l'automobile, et la promotion et le contrôle du mélange d'air chaud et froid sont des questions clés pour l'atteindre. Afin de développer des méthodes efficaces de promotion et de contrôle de mélange, il faut bien comprendre les caractéristiques des flux détaillés et le mécanisme du mélange de deux flux thermique à la jonction en T. Dans les études sur le mélange T-jonction réalisées à ce jour, la structure du flux résultant de l'interaction entre le flux principal et le flux de la branche ont été examinés en détail.

[Kawamura et al, 2002; Igarashi et al, 2002, Fukushima et al, 2003; Yuki et al, 2004; Nakajima et al, 2005; Tanaka et al, 2005], Ont étudiées aussi bien les caractéristiques de la température champ. En particulier, la fluctuation de température près de la paroi du canal a été examinée afin de préciser le mécanisme des phénomènes de répartition thermique qui se produisent dans une centrale nucléaire.

Chapitre 1 : Analyse bibliographique

Selon [Kok and van der Wall, 1996], Dans l'application à l'unité CVC automobile (chauffage, ventilation et climatisation), le transfert de chaleur entre le flux d'air chaud et le flux froid est important, mais peu de données sont disponibles sur le mécanisme détaillé du transfert de la chaleur entre deux flux dans une jonction en T.

[Hirota et al, (2005, 2006)], les auteurs ont mené une étude expérimentale sur le mélange turbulent des flux d'air chaud et d'air froid dans une jonction en T à sections rectangulaires et ont mis en évidence les caractéristiques des champs de vitesse et de température après la fusion des deux flux

D'après [Hilberg et al, 1994; Graftieaux et al, 2001], La présente étude a été menée pour clarifier expérimentalement, le mécanisme détaillé du transfert de chaleur turbulent entre les flux chauds et froids qui sont mélangés dans une jonction en T. Après avoir visualisé les caractéristiques des champs de vitesse et de température dans le canal, la structure instantanée de l'interface de mixage entre deux flux est examinée en fonction des résultats de la visualisation du flux. Les structures dominantes de la vitesse et de la concentration fluctuante du champs température, dans la couche de mélange sont étudiées en analysant les résultats de PIV et la visualisation du flux avec la décomposition orthogonale appropriée (POD).

[J. Pérez et al, 2006], Ont développé et validé une méthode globale pour obtenir les coefficients de pertes de pression totale dans les écoulements internes compressibles dans les jonctions en T. cette méthode est basée sur le calcul des propriétés fluidiques extrapolées à l'interaction des branches. Les résultats numériques ont été comparés avec les résultats expérimentaux.

[Lakehal, 2013], a étudié la caractérisation dynamique et thermique d'un écoulement turbulent d'air à travers une jonction en T. L'écoulement dans la branche secondaire se trouve fortement perturbé et siège de zones de recirculation. Afin de tenir compte des fortes anisotropies présentes dans ces zones, la simulation numérique de l'écoulement est basée sur la modélisation statistique du second ordre RSM en formulation de faibles nombres de Reynolds basé sur l'équation du taux spécifique de dissipation turbulente ω (RSM-Stress- ω) Ce modèle s'avère d'une bonne prédiction à une large gamme d'écoulements. L'effet du rapport de débits de l'écoulement, entre l'entrée de la conduite principale et la sortie de la branche secondaire, sur le transfert thermique est analysé.

Chapitre 1 : Analyse bibliographique

[*Raphaël MONOD et Guillaume BRILLANT, (2012)*], ont étudiés les Tés de mélange des centrales thermiques subissant des phénomènes de fatigue thermique. Dans cette étude, les auteurs ont utilisé la Simulations des Grandes Échelles (LES) de l'écoulement au sein d'un Té de mélange et ont étudiés les fluctuations de température aux parois. L'influence du nombre de Prandtl sur les profils de température apparaît faible contrairement à la nature de la condition d'entrée (écoulement turbulent). L'analyse de la densité spectrale de puissance montre qu'une large gamme de fréquences se trouve dans le domaine dommageable pour la tenue mécanique des conduites.

D'après [*Frédéric AULERY; Adrien TOUTANT, 2012*], L'augmentation de l'efficacité des centrales thermiques passe par l'utilisation de niveaux de températures très élevés. Un écart important de température est donc attendu entre les écoulements turbulents des caloporteurs qui convergent au niveau de certains Tés de mélange. L'équilibre thermique ne s'effectuant pas instantanément, des fluctuations de température peuvent se développer et induire des fissurations dans les canalisations par fatigue thermique. Afin d'étudier ces phénomènes, ils ont utilisé une approche numérique et en particulier la Simulation des Grandes Echelles. Ces travaux ont permis d'obtenir les cartes de fluctuations thermiques au niveau d'un Té de mélange de la centrale Phénix

[*Jean-Marc Ndombo, 2013*], ont présentés les fluctuations thermiques dans les tés de mélange provoquant des contraintes thermiques qui peuvent mener à l'apparition de fissures qui se propagent plus ou moins rapidement dans la structure. Une possibilité pour réduire ces risques est d'installer des mélangeurs statiques (statics mixers) pour accroître le mélange. Une telle technologie a été utilisée par [*Utveckling AB depuis 1980*], dans des installations nucléaires. Toutefois, ces technologies sont très coûteuses. C'est pour cette raison que plusieurs investigations numériques ont été faites pour prédire les fluctuations de température causées par le mélange turbulent dans cette configuration d'écoulement. Ils ont effectué la simulation numérique de l'écoulement sur deux types de té de mélange. L'un avec des bords droits et une paroi en Plexiglas, et l'autre avec des bords arrondis et une paroi en inox. Dans le premier cas la condition de paroi est adiabatique et dans le second cas on effectue un couplage entre le code CFD (Computational Fluid Dynamic) Code_Saturne et le code SYRTHES pour l'analyse

Chapitre 1 : Analyse bibliographique

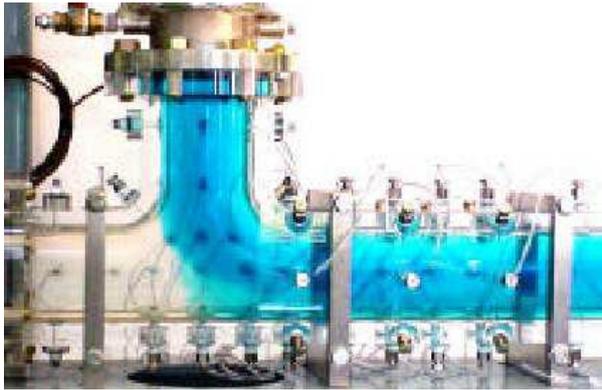
de la température dans le solide. L'apport principal de cet article est la détermination des statistiques temporelles d'ordre élevé dans une configuration aussi complexe. En effet, les équations de transport de l'énergie cinétique turbulente, de la variance de la température et des flux thermiques turbulents sont déterminées dans les deux configurations (adiabatique et avec des parois en inox), ce qui montre l'influence de la paroi sur le transfert de chaleur en région proche paroi.

[Th. Frank ; F. Menter, 2010], étant important pour le mélange turbulent et thermique et par conséquent pour la répartition thermique et des problèmes de fatigue thermiques dans des centrales nucléaires, les phénomènes de mélange thermique et isotherme turbulent ont été examinés dans deux scénarios de cas de test différents. Premier scénario de test proposé par ETHZ, [Prasser et Al, 2007]. Comprend le mélange turbulent de deux courants d'eau de température égale dans une jonction en T de tuyaux de 50 mm dans le plan horizontal et excluant ainsi tout effet de flottabilité. Le second test est basé sur l'installation d'essai de Vattenfall dans le laboratoire Älvkarleby et a été proposé par [Westin et Al, 2007]. Où deux flux d'eau de 15 °K d'écart de température se mélangent dans une T-jonction dans le plan vertical, provoquant des phénomènes de fatigue thermique. ANSYS CFX 11.0 avec des modèles de turbulence URANS basé sur la moyenne de Reynolds (SST, BSL, RSM) ainsi qu'avec le modèle de turbulence SAS-SST à résolution d'échelle a été appliqué aux deux cas de test. Les résultats de la CFD ont été comparés à des mesures de capteurs en treillis métallique, LDV et des mesures de thermocouple. Tandis que le mélange turbulent dans le test l'ETHZ pourrait être reproduit dans le bon accord quantitatif avec des données, les résultats des simulations de type LES n'étaient pas encore entièrement satisfaisants en termes de précision obtenue par rapport aux données de mesure détaillées, aussi que les phénomènes de répartitions thermiques transitoires et le développement de structures de turbulence à grande échelle étaient bien reproduits dans les simulations.

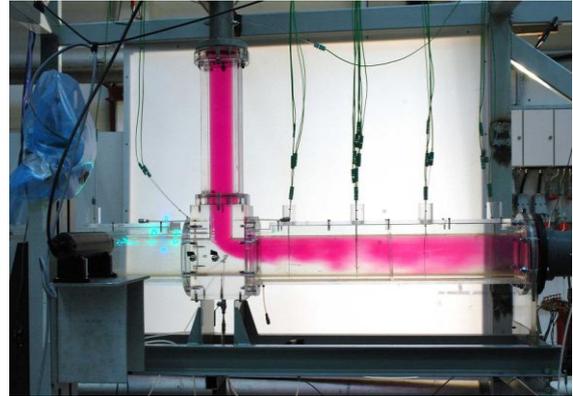
[Kawamura et al, 2003], ont menés des études numériques et expérimentales, la **Figure 1.3** montre les fluctuations de températures et la fatigue thermique dans les tests de mélanges qui se sont également développées, avec différentes méthodes et différents paramètres. Dans l'expérience de Vattenfall illustrée sur la **Figure 1.3(a)**, l'écart de température est pris soit nul, ou égale à 15°C. La vitesse est mesurée par un système Laser Diode Velocimetry (LDV),

Chapitre 1 : Analyse bibliographique

et la température par sept thermocouples placés à 1mm des parois. Dans la seconde expérience, les vitesses ne sont pas mesurées, et plusieurs thermocouples sont installés à l'intérieur de la paroi. L'écart de température est de 40°C



(b) Expérience Ohtsuka *et al.* (2003)



(a) Expérience Andersson *et al.* (2006)

Figure 1.3 Exemples d'expériences sur des Tés de mélange

[Bin Xu, 2011], ont analysé expérimentalement et numériquement les caractéristiques de mélange chaotique thermique de deux fluides miscibles dans un microcanal en forme de T. Dans les expériences, colorant fluorescent Acide jaune et Rhodamine B était employé pour montrer le comportement du mélange de masse et le champ de température, respectivement. La puissance absorbée et le débit étaient étudiés pour examiner les caractéristiques de mélange thermiques dans le microcanal. L'efficacité du mélange augmente avec l'augmentation de la puissance absorbée, tandis qu'elle diminue avec l'augmentation du débit. Une simulation numérique du transfert de chaleur et de masse par convection forcée a été utilisée pour étudier les processus de mélange chaotiques thermiques dans le microcanal en forme de T. L'efficacité du mélange mesurée en fonction de la tension et du débit appliqué a été comparée aux résultats de la simulation numérique, qui ont montré une concordance raisonnable.

Chapitre 1 : Analyse bibliographique

[Walker et al, 2009], réalisent ainsi une expérience dans un té de mélange, contenant de l'eau courante dans la conduite principale et de l'eau déminéralisée dans la conduite secondaire. Ils mesurent ensuite la concentration (et donc l'évolution du scalaire) par conductimétrie. La normalisation T^* (adimensionnelle) des résultats telle que :

$$T^* = \frac{T - T_{froid}}{T_{chaud} - T_{froid}} \quad (1.1)$$

Permet ensuite de comparer les différentes études sans difficulté, les températures (ou concentrations) étant ramenées à des valeurs comprises entre 0 et 1. Les auteurs proposent ainsi une large gamme de données expérimentales disponibles en ligne pouvant servir de référence pour de nombreuses simulations numériques.

Sur le plan numérique, le fait de considérer la température comme un scalaire passif présente aussi un gros avantage en terme de coût de calcul.

A l'intérieur d'un té, [Walker et al, 2009], identifient quatre régions présentant des phénomènes et des statistiques différentes. Sur son expérience à eau courante et eau déminéralisée, ils ont rencontré une zone de pure eau courante (pure tap water), une zone de mélange (mixing zone), une zone de pure eau déminéralisée (pure DI) et une zone de recirculation présentant des tourbillons (separation region). L'étendue de ces zones dépend du rapport des vitesses débitantes des entrées du Té. Une représentation symbolique de ces zones est visible en **Figure 1.4**. La **Figure 1.5** représente le schéma expérimental des auteurs.

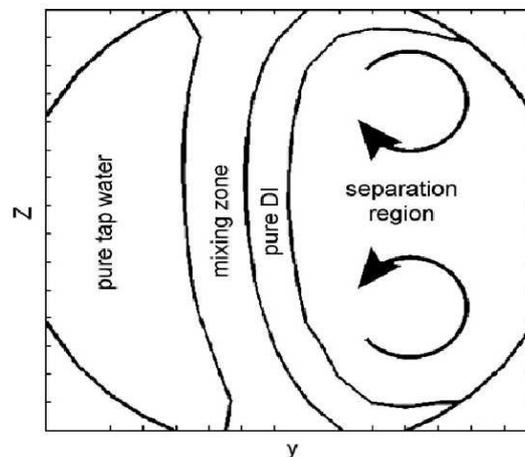


Figure 1.4 Représentation symbolique des régions identifiées par [Walker et al. (2009)]

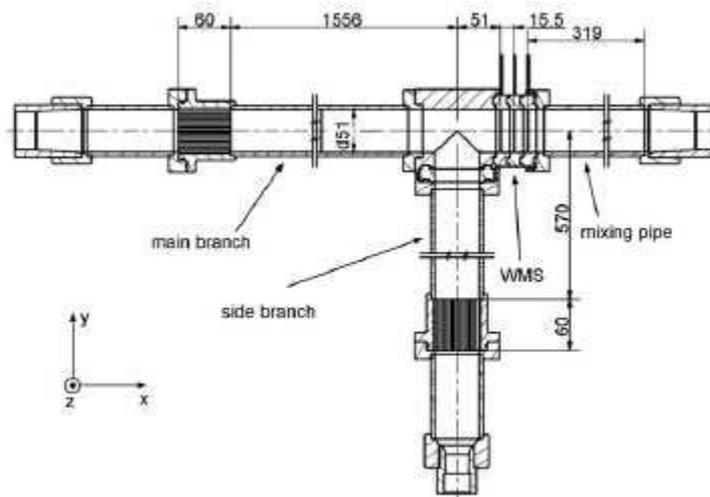


Figure 1.5 Représentation de l'expérience réalisée par [Walker et al. (2009)]

[Rudi Kulenovic et Eckart Laurien, 2017], ont constaté les dommages causés par la fatigue thermique à cycle élevé dans une tuyauterie à jonction en T, lorsque le mélange du flux de liquide de refroidissement à des différences de température se produit ceci est considéré comme un problème important dans le contexte de la sûreté d'exploitation des centrales nucléaires. La présente étude porte sur l'expérimentation et les études numériques du mélange de flux de jonction T à des différences de température rencontrée dans les centrales nucléaires. Des expériences ont été effectuées à l'interaction de structure liquide (FSI) (l'installation de test de T-jonction à l'Université de Stuttgart). Des thermocouples à paroi proche ont été utilisés dans la zone de mélange pour enregistrer les informations sur la température à l'intérieur du flux et de la structure. La conductivité à fibre métallique d'un capteur (WMS) conçue au Laboratoire des systèmes d'énergie nucléaire de l'ETH Zurich pour des applications haute pression à haute température ont également été utilisées lors des mesures pour caractériser le champ thermique transversal dans la zone de mélange. En dehors des expériences, des études numériques ont été menées en utilisant le modèle de turbulence simulation de grande échelle (LES) afin d'acquérir plus d'informations sur le comportement de mixage de flux et de ses prédictions ont été validés avec des données de mesure.

Chapitre 1 : Analyse bibliographique

[Igarashi et al, 2003], proposent une classification des téés en trois types de jets. Le type peut être prédit en fonction du rapport des moments de l'entrée principale et de l'entrée secondaire.

Ce rapport M est défini par :

$$M = \frac{M_p}{M_s} = \frac{\rho_p V_p^2 (D_p D_s)}{\rho_s V_s^2 \pi (D_s/2)^2} \quad (1.2)$$

Où l'indice p renvoie à la conduite principale et s à la conduite secondaire. Il en résulte :

- Si $M > 1,35$, c'est un jet mural (Wall Jet) : Le fluide de la conduite secondaire a tendance à rester le long de la paroi de la conduite dans laquelle il a été injecté.
- Si $0,35 < M < 1,35$, c'est un jet déviant (Deflecting Jet) : L'écoulement de la conduite secondaire se stabilise vers le centre de la conduite principale.
- Si $M < 0,35$, c'est un jet impactant (Impinging Jet) : Le fluide de la conduite secondaire va impacter la paroi opposée à son entrée.

Initialement [Igarashi et al, 2002], avaient proposé une classification en quatre groupes. Mais deux d'entre eux présentant des caractéristiques vraiment très proches. Une visualisation des 3 types de jet est représentée sur **la Figure 1.6** [Hosseini et al, 2008], montrent que les jets déviants sont ceux qui présentent la plus faible fluctuation de température à la paroi. Il est donc possible de réduire significativement le risque de fatigue thermique en jouant sur la configuration géométrique des téés. Encore faut-il que les autres contraintes de dimensionnement l'autorisent. En restant sur cette classification, [Ogawa et al, 2005], étudient expérimentalement l'influence de la condition en amont. Dans leur étude, [Hosseini et al, 2008], Les écarts peuvent s'expliquer par la distance entre le coude et le Té, et par la difficulté d'interprétation des résultats sur une échelle log-log.

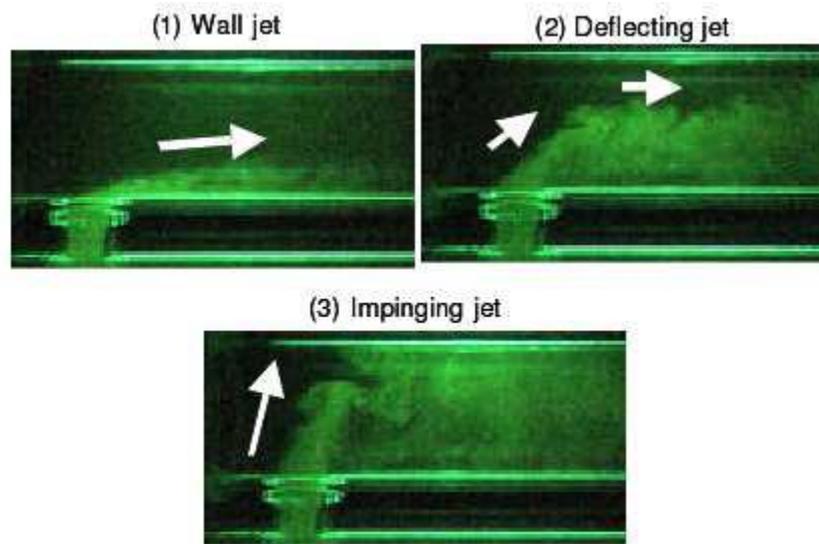


Figure 1.6 Représentation des différents types de jets proposés par [Igarashi et al, 2003].

[Chapuliot et al, 2005], ont noté que l'une des difficultés de l'étude de la fatigue thermique dans un té de mélange réside dans le nombre de compétences et de spécialités mises en jeu. Cette problématique fait intervenir quatre disciplines scientifiques

- La thermo-hydraulique, pour évaluer les sollicitations thermiques et le mélange des deux fluides,
- L'étude des champs thermiques, pour les conditions initiales et les échanges thermiques entre le fluide et la paroi,
- La mécanique des structures, pour évaluer la réponse de la conduite aux contraintes thermiques complexes,
- La résistance des matériaux, pour évaluer la capacité du matériau constituant la conduite à résister aux contraintes thermiques sur un grand nombre de cycles.

[Weilin Zheng et Chao Yan, 2015], Des études numériques du flux devant un cylindre circulaire au nombre de Reynolds $1,4 \times 10^5$ et du profil aérodynamique NACA0021 à l'angle d'attaque 60° ont été effectuées par Scale-Adaptive Simulation (SAS) et par Detached Eddy Simulation (DES). La nouvelle version du modèle développé par Egorov et Menter est évaluée et les avantages et inconvénients de la simulation SAS sont analysés en détail afin de fournir des orientations pour une application industrielle future. Il est conclu que: les propriétés moyennes du flux concordent de façon satisfaisante avec les résultats

Chapitre 1 : Analyse bibliographique

expérimentaux de la simulation SAS, bien que la prévision des statistiques turbulentes de deuxième ordre dans la région près de la paroi est juste raisonnable. Le modèle SAS peut produire une plus grande amplitude de l'énergie cinétique turbulente dans la bulle de recirculation et, par conséquent, une région de recirculation plus petite et une récupération plus rapide de la vitesse moyenne hors de la région de recirculation que l'approche DES avec la même résolution de grille. La formation de tourbillons est légèrement moins régulière avec le modèle SAS qu'avec l'approche DES, probablement en raison de la dissipation plus élevée de la simulation SAS dans des conditions de maillage grossier.

[William W. Liou, 2018], Une nouvelle méthode de modélisation hybride appelée Improved Scale-Adaptive Simulation (ISAS) est proposée en introduisant la méthode de von Karman dans le terme de dissipation de l'équation de l'échelle de turbulence, dont la dérivation correcte ainsi que l'étalonnage constant est présenté, et le débit cylindrique circulaire typique à $Re = 3900$ est sélectionné pour la validation. Comme prévu, l'approche ISAS propose avec le concept d'adaptation à l'échelle semble plus efficace que la méthode SAS originale pour obtenir une résolution convergente, comparant au DES en ce qui concerne la capture visuelle de l'instabilité de l'échelle fine. Il est encourageant de constater que le DES bénéficie de l'utilisation du limiteur à correction locale. La simulation ISAS s'avère très attrayante représentant le développement des couches de cisaillement et les profils d'écoulement de la zone de recirculation, et par conséquent, l'analyse statistique focalisée. D'une manière générale, la nouvelle méthode de modélisation, combinant les caractéristiques des concepts DES et SAS, est capable de simuler des structures turbulentes jusqu'à la limite du réseau d'une manière simple et efficace, ce qui est pratiquement précieux pour l'ingénierie des flux.

[Andrés Meana-Fernández, 2019], dans ce travail, différents modèles de turbulence ont été appliqués pour prédire la performance d'une voilure DU-06-W-200, un choix typique pour les éoliennes à axe vertical (VAWT). Un compromis entre le temps de simulation et les résultats a été recherché, en mettant l'accent sur la prédiction des forces aérodynamiques et le champ d'écoulement développé. Des modèles d'équation de Navier-Stokes moyennée (U-RANS) et des simulations de résolution d'échelle (SRS), comme la simulation adaptative d'échelle (SAS) et la simulation de Foucault détaché (DES), ont été testés, les modèles de turbulence basés sur $k-\omega$ fournissant les prévisions les plus exactes des forces aérodynamiques. Une

Chapitre 1 : Analyse bibliographique

étude plus approfondie de trois angles d'attaque représentatifs (5° , 15° et 25°) a montré que les modèles U-RANS prédisent avec précision les forces aérodynamiques avec de faibles coûts de calcul. La modélisation SRS génère des modèles d'écoulement plus réalistes: des tourbillons, des paquets de tourbillons et des cellules de décrochage ont été identifiés, fournissant une description plus riche du champ d'écoulement instable. La densité du spectre de puissance de la vitesse sur 15° a confirmé un spectre large bande dans les simulations DES, avec un petit pic à un nombre Strouhal de 0,486. Enfin, des indications concernant le choix du modèle de turbulence en fonction du résultat souhaité (forces aérodynamiques, champ d'écoulement de l'aile ou simulation VAWT) sont fournies, tendant vers des modèles U-RANS pour la prévision des forces aérodynamiques et des modèles SRS pour l'étude du champ d'écoulement.

[Y Jiang et al, 2019], Les hydroturbines fonctionnent à des charges supérieures ou inférieures au point de rendement optimal (surcharge ou charge partielle), où des structures d'écoulement turbulents se forment dans le tube d'aspiration. L'objectif du projet consiste à étudier les structures turbulentes complexes présentes dans le tube d'aspiration au moyen d'une étude numérique approfondie. Dans le contexte des simulations numériques, l'accent est mis sur le modèle de turbulence et le schéma numérique. Simulations transitoires avec le $k-\omega$ SST et SAS-SST (Scale Adaptive Simulation) sont appliqués à l'aide d'un nouveau modèle de turbulence préservant les tourbillons pour les courants d'air dans les tuyaux d'aspiration. L'application du modèle de turbulence SAS-SST à la fois et le limiteur de tourbillons permet la résolution de structures plus turbulentes. L'impact de la modification de l'entrée est également étudié. Les résultats numériques sont validés à l'aide d'une comparaison avec les données expérimentales pour le cas de test BulbT.

A l'aide de la recherche bibliographique on a pu avoir une idée globale sur les travaux précédents dans une jonction en T. Ils y'en a qui ont effectué un travail expérimental et ils y'en a qui ont fait un travail numérique donc c'est à partir de ces informations collectées on a décidé de prendre une étude expérimentale comme référence et appliqué le modèle SAS pour faire sortie des résultats.

1.4 Objectifs de la thèse et plan du manuscrit

Cette thèse a pour objectif d'étudier un mélange turbulent de deux fluides ayant une différence de température dans une jonction en T qui présente une fluctuation thermique qui peuvent mener à des situations accidentelles de fissuration puis une rupture de canalisation sous l'effets des contraintes thermiques, et de proposer des solutions d'améliorations pour diminuer les fluctuations de la température pour éviter la fatigue thermique. Cette étude a été réalisée par une simulation numérique en se basant sur le modèle de turbulence SST en stationnaire et en instationnaire et le modèle SAS pour valider l'étude expérimental faites au Département de Génie mécanique d'Université Mie, le Japon.

Afin de répondre aux objectifs, les travaux menés lors de la thèse sont rassemblés dans ce manuscrit décomposé en 4 chapitres. Il se présente de la manière suivante :

Chapitre 1 Etude bibliographique

Ce chapitre présente des généralités sur le phénomène de la fatigue thermique dans les téés de mélange et une étude bibliographique sur les Téés de mélange ensuite l'objectif et le plan de la thèse.

Chapitre 2 Modélisation de la turbulence

Le Chapitre 2 rappelle les modèles de turbulence ainsi que le modèle utilisé dans notre thèse, les méthodes numériques et l'algorithme De Couplage Vitesse-Pression.

Chapitre 3 Simulation numérique

Ce chapitre consiste en une présentation du code de calcul, un petit aperçu sur l'étude expérimental, les conditions au limites et optimisation du maillage utilisé.

Chapitre 4 Résultats et discussions

Dans ce chapitre, une stratégie de simulation pour les Téés de mélange est présentée. Après validation des résultats des trois modèles (SST-RANS), (SST-URANS) et (SAS), ces résultats numériques sont comparés aux résultats expérimentaux.

Et on terminera par une conclusion générale de l'étude et on propose des perspectives.

CHAPITRE 2

Modélisation de la turbulence

Sommaire

2.1 Introduction.....	19
2.2 Modélisation de la turbulence.....	19
2.2.1 Caractéristiques du phénomène de turbulence.....	22
2.2.2 Principales approches de simulation.....	23
2.2.3 Les équations de Navier Stokes.....	26
2.2.3.1 Equation de continuité (ou équation de bilan de la masse).....	27
2.2.3.2 Equation de bilan de la quantité de mouvement.....	27
2.2.3.3 Equation d'énergie (équation de la chaleur).....	28
2.2.3.4 Hypothèse de Boussinesq (Concept de la viscosité turbulente).....	28
2.2.4 Modèles de turbulence.....	28
2.2.4.1 Modèles du premier ordre.....	29
2.2.4.2 Modèles du second ordre.....	33
2.2.4.3 Le modèle de turbulence choisi dans notre étude.....	33
2.3 Méthode numérique.....	34
2.3.1 La méthode des différences finies.....	34
2.3.2 La méthode des éléments finis.....	35
2.3.3 Méthode des volumes finis.....	36
2.2.4 Algorithme De Couplage Vitesse-Pression.....	41
2.4.1 Algorithme SIMPLE.....	42
2.5 Conclusion.....	46

2.1 Introduction

Cinq siècles après les travaux de *Léonard de Vinci* sur le contrôle des tourbillons et de leur effet dans la rivière *Arno*, le sujet n'est toujours pas clos. Au *XXème* siècle ce sont d'abord les innombrables applications pratiques (par exemple dans le domaine de l'aéronautique) qui ont été le moteur d'un progrès qui se concrétisait plutôt par le développement de modèles empiriques que par de véritables percées fondamentales. A partir de 1940, grâce en particulier au mathématicien russe *Andrei Nikolaevich Kolmogorov*, une véritable théorie a été proposée. La majorité des écoulements rencontrés dans les procédés industriels (turbines à gaz, moteurs à combustion interne, fours...) ou même dans la nature sont qualifiés d'instationnaire et fortement turbulent, c'est-à-dire présentant un caractère très tourbillonnaire. CHASSAING décrit la turbulence comme « un mode naturel de mouvement de fluides visqueux où des mécanismes internes d'échanges énergétiques assurent, au sein même de l'écoulement, la création et le maintien de toute une hiérarchie de mouvements chaotiques répartis continûment sur une large gamme d'échelles macroscopiques ». Un écoulement turbulent se traduit par une apparence très désordonnée, un comportement difficile à prévoir et une large gamme d'échelles spatiales et temporelles.

2.2 Modélisation de la turbulence

La modélisation de la turbulence est l'un des trois éléments-clé de la CFD (Computational Fluid Dynamics), (les deux autres étant l'engendrement du domaine de calcul et le développement de l'algorithme.) Il est difficile de réaliser un modèle mathématique capable d'approximer le comportement physique

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

A l'inverse, on appelle laminaire le caractère d'un écoulement régulier, où toutes les trajectoires du fluide sont parallèles.

Chapitre 2 : Modélisation de la turbulence

Pour déterminer si un écoulement est de type turbulent ou laminaire, on utilise le nombre de Reynolds. C'est un nombre sans dimension et calculé comme le rapport des forces inertielles, déstabilisatrices de l'écoulement et génératrices de nouvelles échelles de la turbulence, sur les forces visqueuses, permettant la dissipation de la quantité de mouvement et la laminarisation de l'écoulement :

$$Re = \frac{uL}{\nu} \quad (2.1)$$

Où u et L représentent respectivement la vitesse et la taille caractéristique de l'écoulement ν la viscosité cinématique du fluide.

Un nombre de Reynolds petit caractérise un écoulement laminaire et un nombre de Reynolds élevé un écoulement turbulent. La transition d'un régime d'écoulement à un autre se fait aux alentours d'un nombre appelé nombre de Reynolds critique, dépendant de la géométrie du domaine dans lequel le fluide évolue (par exemple 3 000 pour une conduite cylindrique, 5×10^5 pour un écoulement sur une plaque plane).

La multitude de tourbillons créés par la turbulence peuvent se définir par leur taille mais aussi par leur niveau énergétique. En effet, un transfert d'énergie s'opère des plus grandes structures de l'écoulement, les plus énergétiques, vers les plus petites. Ce principe de cascade énergétique, introduit par [Richardson, 1922 et Kolmogorov, 1941], peut être illustré par le diagramme schématique et le spectre d'énergie cinétique turbulente (**Figure 2.1**).

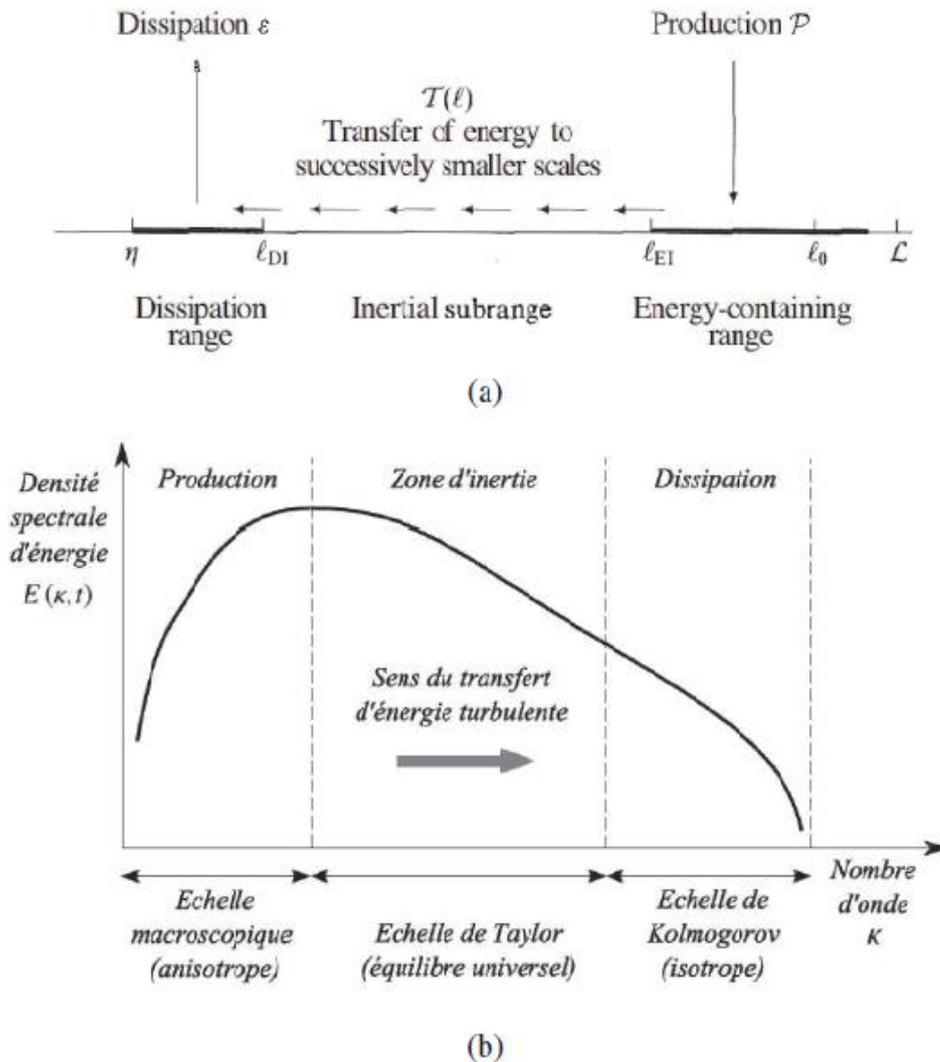


Figure 2.1 (a) : Diagramme schématique de la cascade énergétique à nombre de Reynolds élevé. (b) : Spectre d'énergie cinétique turbulente $E(k)$ en fonction du nombre d'onde k (proportionnel à l'inverse de la longueur des tourbillons).

Trois différentes zones du spectre d'énergie cinétique turbulente peuvent être identifiées:

- **Zone intégrale (Production)** : elle contient les structures les plus grosses et énergétiques, de faible fréquence, associées à l'échelle intégrale l_t définie comme l'échelle macroscopique de l'écoulement liée aux grandes structures anisotropes. L'énergie cinétique turbulente caractérisant cette région est définie comme

$$\text{TKE} = \frac{1}{2}(u'^2 + v'^2 + w'^2) \quad (2.2)$$

Chapitre 2 : Modélisation de la turbulence

Où u' est la vitesse caractéristique des fluctuations (variation de la vitesse u autour de sa moyenne \bar{u}).

Les longueurs et vitesses des structures de la zone intégrale sont comparables aux quantités utilisées pour définir le nombre de Reynolds de l'écoulement et ne sont pas affectées par les effets visqueux. Un nombre de Reynolds caractéristique de l'échelle intégrale peut être défini, appelé nombre de Reynolds turbulent, selon :

$$Re_t = \frac{u'l_t}{\nu} \quad (2.3)$$

- **Zone inertielle** : les grands tourbillons deviennent instables et se cassent en de plus petits via le processus de la cascade de Kolmogorov. L'énergie est transférée des grandes structures aux plus petites, sans dissipation, en suivant une loi en $k^{-5/3}$. L'échelle de Taylor λ désigne l'échelle la plus dissipative.
- **Zone de dissipation visqueuse** : elle est caractérisée par les plus hautes fréquences de l'écoulement. Elle contient les plus petites structures turbulentes, caractérisées par l'échelle de Kolmogorov dont la longueur et la vitesse sont définies selon,

$$\eta_K = \left(\frac{\nu}{\epsilon}\right)^{1/4} \quad (2.4)$$

$$u_K = (\nu\epsilon)^{1/4} \quad (2.5)$$

avec ϵ le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente qui convertit cette même énergie en chaleur du fait de la viscosité cinématique ν du mélange.

Cette échelle est purement dissipative. Un nombre de Reynolds caractéristique de l'échelle de Kolmogorov apparaît :

$$Re_K = \frac{u'_K \eta_K}{\nu} \approx 1 \quad (2.6)$$

2.2.1 Caractéristiques du phénomène de turbulence

La turbulence implique par un mouvement de fluide, mais pas tout-à-fait aléatoire. La description et l'interprétation de l'écoulement turbulent se réalisent en appliquant des méthodes statistiques sur les mesures de vitesse effectuées sur un moteur entraîné ou dans des conditions concrètes de fonctionnement pour plusieurs cycles moteur. La vitesse mesurée

Chapitre 2 : Modélisation de la turbulence

dans la chambre de combustion à un moment t est considérée, comme la somme de deux composantes :

1. une composante à valeur moyenne \bar{U} constante (pour un régime d'écoulement permanent) ou variable (pour un régime fluctuant.);
2. une composante fluctuante \tilde{U} qui décrit le mouvement irrégulier des particules de fluide.

Les valeurs moyennes qui définissent la turbulence sont analysées par rapport à deux échelles distinctes, correspondant au système Euler et au système Lagrange:

- *l'échelle temporelle* (par laquelle on détermine l'évolution dans le temps de la turbulence) qui détermine la périodicité du mouvement désordonné;
- *l'échelle spatiale* (par laquelle on présente dans un système de coordonnées spatiales différentes grandeurs, qui caractérisent la turbulence) détermine la distance entre deux points.

Les grandeurs qui caractérisent le degré de turbulence sont :

1. l'intensité de la turbulence, \dot{U} , définie comme la racine carrée des moyennes des carrés de la vitesse \tilde{U} :

$$\dot{U} = \sqrt{\overline{\tilde{U}^2}} \quad (2.7)$$

2. l'intensité relative de la turbulence, IRT, définie comme:

$$\text{IRT} = \frac{\dot{U}}{\bar{U}} \quad (2.8)$$

2.2.2 Principales approches de simulation

Il existe trois principales méthodes de modélisation d'un écoulement turbulent : la simulation numérique directe **DNS**, dans laquelle on cherche à représenter la totalité des phénomènes physiques, la simulation des grandes échelles **LES**, dans laquelle on représente seulement les plus gros tourbillons en fonction du temps, et la simulation moyennée dans laquelle on représente seulement l'écoulement moyen **RANS**.

Chapitre 2 : Modélisation de la turbulence

- **La simulation numérique directe (DNS) :**

Cette approche consiste tout simplement à résoudre directement les équations du mouvement, sans aucune modélisation (**Figure 2.2**). Ainsi, toute la gamme d'échelles est résolue explicitement.

Son inconvénient majeur est son coût de calcul en espace mémoire et en temps. En effet, l'absence de modèle requiert d'avoir des mailles de l'ordre des échelles dissipatives et de même pour le pas de temps. [LESIEUR M, 2008], mentionne dans son livre qu'il découle des travaux de Kolmogorov que, plus le nombre de Reynolds d'un écoulement est élevé, plus les petites échelles sont séparées des grandes, et plus il faut mailler finement le domaine étudié. De plus, un tel niveau de résolution nécessite l'utilisation de schémas numériques d'ordre élevé.

Par conséquent, la DNS est à l'heure actuelle, difficilement applicable à des situations industrielles. Les résultats obtenus constituent de véritables expériences numériques et servent couramment de "banc d'essai" pour de nouveaux modèles, ainsi qu'à l'analyse de la structure détaillée de la turbulence. Ils ont permis de grandes avancées sur le plan fondamental [FRIESS C, 2010].

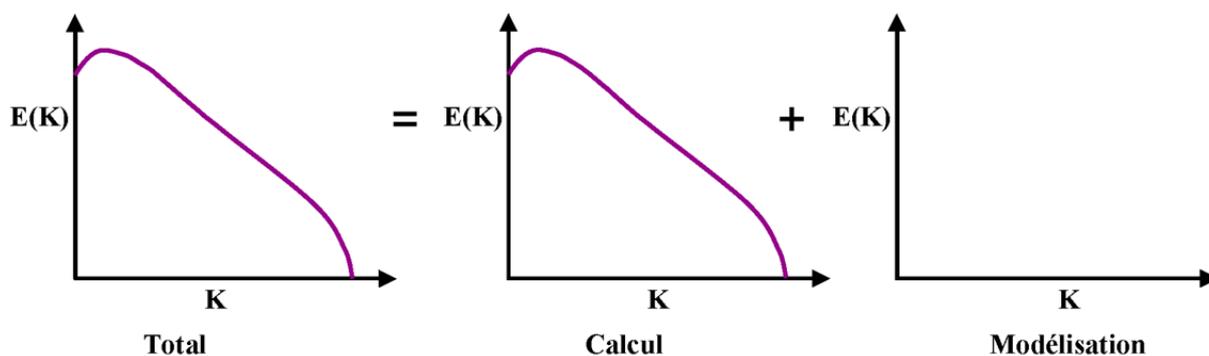


Figure 2.2 Technique de la simulation numérique directe DNS.

- **La simulation des grandes échelles (LES) :**

La simulation des grandes échelles pourrait se présenter schématiquement comme l'intermédiaire entre la DNS et la RANS que nous allons discuter dans le paragraphe suivant. Le principe de la méthode (LES) est le suivant: résoudre explicitement les grandes échelles et modéliser l'effet des plus petites. Le paramètre de coupure est classiquement la taille de maille; les tourbillons de tailles plus petites que celle-ci sont modélisés, tandis que les plus grands sont calculés explicitement (**Figure 2.3**). Cette stratégie se base sur un aboutissement

Chapitre 2 : Modélisation de la turbulence

des travaux de Kolmogorov: les petites structures ont un comportement plus universel (c'est-à-dire peu dépendant du type d'écoulement étudié) que les grandes. Par conséquent, la modélisation de leur influence constitue une stratégie plus raisonnable que celle du spectre global d'énergie turbulente [SAGAUT P, 2006].

Cependant, résumer la (LES) comme l'intermédiaire entre la (RANS) et la (DNS) serait maladroit. En effet, tandis que les méthodes RANS reposent sur une approche moyennée de l'équation de Navier-Stokes, la (LES) se base sur un filtrage convolutif, ce qui est conceptuellement différent d'un opérateur de moyenne. Pourtant, les équations du mouvement RANS et LES sont formellement identiques ; seule la modélisation diffère. Le champ de vitesse obtenu en LES n'est pas moyen, mais instationnaire et tridimensionnel, ce qui est très intéressant lorsque l'on souhaite déterminer l'évolution dynamique de l'écoulement.

Néanmoins, à proximité d'une paroi, les échelles turbulentes sont si petites qu'il faudrait un maillage presque digne d'une DNS (on parle alors de quasi-DNS ou QDNS) pour les résoudre. En outre, l'inhomogénéité d'un maillage se traduit sur le filtre induit par celui-ci, et la prise en compte de l'inhomogénéité d'un filtre implique l'estimation d'erreurs qui ne sont pas toujours bien maîtrisées, donc la difficulté d'appliquer la (LES) à une configuration trop complexe. Enfin, les schémas numériques servant à discrétiser les opérateurs différentiels, comportent une certaine diffusivité susceptible dans certains cas, de fausser grandement l'estimation d'une viscosité turbulente.

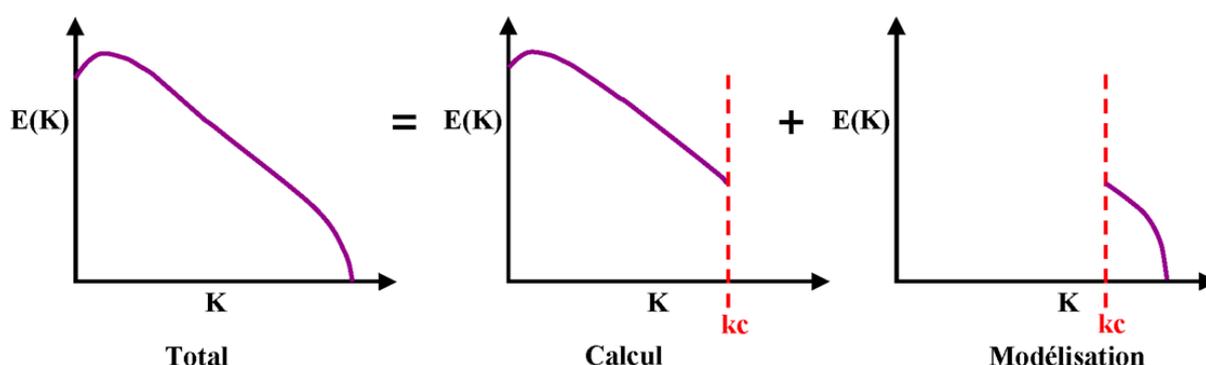


Figure 2.3 Technique de la simulation aux grandes échelles LES.

- **La simulation des équations de Navier Stokes moyennées (RANS) :**

Héritière des travaux de Reynolds, dont elle porte le nom ; Reynolds Averaged Navier-Stokes (RANS), cette approche a toujours été la plus populaire dans l'industrie, en raison de son faible coût de calcul.

Chapitre 2 : Modélisation de la turbulence

En effet, elle est l'opposée de la DNS, dans la mesure où la turbulence est dépouillée de son caractère déterministe, car considérée comme un processus totalement stochastique, dont seules les statistiques sont supposées prévisibles (**Figure 2.4**).

De ce fait, il n'y a pas besoin de recourir à des maillages extrêmement fins, ce qui rend le coût du calcul attractif. En contrepartie, il faut résoudre quelques équations supplémentaires ; cela va d'un simple modèle algébrique (longueur de mélange par exemple) à toute une famille d'équations de transport pour les contraintes de Reynolds et une variable d'échelle supplémentaire [MINH HH, 1999].

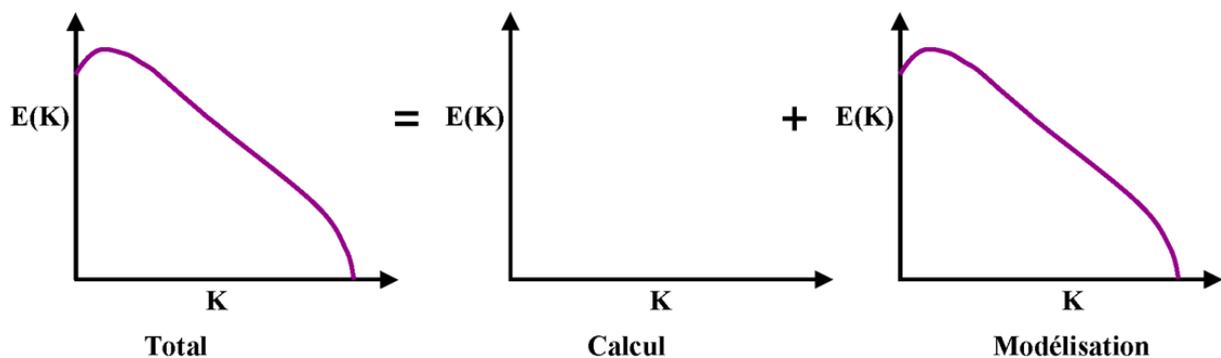


Figure 2.4 Technique de la simulation statique RANS.

2.2.3 Les équations de Navier stocks

En mécanique des fluides, les **équations de Navier-Stokes** sont des équations aux dérivées partielles non-linéaires qui décrivent le mouvement des fluides dans l'approximation des milieux continus. Elles gouvernent par exemple les mouvements de l'air de l'atmosphère, les courants océaniques, l'écoulement de l'eau dans un tuyau, et de nombreux autres phénomènes d'écoulement de fluides. Elles sont nommées d'après deux physiciens du XIX^e siècle, Claude Navier et George Stokes. Notons qu'il est possible de *démontrer* les équations de Navier-Stokes à partir de l'équation de *Boltzmann* (1872).

Il existe bien des formes des équations de Navier-Stokes. Nous n'en présenterons que certaines. Il est à noter que ces formes dépendent aussi des notations utilisées. Ainsi, il existe plusieurs façons équivalentes d'exprimer les opérateurs différentiels.

Chapitre 2 : Modélisation de la turbulence

La formulation différentielle de ces équations est la suivante :

2.2.3.1 Equation de continuité (ou équation de bilan de la masse)

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

2.2.3.2 Equation de bilan de la quantité de mouvement

Les écoulements de fluides incompressibles sont gouvernés par les équations de la conservation de quantité de mouvement (équations de **Navier – Stokes**). Ces équations relient la vitesse et la pression en chaque point de l'écoulement. Quatre fonctions inconnues doivent être déterminées : les trois composantes du vecteur vitesse et la pression. Ces équations sont des équations non linéaires, pour lesquelles une solution analytique n'est pas connue. De plus, la théorie mathématique de ces équations est encore incomplète : si en deux dimensions d'espace (écoulement plan) des résultats d'existence, d'unicité et de régularité de solution sont connus, il n'en n'est pas de même pour trois dimensions d'espace (écoulement tridimensionnel), qui se rapproche le plus de la réalité physique.

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \text{div}(u \cdot U) = -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \cdot \text{div}(\text{grad } u) + \left[-\frac{\overline{\partial u'^2}}{\partial x} - \frac{\overline{\partial u'v'}}{\partial y} - \frac{\overline{\partial u'w'}}{\partial z} \right] \quad (2.10)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \text{div}(v \cdot U) = -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial P}{\partial y} + \nu \cdot \text{div}(\text{grad } v) + \left[-\frac{\overline{\partial u'v'}}{\partial x} - \frac{\overline{\partial v'^2}}{\partial y} - \frac{\overline{\partial v'w'}}{\partial z} \right] \quad (2.11)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \text{div}(w \cdot U) = -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial P}{\partial z} + \nu \cdot \text{div}(\text{grad } w) + \left[-\frac{\overline{\partial u'w'}}{\partial x} - \frac{\overline{\partial v'w'}}{\partial y} - \frac{\overline{\partial w'^2}}{\partial z} \right] \quad (2.12)$$

Où :

$\frac{\partial u}{\partial t}$ Le terme instationnaire ;

$\text{div}(u \cdot U)$ Le transport des particules de fluide par convection ;

$-\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial P}{\partial x}$ Le gradient de pression ;

$\nu \cdot \text{div}(\text{grad } u)$ Transfert de chaleur par diffusion ;

Chapitre 2 : Modélisation de la turbulence

$$\left[-\frac{\overline{\partial u'^2}}{\partial x} - \frac{\overline{\partial u'v'}}{\partial y} - \frac{\overline{\partial u'w'}}{\partial z} \right] \text{ Tenseur de Reynolds.}$$

Avec : U, V et W : étant la vitesse suivant les directions x, y et z respectivement ;

P : la pression ;

ρ : la masse volumique.

2.2.3.3 Equation d'énergie (équation de la chaleur) :

$$\rho \cdot c_P \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\lambda \frac{\overline{\partial T}}{\partial x_j} - \rho \cdot c_P \overline{u'_j \theta'} \right) \quad (2.13)$$

c_P : représente la chaleur spécifique à pression constante ;

λ : La conductivité thermique du fluide.

2.2.3.4 Hypothèse de Boussinesq (Concept de la viscosité turbulente) :

Au lieu de résoudre les équations de transport de chaque composante du tenseur de Reynolds, nous allons essayer de modéliser directement ces termes. La meilleure approximation connue est basée sur l'hypothèse de **Boussinesq (1877)** qui stipule que les contraintes de **Reynolds** peuvent être exprimées selon l'équation suivante :

$$\tau_{ij} = \frac{2}{3} \delta_{ij} k - 2\nu_t S_{ij} \quad (2.14)$$

Le premier terme est isotrope, alors que le deuxième reliant linéairement τ_{ij} au tenseur du taux de déformation S_{ij} est symétrique. Le coefficient de proportionnalité ν_t désigne la viscosité turbulente.

Cette hypothèse consiste à exprimer le tenseur des contraintes de Reynolds par analogie avec le tenseur des contraintes visqueuses τ et le tenseur de déformation.

2.2.4 Modèles de turbulence

Ces modèles étudient les équations statistiques aux dérivées partielles obtenues par passage à la moyenne des équations de Navier-Stokes. On obtient alors un système ouvert. Mais ce

Chapitre 2 : Modélisation de la turbulence

passage engendre une perte d'informations, il convient alors de choisir judicieusement les schémas de fermeture pour qu'ils réintroduisent les informations perdues dans un nouveau système, fermé celui-ci, que l'on pourra résoudre numériquement.

On peut classer ces modèles suivant deux critères : on distingue les modèles par leur ordre (un ou deux en général) et par le nombre d'équations de fermeture supplémentaires (plutôt une ou deux selon la complexité du modèle de fermeture).

2.2.4.1 Modèles du premier ordre :

Basés sur l'hypothèse de *Boussinesq (1877)* qui consiste à modéliser directement les tensions de Reynolds à l'aide d'une viscosité turbulente :

- **zéro équation** qui consiste à relier les flux turbulents (dont les corrélations doubles) et les grandeurs moyennes sans introduire de nouvelle équation. (longueur de mélange, ou encore modèle de Prandtl) ;
- **une équation**. Ces modèles ont pour avantages d'être assez simple et de prendre un peu en compte l'histoire de la turbulence mais le choix de l'échelle de longueur est empirique et l'extension au cas tridimensionnel est difficile, (le modèle de Spalart – Allmaras) ;
- **deux équations** où l'on considère que la viscosité tourbillonnaire dépend de deux paramètres représentatifs du phénomène.

Chapitre 2 : Modélisation de la turbulence

Modèle de turbulence	Avantages	Limites / insuffisances
Spalart-Allmaras	Modèle rentable applicable pour un nombre limité de flux.	L'utilisation d'une équation algébrique pour l'échelle de longueur est trop restrictive. Transport des échelles de longueur ne sont pas comptabilisés.
$(k-\epsilon)$ Standard	Le plus utilisé et le plus validé.	Déconseillé pour les jets et les écoulements à des courbures importantes, tourbillons, des accélérations soudaines, la séparation et les régions à faible nombre de Reynolds.
$(k-\epsilon)$ RNG	La modification du modèle $(k-\epsilon)$ <i>Standard</i> a donné une meilleure simulation pour les écoulements tourbillonnaires et la séparation de l'écoulement.	Pas aussi stable que le modèle $(k-\epsilon)$ <i>Standard</i> . Ne s'adapte pas pour les jets ronds.
$(k-\epsilon)$ Realizable	Donne une meilleure simulation pour les écoulements tourbillonnaires et la séparation de l'écoulement. Il peut gérer les jets ronds.	Pas aussi stable que le modèle $(k-\epsilon)$ <i>Standard</i> .
$(k-\omega)$ standard	Fonctionne bien à faible nombre de Reynolds. N'a pas besoin de fonctions de parois. Fonctionne très bien avec les gradients de pression indésirable et des flux de séparation.	Nécessite un maillage très fin près de la paroi, le premier point à $(< 5)_+ y$.
$(k-\omega)$ SST	Utilise $(k-\epsilon)$ pour les écoulements libres et $(k-\omega)$ dans la région de parois bornées. Fonctionne très bien avec les gradients de pression indésirables et des écoulements à séparation.	Nécessite un maillage très fin près de la paroi. Surestime la turbulence dans les régions à forte contrainte normale, par exemple les régions de stagnation et les régions avec une forte accélération.

Tableau 2.1 Avantages et inconvénients des différents modèles de turbulence [Andersson B., 2012].

Chapitre 2 : Modélisation de la turbulence

➤ **Modèle de Turbulence SST (Shear Stress Transport) :**

Sous un gradient de pression défavorable, le décollement joue un rôle important près de la paroi (intensification du transfert de chaleur). Le modèle Shear Stress Transport (SST) a démontré ces possibilités de prédictions précises de la séparation dans de nombreux cas. L'idée derrière le SST est de combiner le modèle $k-\varepsilon$ et le modèle $k-\omega$ à l'aide de coefficients d'amortissements f_1 .

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

La formulation du modèle de SST est comme suit :

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j k)}{\partial x_j} = \tilde{P}_k - \beta^* \rho k \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) \quad (2.15)$$

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j \omega)}{\partial x_j} = \frac{\gamma}{v_t} P_k - \beta \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + 2 \rho \sigma_\omega \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (2.16)$$

Avec :

$$\Gamma_k = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \quad (2.17)$$

$$\Gamma_\omega = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \quad (2.18)$$

$$P_k = \tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \quad (2.19)$$

$$\tilde{P}_k = \min (P_k, C_{1\varepsilon}) \quad (2.20)$$

Les coefficients φ_1 et φ_2 , et du modèle sont des fonctions de :

$$\varphi = f_1 \varphi_1 + (1 - f_1) \varphi_2 \quad (2.21)$$

Chapitre 2 : Modélisation de la turbulence

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

$\sigma_{k1} = 2.0$	$\sigma_{\omega1} = 2.0$	$k = 0.41$	$\gamma_1 = 0.5532$	$\beta_1 = 0.075$	$\beta^* = 0.09$	$C_1 = 10$
$\sigma_{k2} = 2.0$	$\sigma_{\omega2} = 1.168$; $k = 0.41$	$\gamma_2 = 0.4403$	$\beta_2 = 0.0828$	$\beta^* = 0.09$	$C_1 = 10$

Tableau 2.2 Les coefficients du modèle SST.

➤ Modèle SAS

La version originale du modèle SST-SAS a subi certaine évolution et la dernière version du modèle a été présentée dans [Egorov et Menter, 2007]. Un changement de modèle est l'utilisation du rapport d'échelle de la longueur du second degré $(L/L_{vk})^2$ dans l'équation (2.22) et (2.23), au lieu de la forme linéaire de la version originale du modèle. L'utilisation du rapport d'échelle de longueur quadratique est plus compatible avec la dérivation du modèle et aucune différence majeure par rapport à la version d'origine du modèle n'est attendue.

Un autre nouvel aspect du modèle est l'amortissement explicitement calibré du nombre d'onde élevé afin de satisfaire à l'exigence pour un modèle SAS, qu'un amortissement approprié de la turbulence résolue à l'extrémité du spectre ayant un nombre d'onde élevé (limite de résolution de la grille) soit nécessaire. Dans la suite, nous aborderons la dernière version du modèle SST-SAS [Egorov et Menter, 2005] qui est également la version par défaut dans ANSYS CFX. L'équation de base du modèle SST-SAS diffère de celle du modèle SST-RANS [Egorov et Menter, 1993] par le terme source SAS supplémentaire Q_{SAS} dans l'équation de transport (2.24) pour la ω turbulence de fréquence de Foucault:

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j k)}{\partial x_j} = P_k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] - \rho c_\mu k \omega \quad (2.22)$$

$$\frac{\partial \rho \omega}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho U_j \omega) = \alpha^{\frac{\omega}{k}} P_k - \rho \beta \omega^2 + Q_{SAS} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + (1 - F_1) \frac{2\rho}{\sigma_\omega} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (2.23)$$

Où $\sigma_{\omega2}$ est the σ_ω valeur pour le régime $k - \varepsilon$ du modèle SST. Le terme source supplémentaire Q_{SAS} lit pour la dernière version du modèle [Egorov et Menter, 2005]:

Chapitre 2 : Modélisation de la turbulence

$$Q_{SAS} = \max \left[\rho \xi_2 K S^2 \left(\frac{L}{L_{VK}} \right)^2 - C \cdot \frac{2\rho k}{\sigma_\Phi} \max \left(\frac{1}{\omega^2} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, \frac{1}{k^2} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial k}{\partial x_j}, 0 \right) \right] \quad (2.24)$$

Les coefficients du modèle prennent pour valeurs

$\xi_2 = 3.51$	$\sigma_\Phi = 2/3$	$C = 2$
----------------	---------------------	---------

Tableau 2.3 Les coefficients du modèle dans le SAS Equation du terme source

2.2.4.2 Modèles du second ordre :

Les tensions de Reynolds sont calculées directement, la modélisation portant sur les moments d'ordre supérieur (Oméga Reynolds Stress, QI Reynolds Stress, LRR Reynolds Stress, SSG Reynolds Stress, etc.).

Il est bien évident que la qualité des résultats de simulation d'écoulement turbulent est très liée au modèle utilisé. Le choix du modèle est subordonné au type d'information que nous voulons obtenir à partir de la simulation. D'un point de vue industriel, les modèles du premier ordre à deux équations permettent généralement d'obtenir des résultats satisfaisant moyennant certaines adaptations du modèle suivant le cas considéré. Dans certains d'autres cas, l'utilisation de modèles plus sophistiqués comme les modèles du second ordre peut s'avérer nécessaire.

2.2.4.3 les modèles de turbulence adoptés pour les T de mélange

Le premier ordre, modèle à deux équations appelé Shear Stress Transport (SST) modèle de turbulence de *Menter (1993)* est utilisé comme référence pour les trois types de calculs. La première utilise le modèle d'état stationnaire SST de turbulence (RANS), le second la formulation instationnaire aussi avec modèle de turbulence SST (URANS), puis le nouveau Scale-Adaptive Simulation (SAS). Le modèle de turbulence SST est connu pour fournir un bon compromis en combinant le modèle de Wilcox k-oméga pré de la paroi et le modèle k-ε de Reynolds élevé loin de la paroi. L'utilisation des deux modèles est réalisée par l'intermédiaire d'une fonction de mélange, qui commute de façon dynamique et en douceur de un à zéro en fonction de la position géométrique du point d'insertion. Le champ pré de la paroi est résolu à l'aide des fonctions automatiques de paroi. Une explication détaillée de la

formulation du modèle et des validations des cas de test peut être trouvée dans la littérature spécifique du groupe de Menter.

2.3 Méthode numérique

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

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

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

2.3.1 La méthode des différences finies

Le domaine de calcul est discrétisé en un nombre fini de points sur lesquels on approche les opérateurs de dérivation des équations modèles par des développements en séries de Taylor tronquées à l'ordre de précision choisie [LOAN, 2002].

Soit le maillage régulier unidimensionnel (Fig. 2.2):

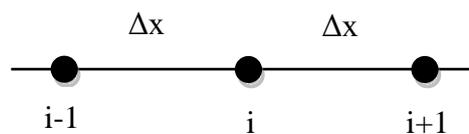


Figure 2.5 Maillage unidimensionnel.

Où $\Delta x = x_i - x_{i-1} = x_{i+1} - x_i$.

Le développement en série de Taylor, autour du point i du maillage, de la variable inconnue, est donné par les relations :

$$\Phi_{i-1} = \Phi_i - \frac{1}{1!} \Delta x \left(\frac{d\Phi}{dx} \right)_i + \frac{1}{2!} (\Delta x)^2 \left(\frac{d^2\Phi}{dx^2} \right)_i - \frac{1}{3!} (\Delta x)^3 \left(\frac{d^3\Phi}{dx^3} \right)_i + O((\Delta x)^4) \quad (2.25)$$

$$\Phi_{i+1} = \Phi_i + \frac{1}{1!} \Delta x \left(\frac{d\Phi}{dx} \right)_i + \frac{1}{2!} (\Delta x)^2 \left(\frac{d^2\Phi}{dx^2} \right)_i + \frac{1}{3!} (\Delta x)^3 \left(\frac{d^3\Phi}{dx^3} \right)_i + O((\Delta x)^4) \quad (2.26)$$

En retenant les premiers deux termes du développement de la relation (2.25), on obtient:

$$\left(\frac{d\Phi}{dx} \right)_i = \frac{\Phi_i - \Phi_{i-1}}{\Delta x} \quad (2.27)$$

Ceci signifie que la dérivée d'ordre 1, au point i , est approchée par différences finies régressives d'ordre 1.

En retenant les premiers deux termes du développement de la relation (2.26), on obtient:

$$\left(\frac{d\Phi}{dx} \right)_i = \frac{\Phi_{i+1} - \Phi_i}{\Delta x} \quad (2.28)$$

Ce qui signifie que la dérivée d'ordre 1, au point i , est approchée par différences finies progressives d'ordre 1.

En soustrayant la relation (2.25) de la relation (2.26) on obtient l'approximation par différences finies centrales d'ordre 2 :

$$\left(\frac{d\Phi}{dx} \right)_i = \frac{\Phi_{i+1} - \Phi_{i-1}}{2\Delta x} \quad (2.29)$$

En additionnant les relations (2.25) et (2.26) on obtient l'approximation de la dérivée de deuxième ordre par différences finies centrées d'ordre 2 :

$$\left(\frac{d^2\Phi}{dx^2} \right)_i = \frac{\Phi_{i-1} - 2\Phi_i + \Phi_{i+1}}{(\Delta x)^2} \quad (2.30)$$

2.3.2 La méthode des éléments finis :

Le principe fondamental de la méthode des éléments finis réside dans le découpage du domaine d'étude en domaines élémentaires de dimension finie. Sur chacun de ces domaines, appelés éléments finis, la fonction inconnue est approchée par un polynôme dont le degré peut

Chapitre 2 : Modélisation de la turbulence

varier d'une application à l'autre mais reste en général faible. Ces éléments, triangles ou quadrilatères, rectilignes ou curvilignes, doivent réaliser une partition du domaine d'étude (ils sont disjoints et leur union recouvre le domaine tout entier). Cette partition qui est généralement appelée découpage ou discrétisation du domaine doit respecter un certain nombre de règles qui permettent d'assurer un bon déroulement du calcul [LOAN, 2002].

2.3.3 Méthode des volumes finis

La méthode des volumes finis est une méthode de discrétisation pour les lois de conservation. Cette méthode consiste à discrétiser le domaine de calcul en une multitude de volumes de contrôle (cellules) la forme intégrale du problème à résoudre à une place de sa forme différentielle considérée. Ces volumes de contrôle enveloppent tout le domaine de calcul sans chevauchement, de telle façon que la somme de leurs volumes soit égale exactement au volume du domaine de calcul. Un point est positionné au centre de chaque volume et est appelé centre du volume de contrôle, il sera noté P , (Fig (2.3)). Les nœuds des volumes voisins seront notés suivant leurs positions N , S , W , E , T et B (se rapportant aux directions *North*, *South*, *West*, *East*, *Top* et *Bottom* respectivement). Dans la méthode des volumes finis les lois de conservation (de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie) sont exprimées localement sous une forme intégrale. La pierre angulaire de cette méthode réside dans le théorème de *Gauss* (appelé aussi le théorème de la divergence ou théorème d'*Ostrogradski*) et qui permet de transformer une intégrale de volume en une intégrale de surface [AZZI, 2015].

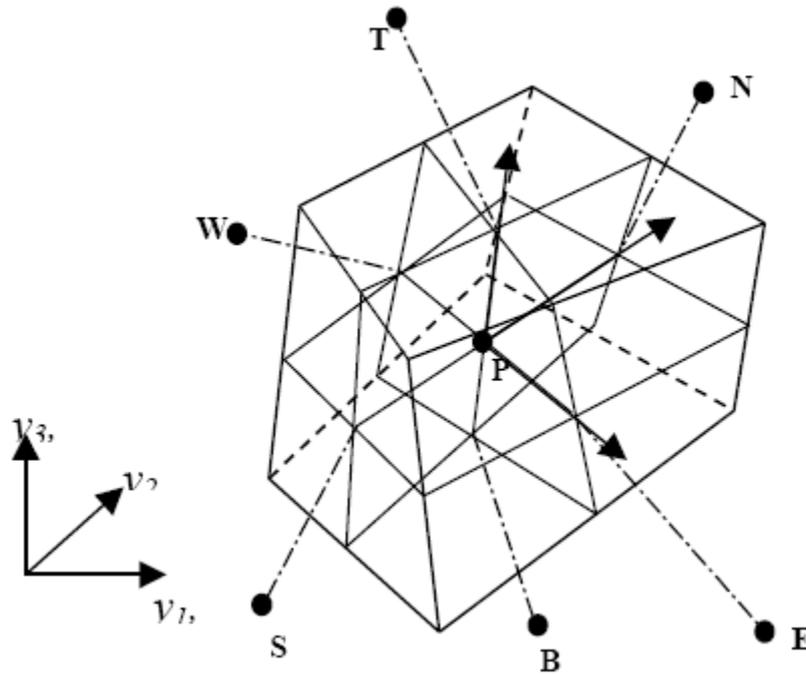


Figure 2.6 Volume de contrôle dans un maillage tri dimensionnel non orthogonal [Azzi. A, 2001].

1. Etape de la méthode des volumes finis

Le problème stationnaire de diffusion de la variable ϕ est gouverné par l'équation suivante :

$$\text{div}(\Gamma \text{grad}\phi) + S\phi = 0 \quad (2.31)$$

La clé de la méthode des volumes finis réside dans l'application du théorème de la divergence ou théorème d'Ostrogorski, qui permet de changer une intégrale de volume en intégrale de surface.

$$\int_A \Gamma \text{grad}(\phi) \cdot n \cdot dA + \int_{CV} S_\phi dV = 0 \quad (2.32)$$

A : surface enveloppant le volume de contrôle CV.

n : vecteur unitaire.

Γ : Coefficient de diffusion.

S : terme source.

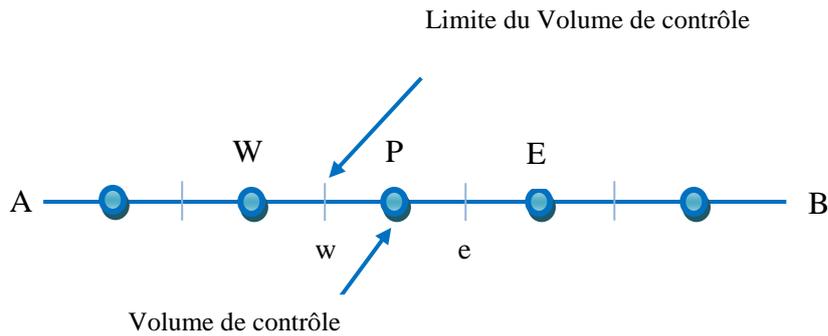
L'équation (2.31) en 1 D prend la forme suivante :

Chapitre 2 : Modélisation de la turbulence

$$\frac{d}{dx} \left(\Gamma \frac{d\phi}{dx} \right) + S = 0 \quad (2.33)$$

- **Etape 1 : Le Maillage**

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



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

➤ **Système de notation**

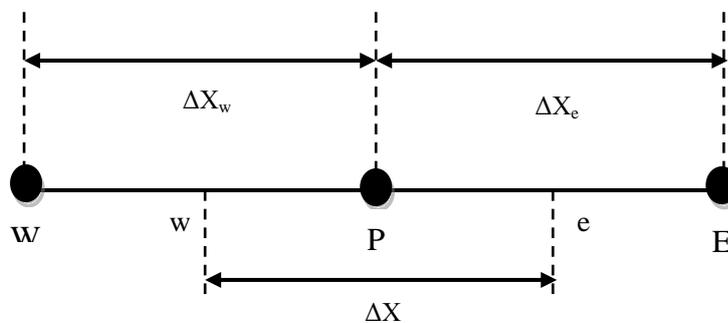


Figure 2.7 Notion pour la grille de discrétisation monodimensionnelle.

Chapitre 2 : Modélisation de la turbulence

$$\bar{S}\Delta V = S_u + S_P\phi_P \quad (2.39)$$

En substituant les équations (2.36) (2.37) (2.38) (2.39) dans (2.34), nous obtenons :

$$\Gamma_e A_e \left(\frac{\phi_E - \phi_P}{\Delta X} \right) - \Gamma_w A_w \left(\frac{\phi_P - \phi_W}{\Delta X} \right) + S_u + S_P \phi_P = 0 \quad (2.40)$$

Et après arrangement:

$$a_P \phi_P = a_W \phi_W + a_E \phi_E + S_u \quad (2.41)$$

Avec :

$$a_W = \frac{\Gamma_w}{\Delta X} A_w \quad (2.42)$$

$$a_E = \frac{\Gamma_e}{\Delta X} A_e \quad (2.43)$$

$$a_P = a_W + a_E - S_P \quad (2.44)$$

- **Etape 3 : La résolution des équations**

L'équation (2.39) sera construite pour tous les volumes de contrôles du domaine de calcul. En vue d'incorporer les conditions aux limites, un traitement spécial sera réservé aux volumes de frontières. Le système d'équations résultant sera un système d'équations algébriques linéaires comportant autant d'inconnus que d'équations. La distribution discrète de la variable ϕ sur le domaine de calcul peut être obtenue par inversion de la matrice du système d'équations. Cependant, cette méthode n'est quasiment jamais utilisée pour la simple raison qu'elle est très coûteuse en mémoire de stockage. Les méthodes itératives (par exemple : *Gauss Seidel*) sont plus efficaces dans ce cas. Dans un calcul itératif il faut aussi définir un critère de convergence pour pouvoir arrêter les calculs à un moment donné.

Critère de convergence :

A partir de l'équation (2.41) nous pouvons écrire une expression du résidu pour estimer la satisfaction éventuelle de l'équation :

$$R = \sum_{l'ensemble\ des} |a_W \phi_W + a_E \phi_E + S_u - a_P \phi_P| \quad (2.45)$$

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

Dans notre étude, la méthode des volumes finis est utilisée pour résoudre les équations moyennées de Navier-stokes sur le logiciel FLUENT.

2.2.4 Algorithme De Couplage Vitesse-Pression

Les équations de Navier-Stokes en version fluide incompressible présentent deux difficultés majeures. Premièrement, elles sont quasi-non linéaires et ensuite elles sont faiblement couplées. La non-linéarité est contournée par un calcul itératif. En choisissant un schéma numérique stable, les erreurs introduites par la solution initiale sont amorti et la procédure convergera facilement vers une solution finale acceptable. Le problème du couplage se manifeste par l'apparition des variables vitesse et pression dans les trois équations de quantité de mouvement. Le gradient de pression qui apparaît comme terme source dans ces équations joue le rôle du moteur de l'écoulement. Malheureusement, on ne dispose d'aucune équation de transport pour cette quatrième variable qu'est la pression (les trois autres étant les trois composantes de la vitesse). En d'autres termes, si le gradient de pression est connu à priori on peut calculer le champ vitesse qui dans ce cas vérifie bien l'équation de continuité. Malheureusement, la pression est toujours une inconnue à déterminer aussi bien que la vitesse. Un champ de vitesse donné peut satisfaire l'équation de continuité sans pour autant vérifier les équations de transport de quantité de mouvement. Cette particularité des équations rend nécessaire l'utilisation d'un algorithme de couplage pression-vitesse. Le problème est un peu similaire à la non-linéarité des équations elles-mêmes. L'approche à suivre sera donc de même nature et elle est sensé résoudre les deux problèmes en même temps. L'algorithme le plus universel et le plus utilisé est sans doute l'algorithme SIMPLE de [Patankar et Spalding, 1972].

2.4.1 Algorithme SIMPLE

La marche à suivre est tout à fait logique et intuitive. On suppose un champ de pression initial qu'on injecte dans les équations de quantité de mouvement. On résout le système pour trouver un champ de vitesse intermédiaire (qui n'est pas juste puisque la pression ne l'est pas). L'équation de continuité est transformée pour devenir une équation de correction de pression. Elle est résolue pour trouver une correction de pression qui permettra de réinjecter une nouvelle pression dans les équations de quantité de mouvement. Le cycle est répété autant de fois que nécessaire jusqu'à l'obtention d'une correction de pression nulle, signe de la convergence de l'algorithme.

Prise en considération du gradient de pression

$$\frac{d}{dx}(\rho u \phi) = -\frac{dp}{dx} + \frac{d}{dx}\left(\Gamma \frac{d\phi}{dx}\right) + S \quad (2.46)$$

L'intégration de l'équation (2.46) sur le volume de contrôle de centre e et de limites P et E donne:

$$a_e u_e = \sum a_{nb} u_{nb} + b + A_e (p_P - p_E) \quad (2.47)$$

Soit un champ de pression initial p^* . La solution provisoire de l'équation précédente sera noté u^* (notons que u^* ne vérifie pas l'équation de continuité).

$$a_e u_e^* = \sum a_{nb} u_{nb}^* + b + A_e (p_P^* - p_E^*) \quad (2.48)$$

A ce stade, aucune des deux variables n'est correcte. Toutes les deux nécessitant une correction.

$$u = u^* + u' \quad (2.49)$$

$$p = p^* + p' \quad (2.50)$$

où u' et p' sont les corrections qu'il faut estimer.

L'introduction des équations (2.49) et (2.50) dans (2.48) et en tenant compte de (2.47), il s'en suit:

$$u_e = u_e^* + d_e (p'_P - p'_E) \quad (2.51)$$

Chapitre 2 : Modélisation de la turbulence

où:

$$d_e = \frac{A_e}{a_e} \quad (2.52)$$

Notons ici que pour linéariser l'équation, le terme $\sum a_{nb} u'_{nb}$ a été tout simplement négligé.

Normalement, ce terme doit s'annuler lors de la convergence de la procédure. C'est-à-dire que cette omission n'influe pas sur le résultat final, mais elle fausse un peu le résultat temporaire. C'est d'ailleurs la seule simplification faite dans l'algorithme SIMPLE. Elle a été corrigée dans les variantes plus évoluées (SIMPLER et SIMPLEC).

L'introduction de l'expression corrigée (2.51) dans l'équation de continuité, donne l'équation de correction de la pression, qu'on écrira sous la forme suivante:

$$a_P p'_P = a_E p'_E + a_W p'_W + b \quad (2.53)$$

où:

$$a_E = (dA)_e \quad (2.54)$$

$$a_W = (dA)_w \quad (2.55)$$

$$a_P = a_E + a_W \quad (2.56)$$

$$b = (u^* A)_w - (u^* A)_e \quad (2.57)$$

D'après l'équation (2.53), le terme b représente le terme source de masse présent à cause du champ de pression aléatoire initial. Normalement, l'algorithme de résolution doit annuler ce terme.

Enfin, l'algorithme **SIMPLE** sera résumé comme suit:

1. Choisir un champ de pression initial p^* .
2. Résoudre les équations de transport (2.48) pour déduire un champ de vitesse u^* .
3. Calculer le terme source de la masse b de l'équation (2.57) et résoudre l'équation (2.53) de correction de la pression.
4. Corriger les champs de pression et de vitesse via les équations (2.50) et (2.51).
5. Résoudre les autres équations de transports d'autres scalaires du problème, tel que la température ou les quantités turbulentes
6. Remplacer l'ancien champ de pression par le nouveau et revenir à l'étape 2. Répéter les calculs jusqu'à convergence de toutes les variables.

Chapitre 2 : Modélisation de la turbulence

Comme il a été mentionné plus haut la simplification du terme $\sum a_{nb} u'_{nb}$ n'affecte en rien la solution finale, puisque si la convergence est atteinte ce terme devra s'annuler. Toutefois le taux de convergence est modifié par cette simplification. Il se trouve que la correction p' est surestimée par SIMPLE et le calcul a tendance à diverger. Le remède pour stabiliser les calculs est d'utiliser un coefficient de sous relaxation aussi bien pour les équations du moment que celle de la pression. L'équation (2.50) devient:

$$p = p^* + \alpha_p p' \quad (2.57)$$

Dans notre cas, Le Fluent utilise l'algorithme SIMPLE pour le couplage de la vitesse et la pression.

Chapitre 2 : Modélisation de la turbulence

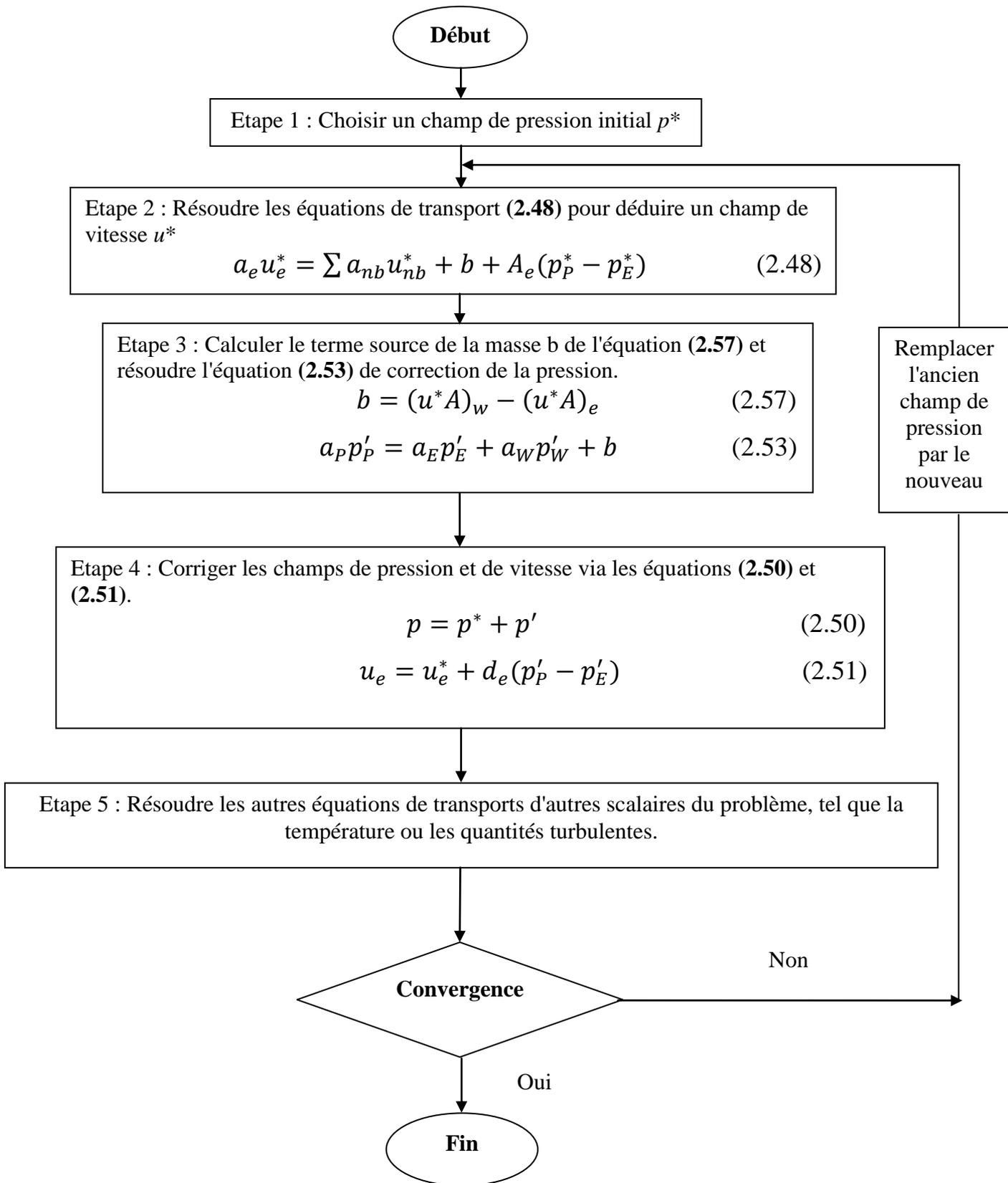


Figure 2.8 Algorithme SIMPLE.

2.5 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons donné des notions sur la modélisation de la turbulence ainsi que les équations permettant de résoudre un tel problème de CFD “Computational Fluid Dynamics” et nous avons donné des notions sur quelques méthodes de discrétisation.

Les équations qui interviennent sont celles de la mécanique des fluides, résolues par des méthodes numériques.

CHAPITRE 3

Simulation Numérique

Sommaire

3.1 Introduction.....	47
3.2 Présentation du code de calcul.....	47
3.2.1 Pré-processeur ANSYS ICEM CFD.....	47
3.2.2 Solveur FLUENT 14.....	48
3.2.3 Post-processeur.....	48
3.3 Etude expérimentale.....	49
3.3.1 Cas étudié.....	50
3.4 Conditions aux limites.....	52
3.5 Grille de calcul.....	53
3.6 Résolution numérique du problème.....	56
3.6.1 Méthode de discrétisation.....	56
3.6.2 Choix du schéma de discrétisation (méthode d'interpolation).....	56
3.6.3 Choix des méthodes d'interpolations (Gradients).....	57
3.6.4 Choix des méthodes d'interpolation de la pression sur les faces.....	57
3.6.5 Choix de la méthode de couplage Pression-Vitesse.....	58
3.7 Procédure numérique.....	59
3.8 Conclusion.....	60

3.1 Introduction

Les présentes simulations ont été réalisées en utilisant le code Fluent. Dans le package solveur, la solution des équations est obtenue en utilisant la méthode des volumes finis avec des grilles structurées multi-blocs hexaédriques. La dynamique et la continuité des équations sont couplées par l'intermédiaire de l'algorithme SIMPLE qui permet la correction de la pression.

3.2 Présentation du code de calcul

L'augmentation rapide de la puissance des calculateurs a rendu possible le développement de codes commerciaux traitant les problèmes de transport dans les fluides. Il existe un certain nombre de codes tridimensionnels industriels, aux meilleurs performants, permettant la prédiction d'écoulements de fluides (FLUENT, CFX, PHOENICS, STAR-CD, TRIO, FEMLAB ...). La résolution des équations gouvernant ces écoulements (équations de Navier-Stokes) est faite par le biais des méthodes des volumes finis, des différences finies ou des éléments finis. Le Fluent est actuellement l'un des pôles de compétence en mécanique des fluides numérique les plus importants. Il développe et commercialise une solution complète sous forme de logiciels de CFD (Computational Fluid Dynamics) généralistes qui simulent tous les écoulements fluides, compressibles ou incompressibles, impliquant des phénomènes physiques complexes tels que la turbulence, le transfert thermique, les réactions chimiques, les écoulements multiphasiques pour toute l'industrie. Les produits et services proposés par le groupe FLUENT aident les ingénieurs à développer leurs produits, à optimiser leur conception et à réduire leurs risques. Ce code est largement utilisé dans l'industrie aéronautique, automobile et offre une interface sophistiquée qui facilite son utilisation. Le logiciel Fluent modélise par la méthode des volumes finis des écoulements très variés dans des configurations plus ou moins complexes. Il est composé, comme tout logiciel de type CFD, de trois éléments clés qui sont : le pré-processeur, le solveur et le post processeur.

3.2.1 Pré-processeur ANSYS ICEM CFD

Ce module permet de préparer la configuration géométrique du problème étudié et de générer le maillage de manière assez conviviale bien qu'assez simple. Dans le cas de

Chapitre 3 : Simulation Numérique

notre travail on a fait recours à l'ICEM CFD, l'un des avantages de ce logiciel, est sa simplicité ainsi que sa robustesse envers la réalisation des géométries les plus complexes. Pour le maillage, ICEM CFD utilise des structures mono ou multi-blocs en fonction de la géométrie, il permet de générer deux types de maillages, entre autre le maillage tetrahedral et le maillage hexahedral.

3.2.2 Solveur FLUENT 14

Permet de définir numériquement les conditions opératoires (gravité pression...) dans lesquelles, est effectuée la simulation, ainsi que la spécification des conditions aux limites, il permet de choisir le processus itératif, en proposant plusieurs schémas numériques pour la discrétisation spatiale et temporelle, et pour le couplage de vitesse et de pression. Les équations discrétisées y sont résolues et sont décrites sous forme : Convection - Diffusion = Sources – Pertes. Pour des fluides incompressibles, les calculs se font en pression relative. La méthode utilisée est la méthode des volumes finis. Cette méthode a l'avantage d'être conservatrice, c'est à dire que tout le flux sortant d'un volume de contrôle entre dans les volumes voisins. Les étapes de calcul sont les suivantes:

- Intégration des équations continues sur chaque volume de contrôle. Le théorème d'Ostrogradski est utilisé pour transformer certaines intégrales de volume en intégrales de surface,
- Discrétisation en espace et en temps (pour les écoulements non permanents) des équations : substitution des dérivées partielles par des approximations en différences finies ; transformation du système d'équations en système algébrique.
- Résolution du système algébrique par un processus itératif : utilisation d'un algorithme pour corriger la pression et les composantes de la vitesse afin d'assurer la conservation de la masse.

3.2.3 Post-processeur

Le Post-processeur CFX permet de visualiser la géométrie et le maillage du domaine mais surtout d'afficher les résultats obtenus, Il est ainsi possible de visualiser les champs

Chapitre 3 : Simulation Numérique

(pression, vitesse, température ...) ainsi que toutes les grandeurs calculées. Il offre aussi la possibilité de tracer et visualiser les lignes de courants.

Notre équipe de recherche possède la version 14.0, l'étude a été réalisée au sein de laboratoire du Département de Génie Maritime d'Université USTO-MB.

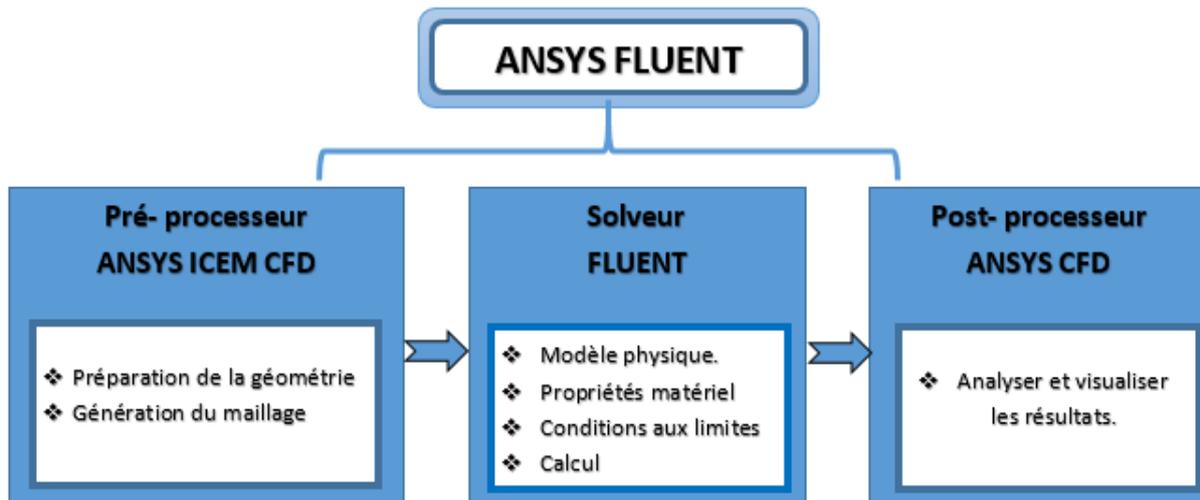


Figure 3.1 Structure de base de code du calcul.

3.3 Etude expérimentale:

Une série des mesures détaillées de mélange thermique turbulent a été effectuée au Département de Génie mécanique, Mie l'Université, Kurimamachiya-cho, le Japon par prof Masafumi Hirota (2010).

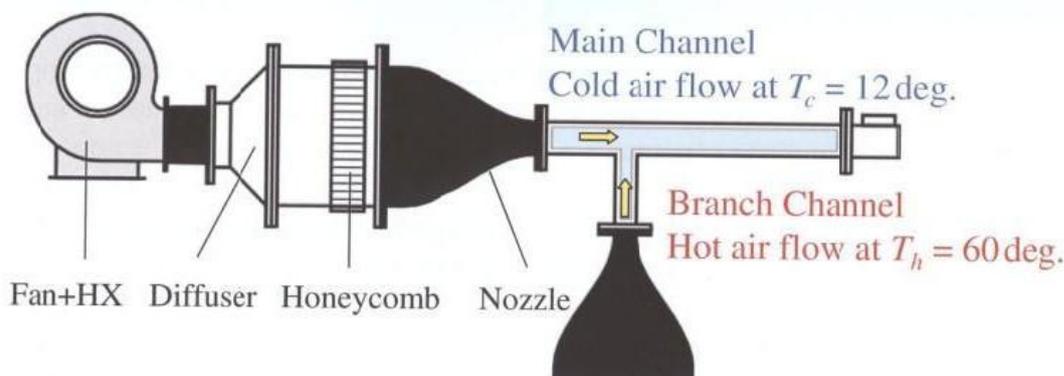


Figure 3.2 L'appareil expérimentale utilisé dans l'étude.

Chapitre 3 : Simulation Numérique

- Installation de chambre (Chaîne principal et Chaîne de branche)
 - Section efficace : 240mm x 240mm, longueur : 200mm, y compris deux écran concorde et un nid d'abeille
- Bec de contraction (Chaîne principal)
 - Section efficace : de 240mm x 240 mm à 120mm x 60mm, longueur : 300mm
 - Une maille d'écran à la sortie (maille ouvrant taille = 4mm x 4mm, diamètre de tige = 1mm)
- Bec de contraction (Chaîne de branche)
 - Section efficace : de 240mm x 240 mm à 120mm x 30mm, longueur : 300mm
 - Une maille d'écran à la sortie (maille ouvrant taille = 4mm x 4mm, diamètre de tige = 1mm)
- Chaîne principal
 - Section efficace =120mm x 60mm, longueur total=855mm
- Chaîne de branche
 - Section efficace =120mm x 30mm, longueur total=225mm
- Des chaînes de test ont été faites de plaques de résine acryliques transparentes et ils ont été couverts par des isolants thermiques dans la mesure du champ de température.

3.3.1 Cas étudié

La **Figure 3.3** montre un croquis de la chaîne de test, le système de coordonnées, des dimensions et des conditions de frontière.

Chapitre 3 : Simulation Numérique

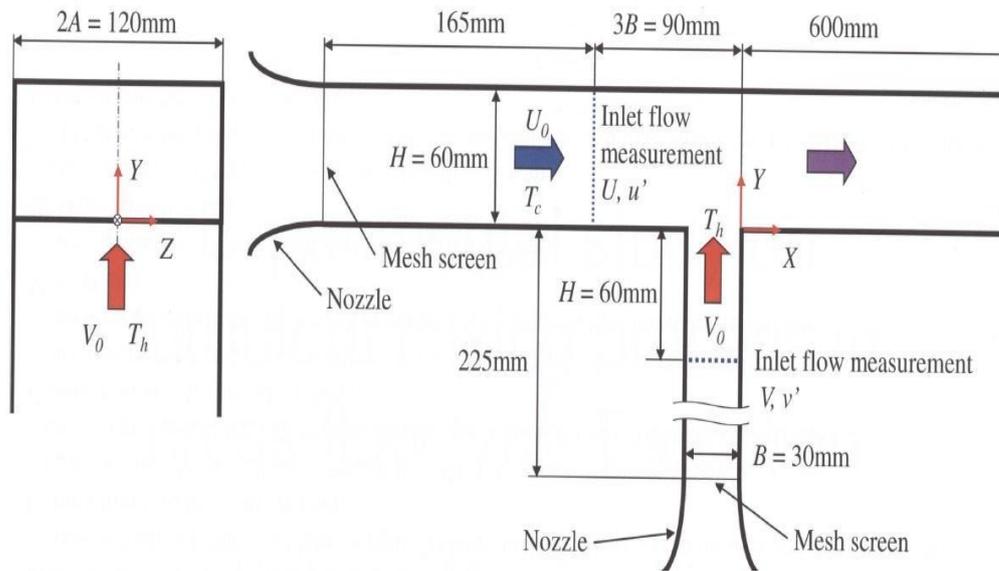


Figure 3.3 Diagramme schématique de la chaîne de test

Le flux dans le canal horizontal principal, qui est le plus grand conduit est à 12°C et le flux dans la branche verticale correspond au flux chaud à 60°C . Les deux flux sont maintenus à la même vitesse de soufflant de 2.776 m/s . La section mutuelle rectangulaire du canal principal a une dimension de $0.12 \times 0.06\text{ m}$ tandis que pour la branche ce sont $0.12 \times 0.03\text{ m}$. Le fluide utilisé est l'air à $\text{Pr}=0.71$. Les données de mesures expérimentales sont disponibles sur la base des données du *Benchmark ERCOFTAC tenue à Chatou, EDF (SIG 15,2011)*.

La **Figure 3.4** montre les emplacements de mesures et données de comparaison. 6 stations selon (x, y) et 5 stations selon (y, z) .

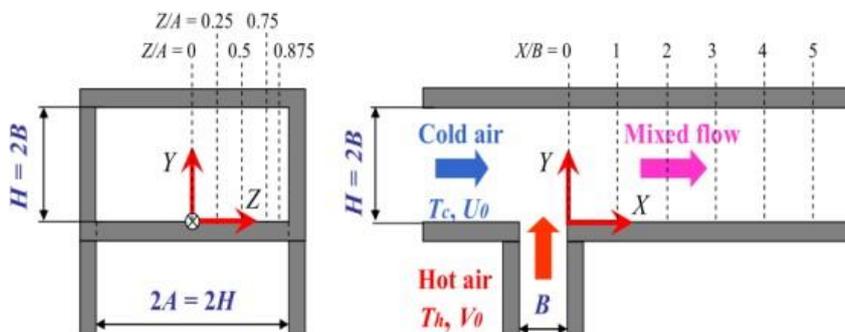


Figure 3.4 Emplacement de mesures et données de comparaison.

3.4 Conditions aux limites

Les conditions aux limites dépendent essentiellement du choix de type de frontière, ils sont mentionnés dans le **Tableau 3.1**.

Désignation	Type de frontière
Canal Principal	Entée de Vitesse
La branche	Entée de Vitesse
Sortie	Sortie de Pression
Paroi	Paroi
Symétrie	Paroi

Tableau 3.1 Choix de type de frontière pour T-jonction

La **Figure 3.5** Montre les frontières de la géométrie.

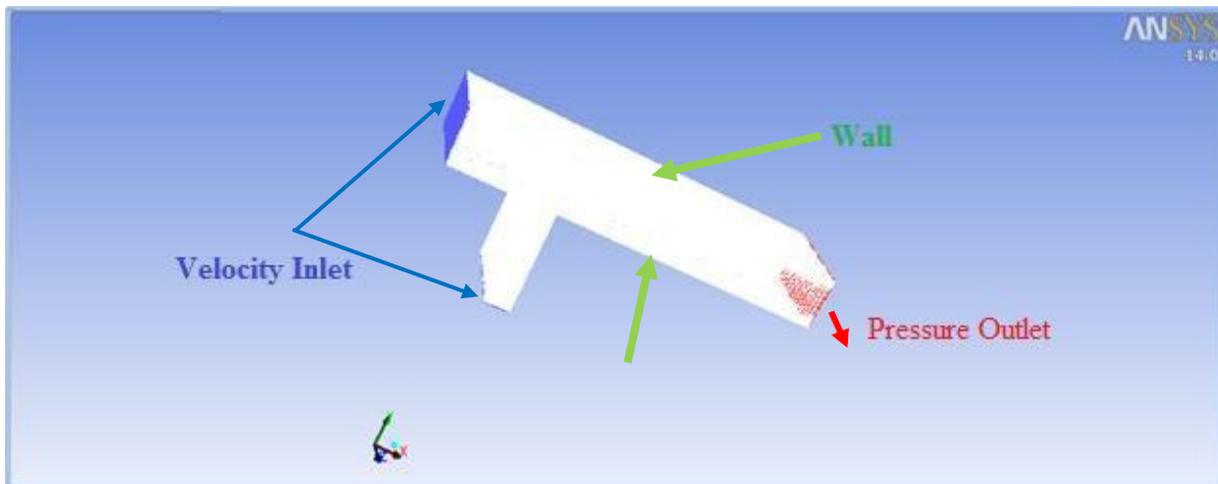


Figure 3.5 choix de types de frontière pour la géométrie.

Pour les conduites chaudes et froides, les conditions aux limites sont présentées comme suit : Les températures d'air sont respectivement de 12 °C et 60°C alors que la vitesse moyenne pour les deux entrées est égale à 2.776 m/s. A la sortie, une pression statique égale a zéro. La différence de température entre les deux écoulements est de 48°C.

Les conditions aux limites pour les trois calculs sont les mêmes.

Chapitre 3 : Simulation Numérique

Les propriétés physiques de l'air sont maintenues constantes aux valeurs indiquées dans le **Tableau 3.2**.

Densité (kg/m^3)	Chaleur spécifique (j/kg.K)	Conductivité thermique (w/m.K)	Viscosité (kg/m.s)
1.225	1006.43	0.0242	$1.7894 \cdot 10^{-5}$

Tableau 3.2 Les propriétés physiques d'air utilisé dans les simulations.

3.5 Grille de calcul

Une des considérations les plus importantes pour les simulations numériques est le type et la résolution de maillage utilisés pour discrétiser le domaine de calcul. Dans ce travail, ANSYS ICEM a été utilisé pour la génération du maillage.

Les maillages générés sont les suivants :

- 400 000 cellules.
- 1 300 000 cellules.
- 3 000 000 cellules.
- 4 000 000 cellules.

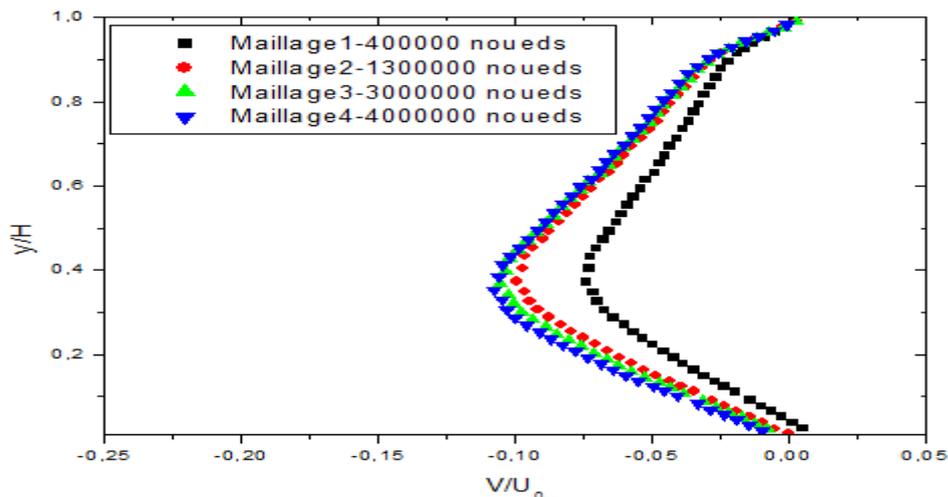


Figure 3.6 Validation de maillage.

Chapitre 3 : Simulation Numérique

Il est clair que les allures des courbes des vitesses sont presque identiques pour les maillages de 3 et 4 millions. On retient donc le maillage avec 3 000 000 cellules qui semble suffisant pour le calcul dans notre étude.

Comme tous les domaines de calcul sont rectangulaires, la qualité du maillage est maintenue au meilleur niveau avec des mailles strictement cartésiennes et raffinement adéquat près de toutes les frontières de mur. vitesse nominale de 2,7 m / s en fonction des données expérimentales dans les deux principales et secondaires des tuyaux ont été spécifiés. La longueur d'entrée donnée permet un profil de vitesse turbulente assez bien développée au mélange dans le T-jonction. En outre, un niveau d'intensité de turbulence moyenne de 5% est spécifié à l'entrée principale alors que seulement 2% est fixé pour la branche. Tout d'abord, une étude de sensibilité sur les deux mailles a été réalisée en utilisant la simulation RANS l'état d'équilibre avec le modèle de turbulence Shear Stress Transport (SST). Les profils de températures de mélange sont comparés et ont montré de petites différences dans les régions du grand gradient; de sorte que la maille fine est adoptée et considéré comme une solution indépendante de maille.

La Figure 3.7 montre la grille avec 3.000.000 cellules hexaédriques utilisées dans tous les calculs présents.

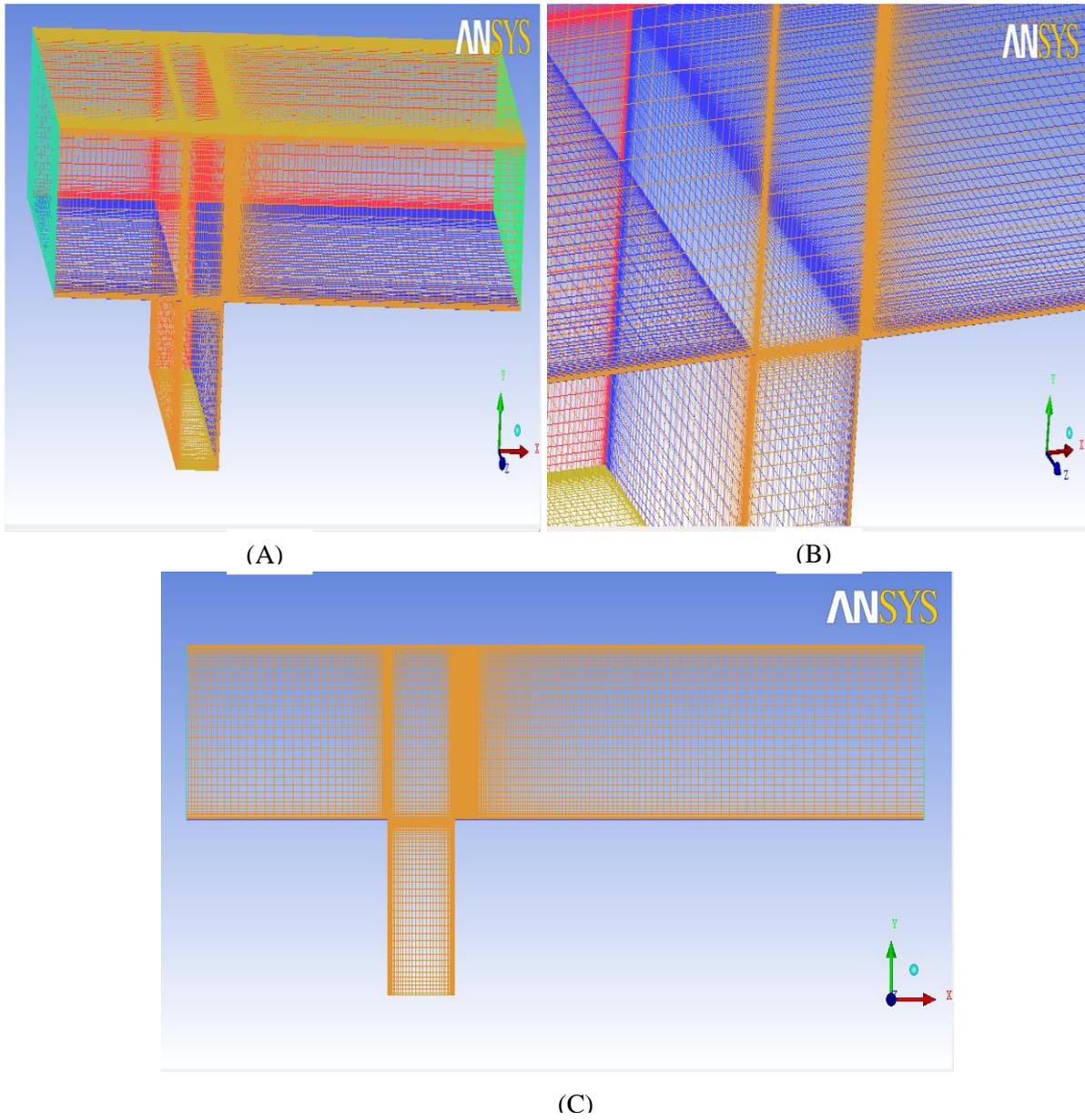


Figure 3.7 Différentes vues de la grille de calcul sur l'ANSYS ICEM, (A) et (B) Selon (x,y,z), (C) selon (x,y) .

3.6 Résolution numérique du problème

Une fois que la géométrie est créée et les conditions aux limites sont définies, on exporte le maillage pour pouvoir effectuer une résolution numérique par la méthode des volumes finis, pour discrétiser les équations intégrales traduisant la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie.

3.6.1 Méthode de discrétisation

La discrétisation des équations du chapitre précédent consiste à transformer ces équations différentielles en un ensemble d'équations algébriques en utilisant des approximations de dérivées. Les méthodes utilisées au cours des résolutions numériques sont les différences finies, les éléments finis et les volumes finis [Patankar SV, 1980].

Dans notre étude, la méthode des volumes finis est utilisée. Elle consiste à intégrer les équations aux dérivées partielles sur des volumes entourant chaque point du maillage. Cette méthode, même si elle ne fournit qu'une précision du premier ordre, possède des qualités qui en font l'une des plus adaptées à l'étude des écoulements turbulents. En effet, celle-ci est très robuste et permet de traiter des équations comportant des termes sources complexes et non-linéaires. De plus, elle a l'avantage de satisfaire la conservation de la masse sur chaque volume de contrôle. Enfin, elle peut être utilisée avec des maillages relativement grossiers, ce qui permet la mise en œuvre de codes pour un coût raisonnable.

3.6.2 Choix du schéma de discrétisation (méthode d'interpolation)

Il existe plusieurs schémas de discrétisation dans la littérature qui sont discutés en détail par [Patankar, 1980 et Versteeg et Malalasekera, 2007]. Nos variables stockées au centre de la cellule doivent être interpolées sur les faces du volume de contrôle. Il est possible de choisir entre différents schémas de discrétisation pour les termes convectifs des équations gouvernantes, alors que les termes visqueux sont automatiquement discrétisés au second ordre pour plus de précision. Il reste que la discrétisation au premier ordre procure une meilleure convergence. Alors que dans notre étude on a adopté pour le "MUSCL".

Il existe aussi d'autres schémas de discrétisation [Ansys Fluent, 2011] :

- *First-Order Upwind*: Le plus facile à converger, précis au premier ordre.
- *Power Law*: Plus précis que les schémas de 1^{er} ordre quand $Re_{cell} < 5$.

Chapitre 3 : Simulation Numérique

- *Second-Order Upwind*: Utilise des stencils plus grands pour une précision du 2ème ordre surtout avec les mailles (triangulaire/ tétraédrique) ou, quand l'écoulement n'est pas aligné avec la grille. La convergence est plus lente.
- *Monotone Upstream-centered Schemes for Conservation Laws (MUSCL)*: Localement, c'est un schéma de discrétisation secondaire des vortex, des forces, etc.
- *Quadratic Upwind Interpolation (QUICK)*: Appliqué pour les maillages uniformes quadrilatérale/hexaédrique ou hybrides. Il est recommandé pour les écoulements rotatifs ou tourbillonnants du 3ème ordre pour les maillages uniformes.

3.6.3 Choix des méthodes d'interpolations (Gradients)

Les gradients des variables sont nécessaires pour évaluer les flux diffusifs, les dérivées de vitesse et pour des schémas de discrétisation d'ordre élevé.

Les gradients des variables aux centres des faces des mailles peuvent être déterminés en utilisant trois approches [Ansys Fluent, 2011] :

- *Green-Gauss cell-Based* : Méthode par défaut et la solution peut mener à une fausse diffusion.
- *Green-Gauss Node-Based* : Méthode plus précise et minimise la valeur de la fausse diffusion. Elle est recommandée pour des maillages tri et tétra dimensionnels.
- *Least-Squares cell-Based* : Cette méthode est recommandée pour des maillages polyédriques.

Les gradients des variables sur les faces des mailles sont calculés en utilisant une série de Taylor multidimensionnelle.

3.6.4 Choix des méthodes d'interpolation de la pression sur les faces

Les schémas d'interpolation pour le calcul des pressions sur la face des cellules avec le solveur séparé sont [Ansys Fluent, 2011] :

- *Standard* : Schéma par défaut, exactitude réduite pour des écoulements montrant de grands gradients de pression normaux à la surface près des frontières.
- *PRESTO !* : est approprié pour les écoulements hautement tourbillonnaires, à grande vitesse de rotation ou les écoulements dans des domaines fortement courbés.
- *Linear* : est disponible comme alternative au cas où les autres options ont des difficultés de convergence ou généreraient des comportements non physiques.

- *Second-order* : est à utiliser pour les écoulements compressibles et pour améliorer la précision en écoulements incompressibles (c'est le schéma adopté pour notre étude).
- *Body Force Weighted* : est recommandé pour les écoulements impliquant d'importantes forces de volume (convection naturelle) ou pour des écoulements hautement tourbillonnaires.

3.6.5 Choix de la méthode de couplage Pression-Vitesse

Si les vitesses sont définies aux noeuds d'un volume de contrôle ordinaire (comme les autres scalaires: pression, température), il est démontré qu'un champ de pression hautement non uniforme agira comme un champ uniforme sur les équations de quantité de mouvement discrétisées [Patankar SV, 1980]. La solution passe par la définition des vitesses, sur une grille décalée "Staggered grid" et l'emploi d'algorithmes, tel que "SIMPLE" pour résoudre ce lien ou couplage entre la pression et la vitesse. La famille des algorithmes "SIMPLE" est essentiellement une procédure d'estimation et de correction pour le calcul de la pression sur la "grille décalée" des composantes de la vitesse. Parmi les méthodes pour le couplage pression-vitesse nous avons :

- *Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations "SIMPLE"* : Schéma robuste et souvent considéré par défaut, basé sur une procédure d'estimation et de correction.
- *SIMPLE-Consistent "SIMPLEC"* : Permet une convergence plus rapide pour les problèmes simples (par exemple : écoulements laminaires sans utilisation de modèles physiques supplémentaires).
- *Pressure-Implicit with Splitting of Operators "PISO"* : Utile pour des écoulements instationnaires ou pour des maillages contenant des cellules avec une obliquité plus élevée que la moyenne.
- *Fractional Step Method "FSM"* : Destinée aux écoulements instationnaires. Elle est utilisée avec le schéma NITA et présente des caractéristiques semblables à celles du schéma PISO.

Donc, pour notre cas, on se limitera à l'utilisation de l'algorithme "SIMPLE" qui est robuste, offrant ainsi plus de garanties pour la convergence de la solution.

3.7 Procédure numérique

Le premier calcul a été effectué jusqu'à la convergence en utilisant le modèle SST-RANS en régime permanent. Pour le second calcul, la solution obtenue précédemment avec le modèle SST a été utilisée comme initialisation pour une simulation URANS-SST transitoire. Le pas de temps a été fixé à $\Delta t = 0,0001$ seconde avec un second ordre discrétisation de temps en arrière. Le 10^{-4} résiduelle maximale a été atteinte avec moins de trois boucles par pas de temps. Comme prévu par les autres chercheurs qui étudient T-jonction similaire, mais avec une section transversale circulaire, le comportement de la solution URANS-SST se rapproche rapidement d'une solution de l'état d'équilibre en termes de champs de vitesse et de température après un certain comportement transitoire initial. Ceci peut être expliqué par la nature de la stratégie URANS elle-même, qui ne peut pas fournir tout le contenu spectral, même si la résolution de l'étape grille et le temps serait suffisant à cette fin. Ce comportement est une conséquence naturelle de la procédure de calcul de la moyenne RANS, ce qui élimine tout le contenu de la turbulence du champ de vitesse.

Ainsi, URANS ne peut fonctionner qu'en situation de séparation des échelles. Mais pour cette application pratique et comme indiqué précédemment, les observations expérimentales indiquent clairement des fluctuations de température fortes et à haute fréquence au niveau des parois des conduites en aval de la jonction en T, ce qui peut mener à la fatigue thermique à cycle élevé, la formation de fissures et la rupture de conduites, par exemple dans les conduites des centrales électriques. Donc, dans cette situation, il y a un réel besoin d'utiliser d'autres stratégies de modélisation de la turbulence comme Simulation des Grandes Echelles (L.E.S) ou Eddy Simulation Détaché (D.E.S). L.E.S est basée sur le concept consistant à filtrer le champ d'écoulement au moyen d'un filtre spatial. La partie spécifique super-réseau de l'écoulement avec son contenu fluctuant turbulent est directement prédite alors que la partie sous-échelle de la grille (SGS) est modélisée, en supposant que ces échelles sont plus homogènes et universel dans le comportement. Cette approche peut donner des résultats très intéressants pour ce cas de test, mais a l'inconvénient d'être très coûteux, surtout en terme de résolution près des murs solides [Braillard et al, 2005], [Hu et Kazimi, 2003].

Pour surmonter la restriction en terme de tailles de grille de calcul et par conséquent le temps d'exécution, D.E.S combine L.E.S et URANS stratégies et donne un outil très prometteur pour prédire les flux industriels.

Chapitre 3 : Simulation Numérique

Néanmoins, il y a encore une ambiguïté dans le mélange de deux physiques différentes dans le même calcul (moyenne et les valeurs instantanées). Scale-Adaptive Simulation (SAS) modèle a été récemment proposé par [Menter et Egorov , 2005], une nouvelle méthode pour la simulation des écoulements turbulents instationnaires.

Ceci est réalisé par l'utilisation de la longueur de l'échelle de Von Karman L_{vk} , qui est une généralisation à trois dimensions de la définition de la couche limite. La formulation mathématique du modèle SST-SAS diffère de celle du modèle SST URANS par un terme source SAS supplémentaire dans l'équation de transport pour la fréquence de turbulence turbulente ω . La principale caractéristique de la méthode est sa capacité à adapter la longueur échelle automatiquement à l'échelle résolue du champ d'écoulement plutôt que l'épaisseur de la couche turbulente. Donc, la solution SAS applique automatiquement le mode RANS dans les couches limites attachées, mais permet une résolution des structures turbulentes du régime détaché. Ce comportement est en bien meilleur accord avec la vraie physique de l'écoulement, comme cela a été également montré pour d'autres cas-tests par [Menter et Egorov, 2005]. Contrairement aux techniques LES ou DES, le modèle SST-SAS fonctionne dans le cadre de la formulation URANS avec la capacité LES sans une dépendance explicite de l'espacement de la grille. Ainsi, un troisième calcul a été fait avec le modèle SST-SAS en utilisant le résultat à l'état stationnaire du précédent SST-URANS comme conditions initiales.. La simulation transitoire à l'aide du modèle de turbulence à résolution d'échelle SAS-SST a été réalisée pendant 3 secondes en temps réel avec un pas de temps de $\Delta t = 0,0001$ s.

3.8 Conclusion

Ce chapitre a été consacré à la présentation du code de calcul utilisé pour la validation de l'étude expérimentale et pour la résolution de notre problème à savoir l'ANSYS ICEM CFD, et Solveur Fluent 14. Les résultats et leurs interprétations seront détaillés dans le chapitre suivant.

CHAPITRE 4

Résultats et discussions

Sommaire

4.1 Introduction.....	61
4.2 Les conditions d'entrée.....	61
4.3 Validation.....	63
4.4 Comparaison des résultats expérimentaux avec des résultats numériques	63
4.5 Contour de température pour les différentes stations.....	71
4.6 Contour dynamique et vortex pour les différentes stations.....	74
4.7 Analyse des structures de vortex	78
4.8 Conclusion.....	79

4.1 Introduction

Dans ce dernier chapitre, on présente les résultats obtenus pour les différentes simulations, commençant par l'illustration des résultats obtenus par le modèle SST (Shear Stress Transport) de turbulence (RANS), le second avec le modèle de turbulence SST (URANS), puis le nouveau Scale-Adaptive Simulation (SAS).

La répartition de profils de vitesse et de température ainsi que les fluctuations, la contrainte de cisaillement ont été comparés dans un premier temps, avec les mesures expérimentales.

les résultats seront présentés sous forme de contours et des graphes avec une discussion.

4.2 Les conditions d'entrée

1. L'entrée principale

- Vitesse moyenne U/U_0 , intensité de la turbulence u'/U_0 (figure de gauche) et température moyenne (figure de droite)
- Emplacement mesuré : $X/B = -3$ et $Z/A = 0$
- Valeur typique de $U_0 = 2.70$ m/s

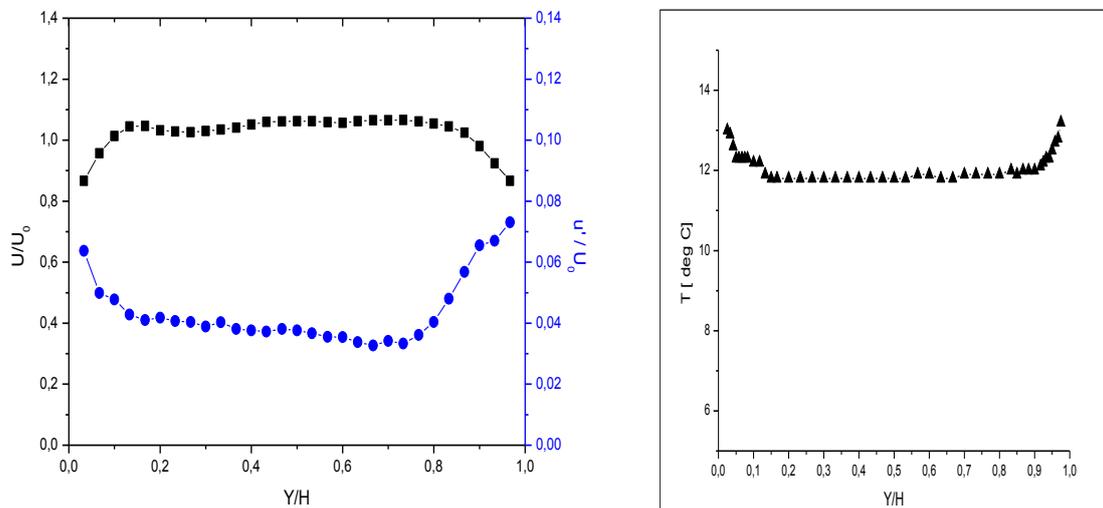


Figure 4.1 Condition d'entrée du flux du canal principal.

Chapitre 4: Résultats et discussions

2. La branche

- Vitesse moyenne V/U_0 , intensité de la turbulence v^2/U_0 (figure de gauche) et température moyenne (figure de droite)
- Emplacement mesuré : $Y/B = -2$ et $Z/A = 0$
- V_0 a été défini égal à $U_0 = 2.70$ m/s (rapport de vitesse = 1)

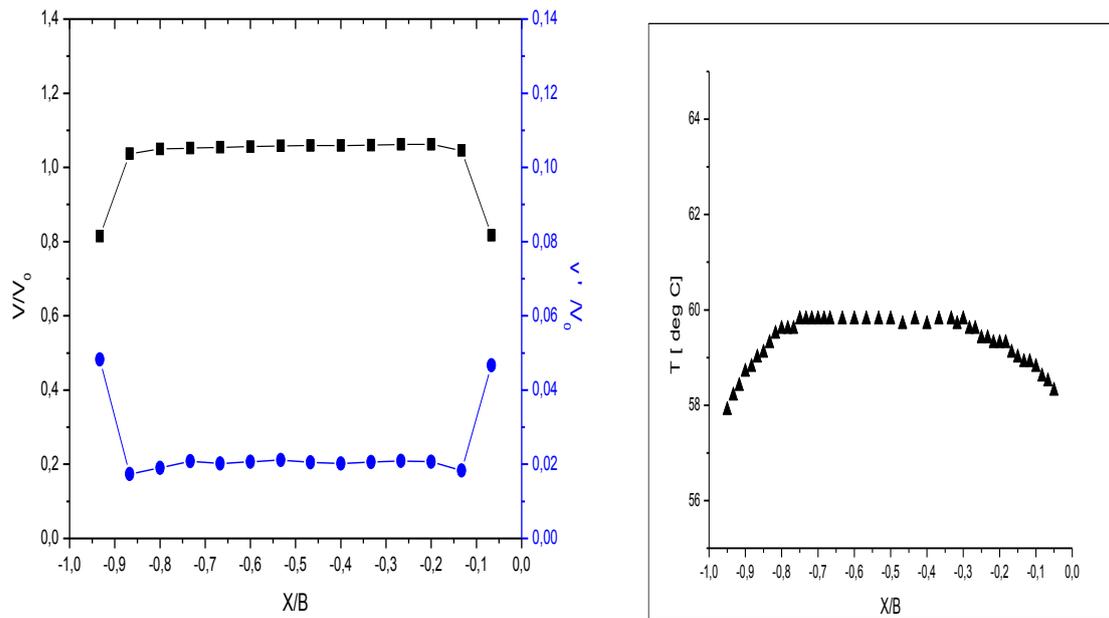


Figure 4.2 Condition d'entrée du flux de la branche.

4.3 Validation

Dans le but de vérifier l'exactitude des résultats de simulation obtenus avec le code ANSYS FLUENT, une validation a été établie en prenant en considération l'étude expérimentale de [Masafumi Hirota (2010)].

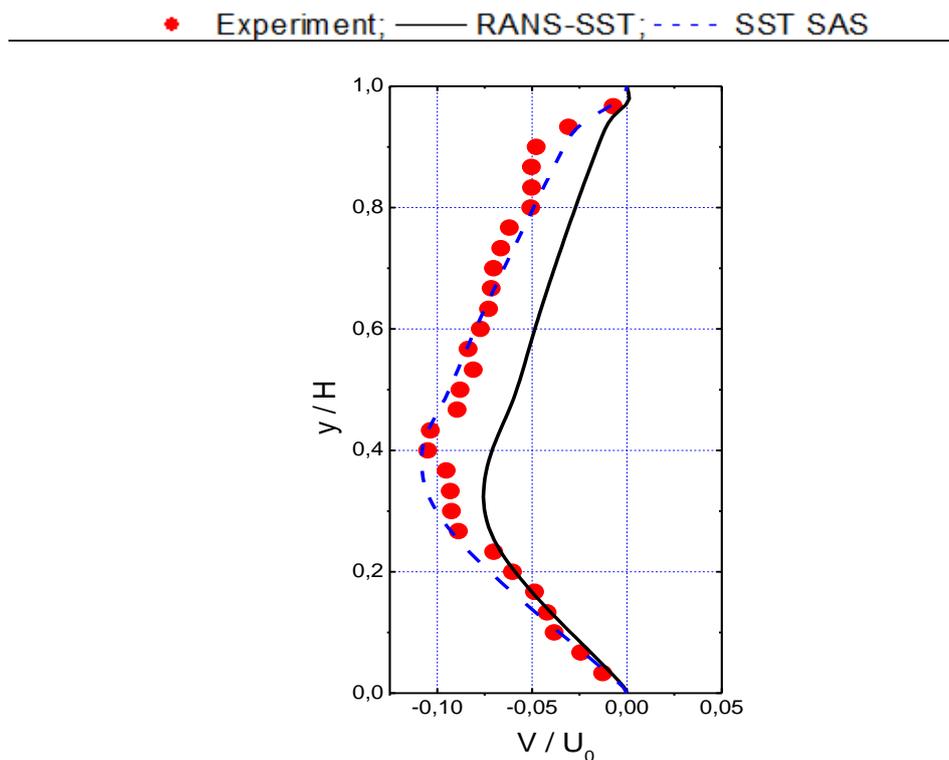


Figure 4.3 Comparaison des profils de vitesse moyenne normalisée V/U_0 sur le plan $X/B=5$ obtenus par les modèle RANS-SST et SAS-SST avec les résultats expérimentales.

D'après ces figures, on remarque que les résultats numériques sont en très bon accord avec les données de l'expérience. Ceci montre le bon choix du modèle de turbulence du traitement près de la paroi.

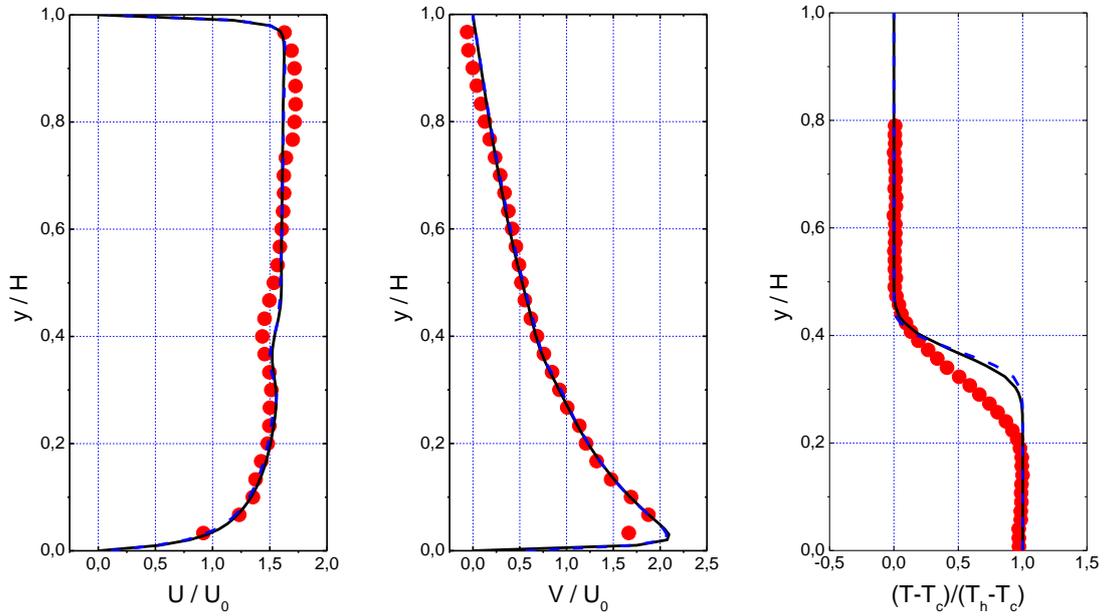
4.4 Comparaison des résultats expérimentaux avec des résultats numériques

SST-RANS et SST-SAS, les résultats moyennés dans le temps incluant les données de mesure pour la comparaison sont montrés sur les **Figures 4.4** et **4.5**.

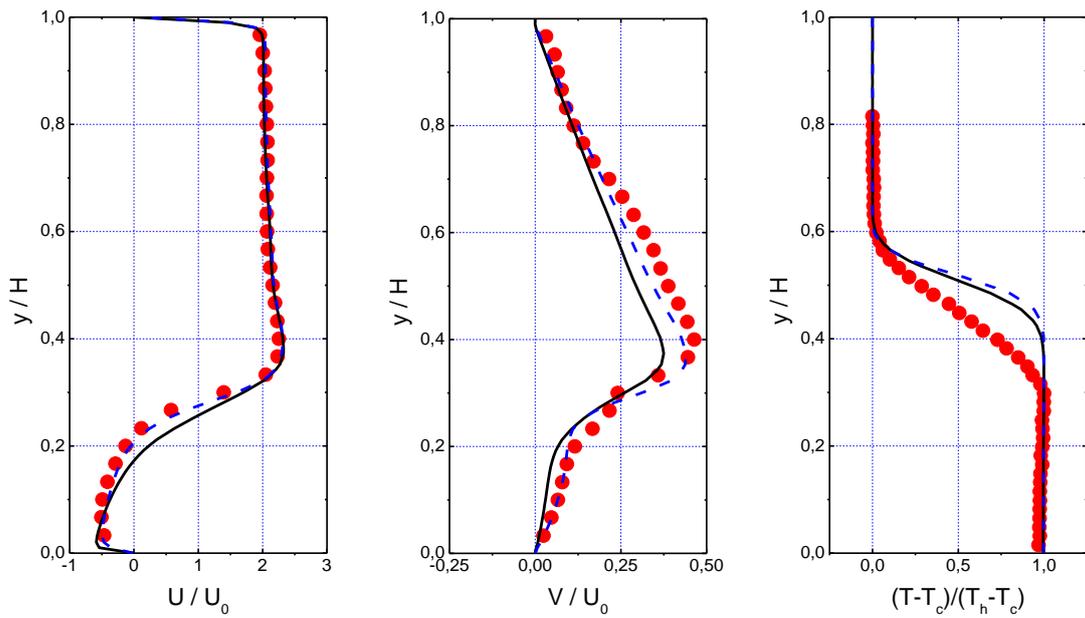
Chapitre 4: Résultats et discussions

• Experiment; — RANS-SST; - - - SST SAS

$X/B = 0$



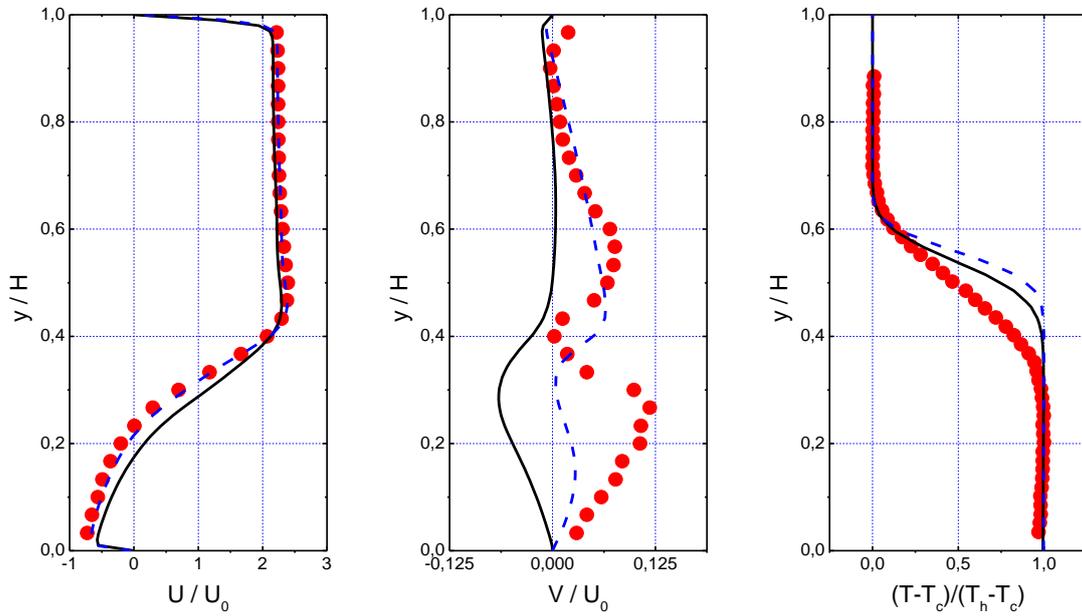
$X/B = 1$



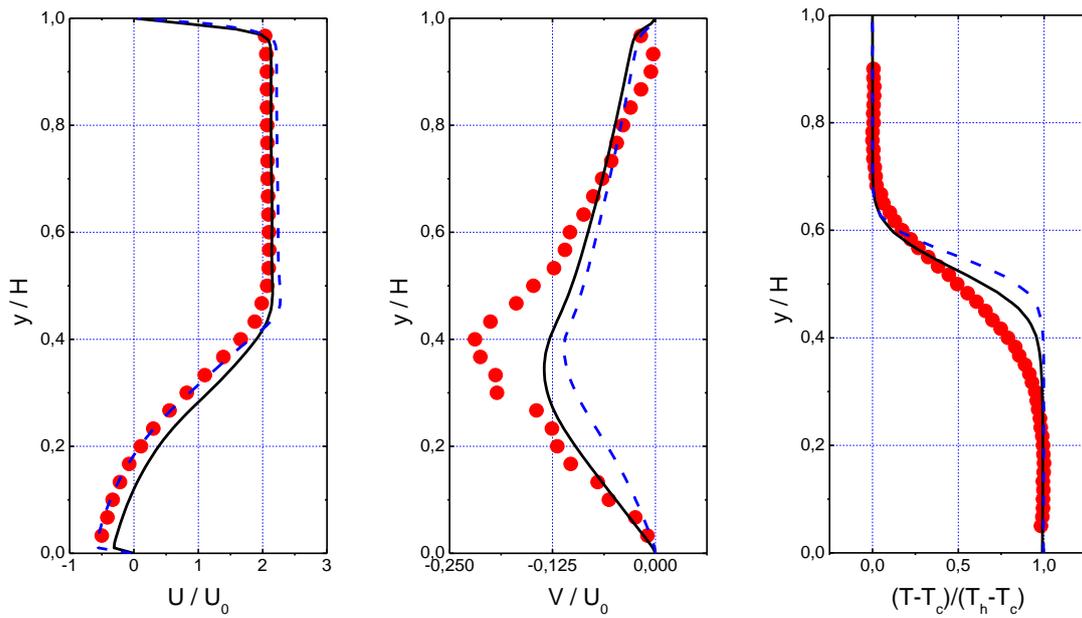
Chapitre 4: Résultats et discussions

• Experiment; — RANS-SST; - - - SST SAS

$X/B = 2$



$X/B = 3$



Chapitre 4: Résultats et discussions

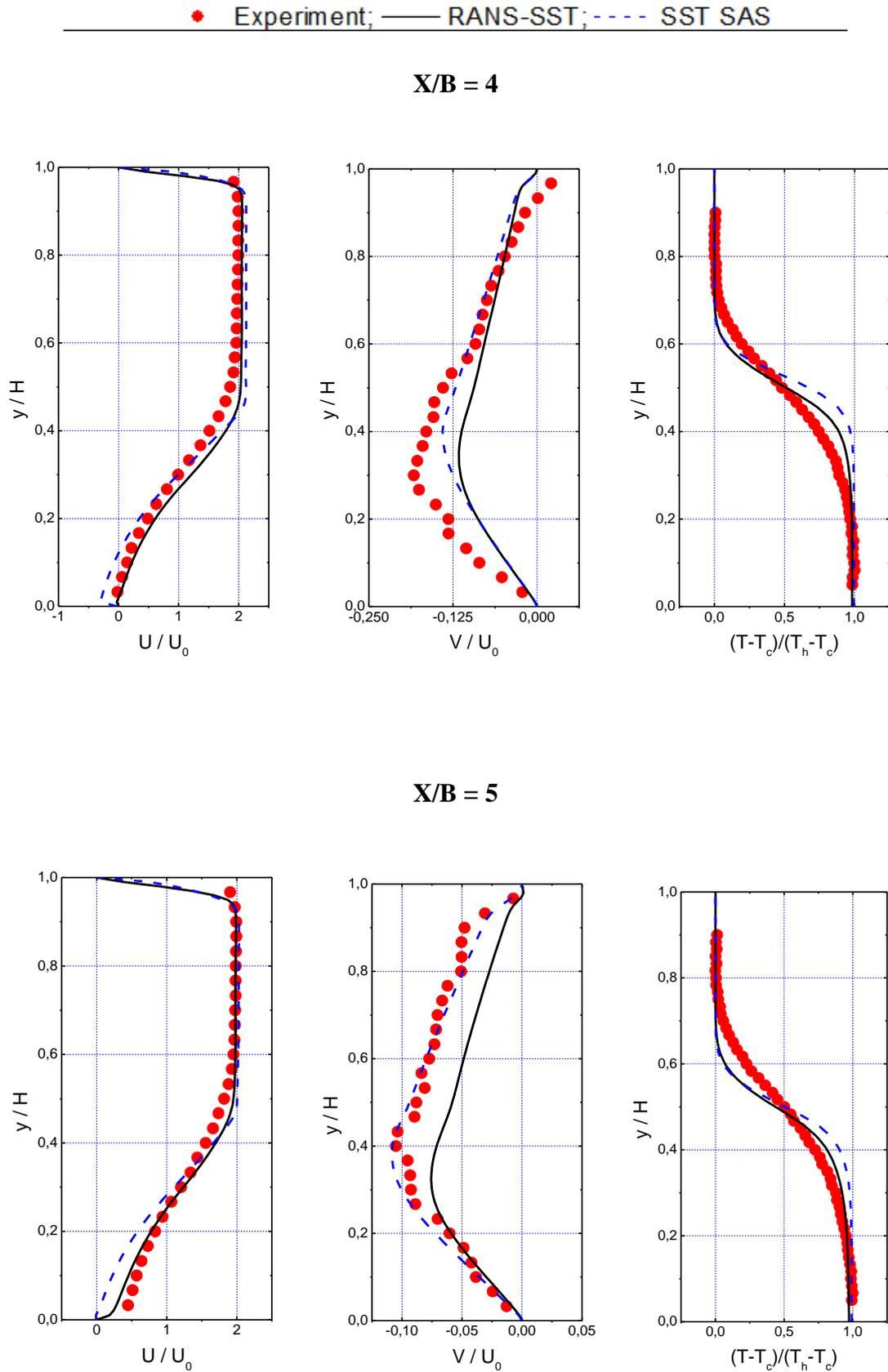


Figure 4.4 Les vitesses longitudinal et transversale ainsi que les températures dans les stations longitudinales.

Chapitre 4: Résultats et discussions

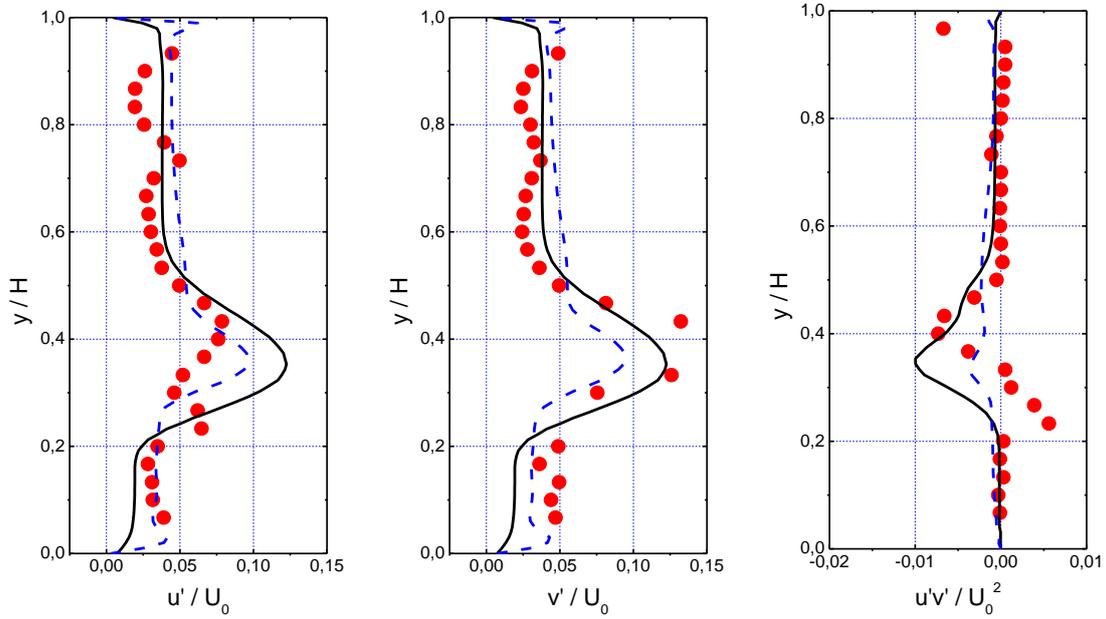
On vient de tracer les courbes des champs dynamique et thermique en fonction de Y/H dans les différentes stations.

Globalement, les vitesses longitudinal, transversale et les profils thermiques à tous les stations sont qualitativement bien reproduits par les deux modèles. En comparant les deux modèles, pour le champ dynamique dans le sens longitudinal dans tous les stations le profil expérimentale et numérique quelques soit le modèle est le même on a la même analogie la même courbure tout est parfait, dans le sens transversale ya un petit décalage mais le modèle SAS capte légèrement le profil expérimental pour le champ thermique on n'a pas vraiment une bonne concordance mais on a la même courbure. Le modèle SAS est de loin en meilleur accord avec les données expérimentales en particulier pour les trois premières stations de mesure, bien qu'une certaine discordance est observée dans les deux derniers. Les raisons de cette différence peuvent s'expliquer en partie par une faible résolution spatiale et temporelle en ce qui concerne les exigences du modèle de turbulence. Une autre source de divergence peut être due à des différences dans les conditions aux limites d'entrée entre l'expérience et les essais numériques. En fait, la vitesse pleinement développée et le niveau élevé d'intensité de la turbulence sont supposés à l'entrée alors qu'il n'est pas clair si c'est le cas dans les travaux expérimentaux. Tandis que la vitesse longitudinale est bien reproduite presque dans toutes les stations, la vitesse verticale montre une différence considérable entre les deux modèles et les données expérimentales. Par exemple dans la station ($X/B = 2$), le profil expérimental qualitatif V/U_0 est légèrement bien capturé par le modèle SAS, alors que le modèle RANS ne parvient pas à reproduire les deux valeurs positives supérieure et inférieure de la position médiane ($Y/H = 4$). Les valeurs négatives reproduites par le modèle RANS et la valeur positive hebdomadaire du modèle SAS montrent que les résultats numériques prédisent une bulle de séparation plus petite que celle expérimentale.

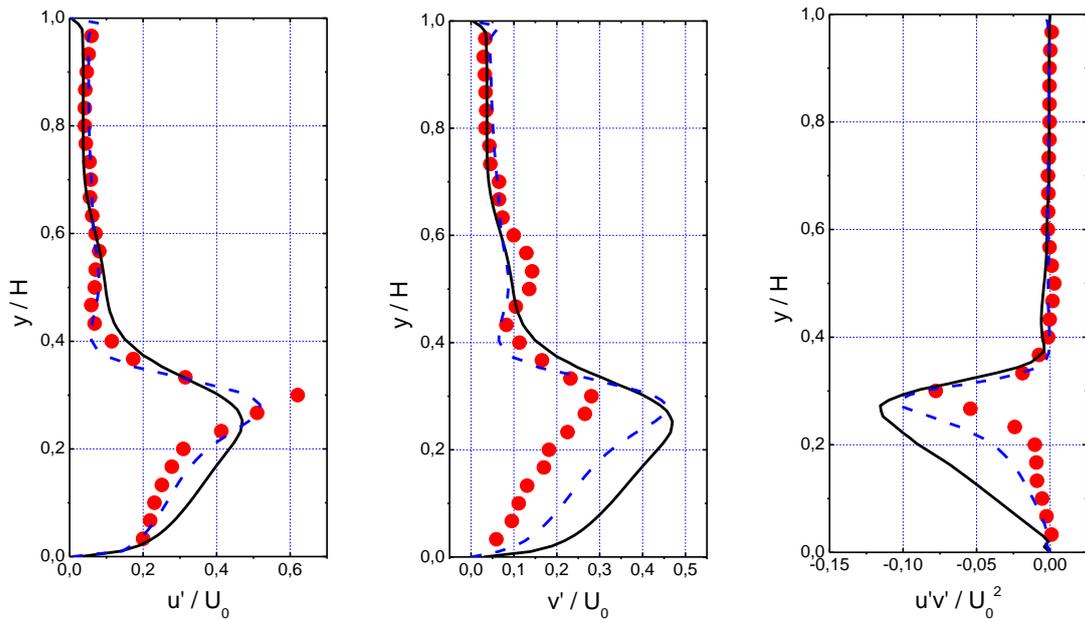
Chapitre 4: Résultats et discussions

• Experiment; — RANS-SST; - - - SST SAS

X/B = 0



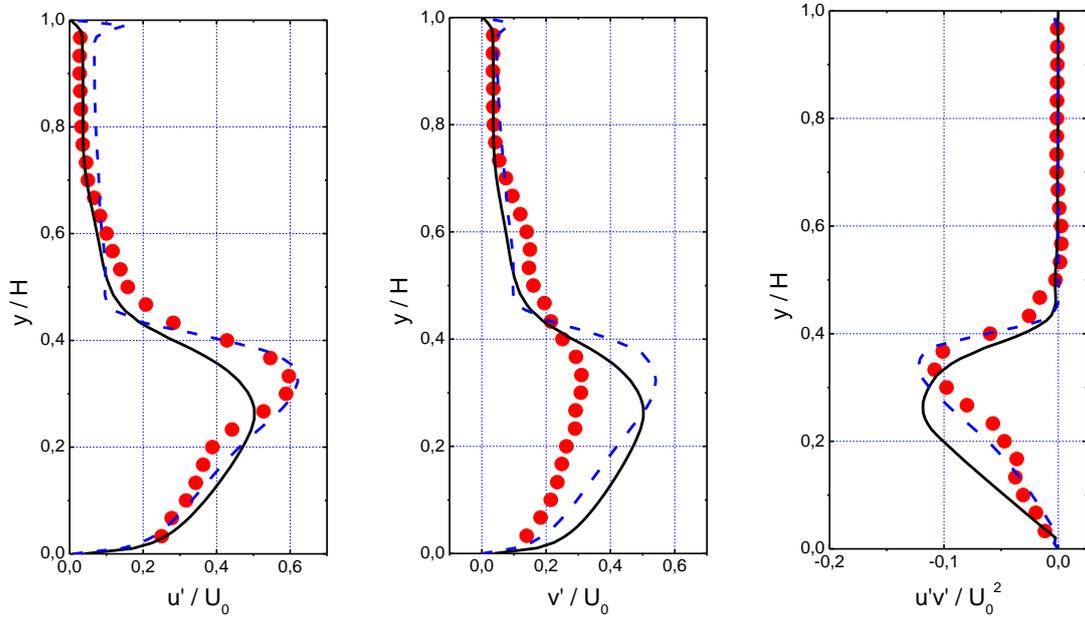
X/B = 1



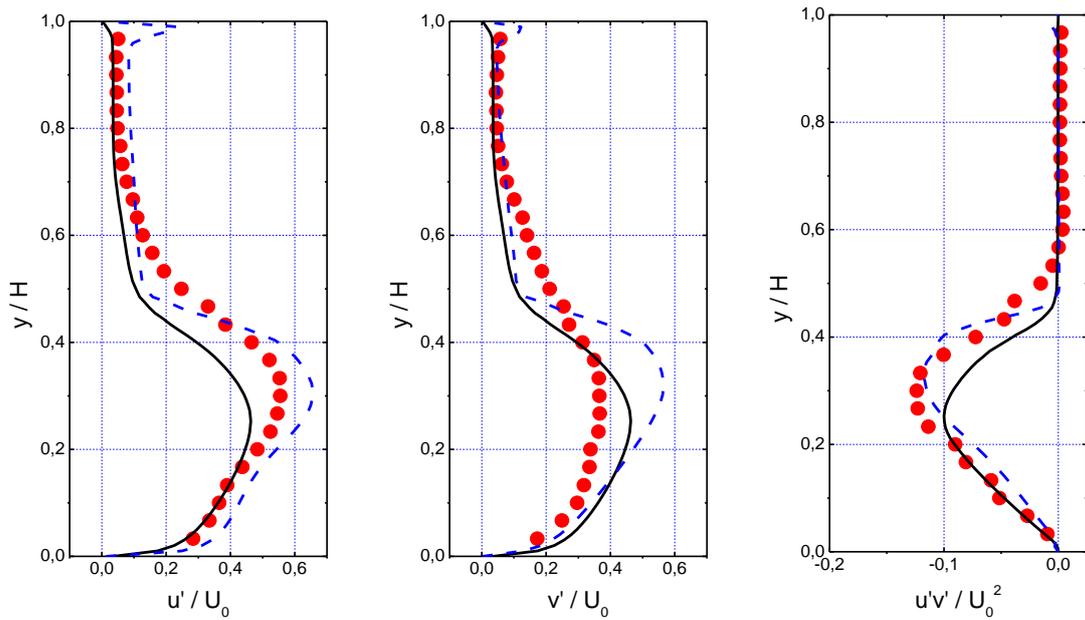
Chapitre 4: Résultats et discussions

• Experiment; — RANS-SST; - - - SST SAS

$X/B = 2$



$X/B = 3$



Chapitre 4: Résultats et discussions

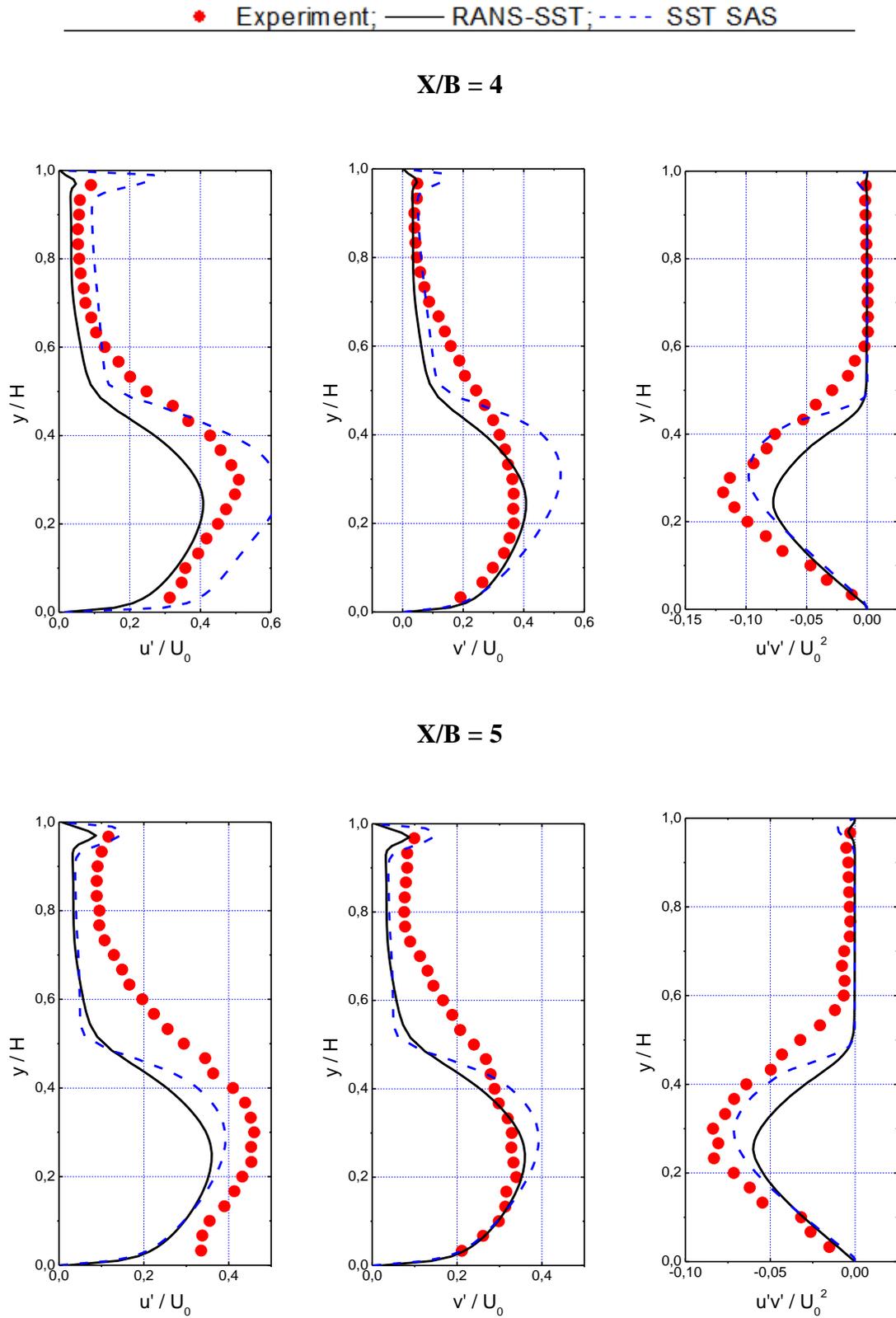


Figure 4.5 Distribution des fluctuations, contrainte de cisailment à différentes stations longitudinales.

Chapitre 4: Résultats et discussions

On vient de tracer les courbes des fluctuations et contrainte de cisaillement en fonction de Y/H dans les différentes stations.

Les différences d'intensité de la turbulence sont également mises en évidence par des différences remarquables entre les données expérimentales et les résultats de la simulation pour les profils de fluctuation longitudinale et verticale. On s'aperçoit que pour n'importe quelle station on a la même épure sauf pour le plan X/B=0 il m'a posé des problèmes je l'ai répété n fois et je trouve les mêmes résultats, le modèle SAS est en meilleur accord avec les données expérimentales pour les fluctuations dans le sens longitudinal et le tenseur croisé qui nous permet de décrire le mouvement de la particule. Néanmoins, les deux modèles reproduisent des activités à forte turbulence dans la partie inférieure du domaine (moins que Y/H=4), tandis que la partie supérieure est globalement libre de turbulence.

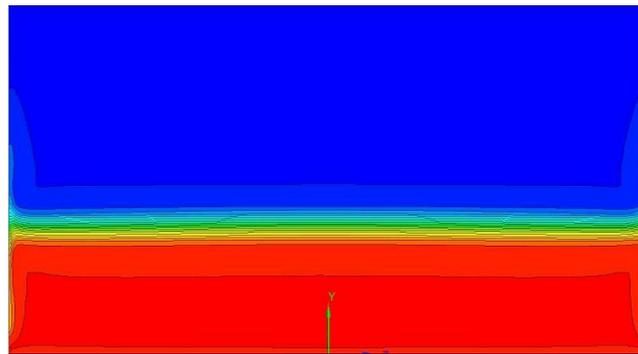
On modifiant le modèle RANS et SAS on s'aperçoit que le modèle SAS reproduit parfaitement les profils expérimentaux.

4.5 Contour de température pour les différentes stations

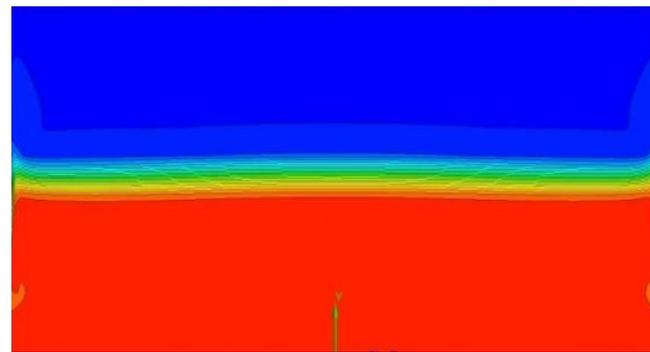
La température moyenne normalisée est la différence entre la température instantanée T à un endroit donné du fluide et la température d'entrée froide, divisée par la différence entre les températures d'entrée chaude et froide, à un emplacement donné est définie comme :

$$T^* = \frac{T - T_{cold}}{T_{hot} - T_{cold}} \quad (4.1)$$

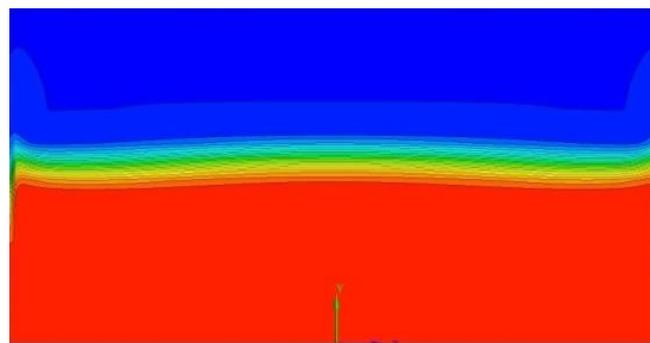
Chapitre 4: Résultats et discussions



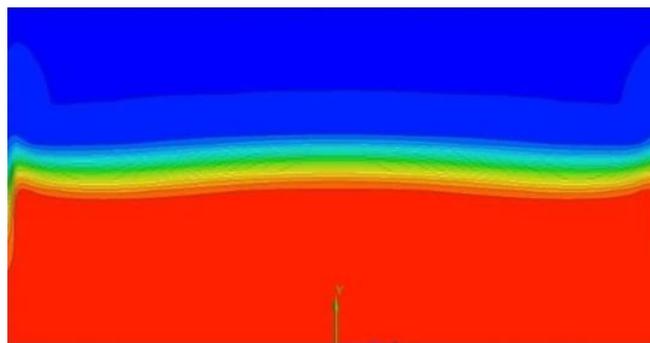
X/B= 0



X/B= 1



X/B= 2



X/B= 3

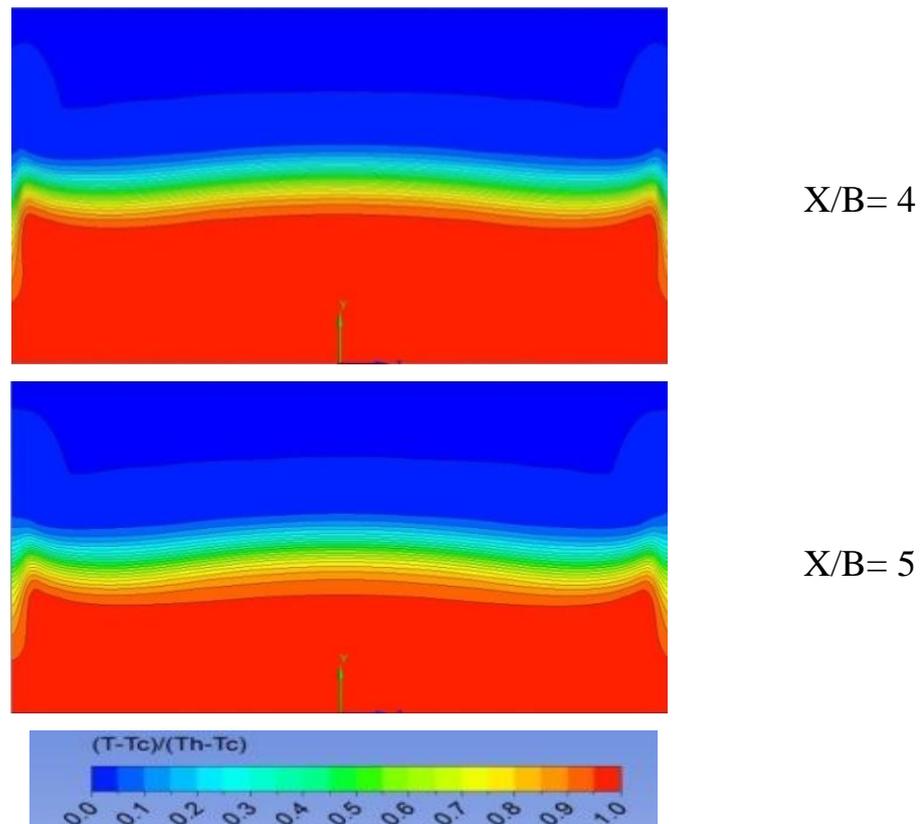


Figure 4.6 La distribution de la température moyenne normalisée dans les différentes stations, issue la simulation SAS.

La température est homogène dans la partie supérieure et inférieure, la partie supérieure présente le fluide froid et la partie inférieure présente le fluide chaud ils sont séparés par la couche de mélange thermique où le gradient vertical de la température (dT/dy) est à ses valeurs maximales. Le champ thermique montre une distribution très uniforme dans le sens de l'envergure. Ce comportement est également rapporté par l'étude expérimentale de [Hirota et All, 2010], et il s'explique par le fait que le tourbillon longitudinal est confiné dans la région d'écoulement à chaud sous la couche de mélange thermique et n'exerce aucune influence sur la répartition de la température.

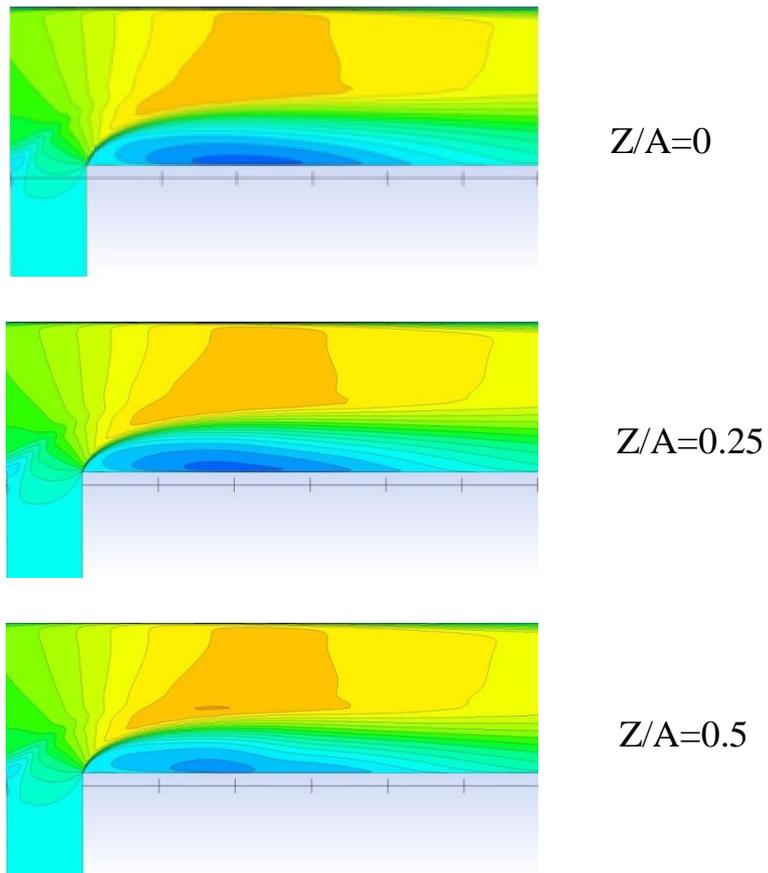
4.6 Contour dynamique et vortex pour les différentes stations

1. Contour dynamique dans le plan Z/A

La vitesse moyenne normalisée est vitesse instantanée U à un endroit donné du fluide sur la vitesse moyenne U_0 sa valeur est 2.7 m/s, à un emplacement donné est définie comme :

$$U^* = \frac{U}{U_0} \quad (4.2)$$

La **Figure 4.7** montre clairement que le modèle SAS peut donner plus de détails pour les structures tourbillonnaires turbulentes irrégulières qui se forment immédiatement en aval de la jonction en T et qui sont convectées avec l'écoulement le long de la canalisation principale.



Chapitre 4: Résultats et discussions

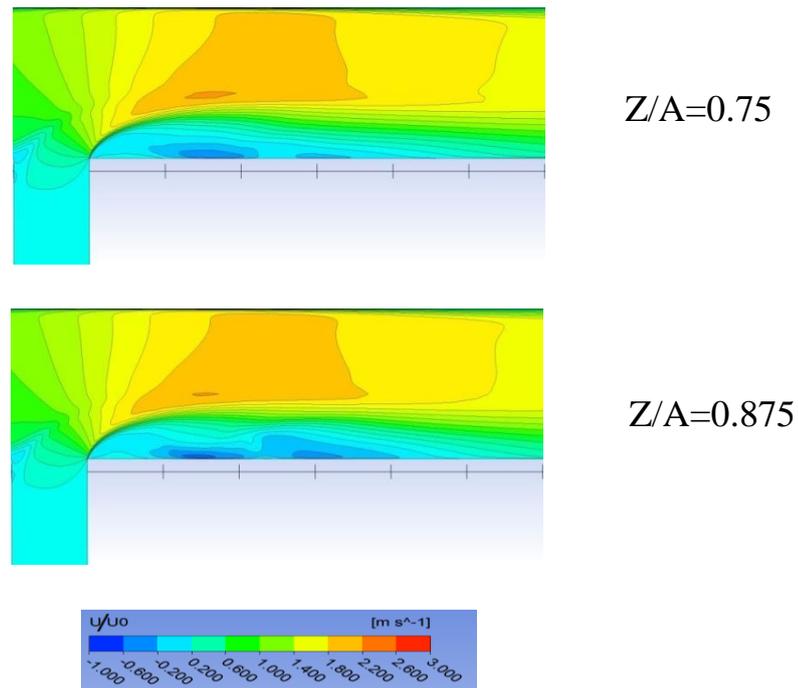


Figure 4.7 La distribution de la vitesse moyenne normalisée dans les différentes stations, issue la simulation SAS.

En considérant cette figure, on constate que :

- Près de la paroi supérieure la vitesse est importante
- Près de la paroi inférieure la vitesse est faible et réduite à zéro. Cela peut être expliqué par la présence des forces de frottements entre le fluide et la paroi du canal.
- La vitesse devient négative dans la bulle. Ceci est dû à une accélération puis une décélération dans la partie convergente et divergente, respectivement.

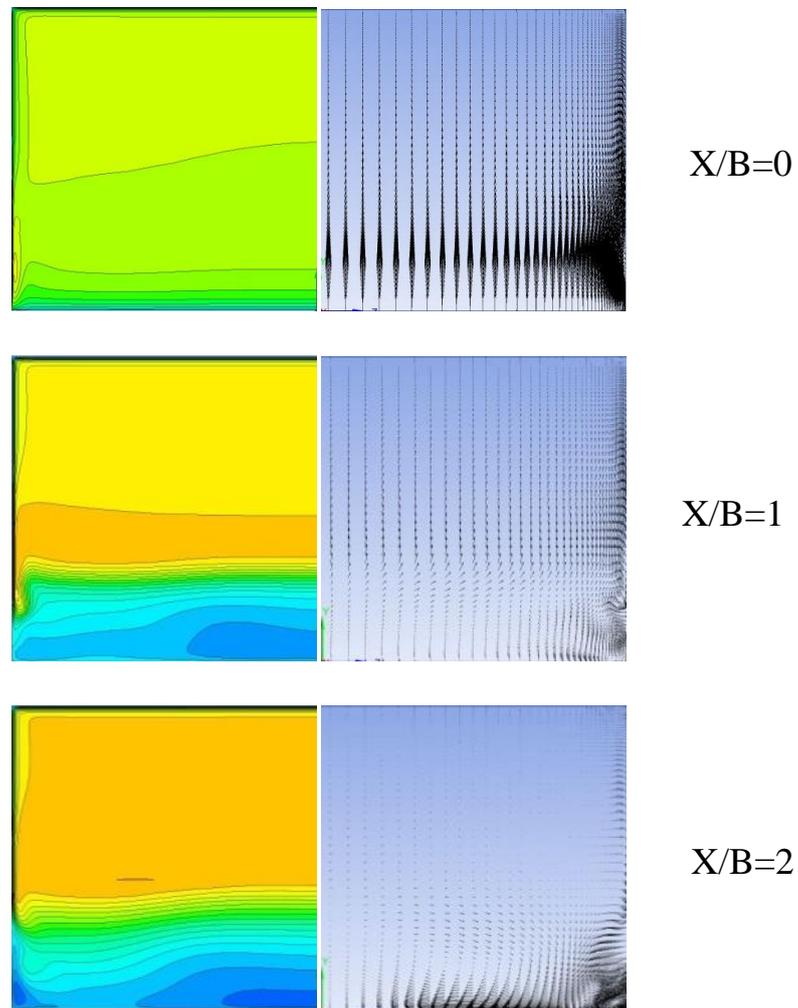
A partir de données expérimentales fournies par [Hirota et All]. Le flux chaud entrant dans le canal est séparé au bord aval de la jonction en T formant une grande bulle de séparation le long de la paroi inférieure du canal principal. Le point de rattachement est situé à peu près à quatre fois la largeur de la branche après le dernier bord de la T-jonction ($X/B=4$). L'emplacement du point de rattachement est confirmé par la **Figure 4.7** qui montre la variation dans le sens de l'envergure de la distribution de la vitesse d'écoulement longitudinal, où les régions grises correspondent à l'écoulement inverse. La comparaison avec les données expérimentales de [Hirota et al]. Est assez bien, y compris le point de rattachement de la

Chapitre 4: Résultats et discussions

couche limite et le comportement 3D du développement du flux. A l'approche du côté de la paroi ($Z/A = 0,875$) la hauteur de la bulle diminue et le point de rattachement du flux se déplace dans le sens négatif.

2. Contour dynamique et vortex dans le plan X/B

L'évolution de la distribution par fractions en coupe transversale de U / U_0 (à gauche) et Les vortex (à droite) sont présentés dans **la Figure 4.8**.



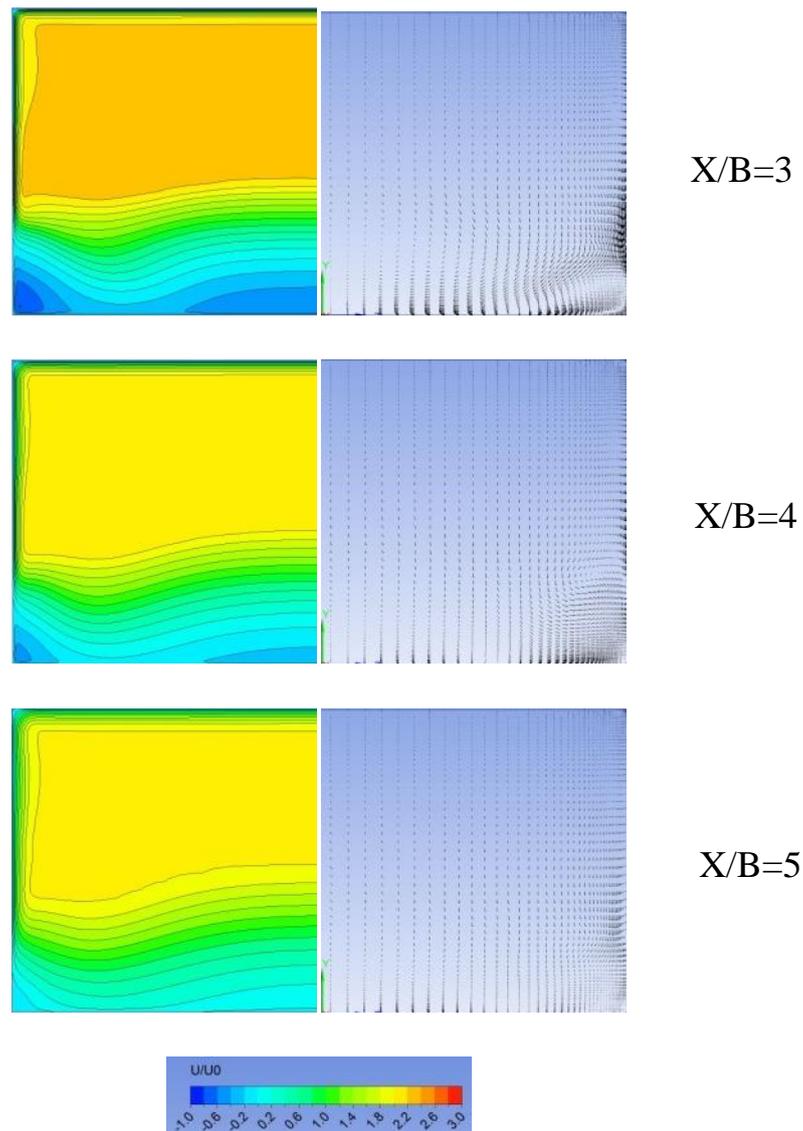


Figure 4.8 La distribution de la vitesse moyenne normalisée et les vortex dans les différentes stations issue la simulation SAS.

À la première station ($X/B = 0$), la direction vers le haut est dominé au cours de la section transversale sur le canal principal, tandis qu'aux deuxième et troisième stations ($X/B = 1$ et 2 respectivement), le flux ascendant devient plus faible. Nous rappelons ici des figures précédentes que la section $X/B = 1$ et 2 correspond à la séparation des bulles et que $X/B = 4$ correspond au point de rattachement du flux. Donc, à $X/B = 2$, un tourbillon longitudinal se développe près du coin inférieur, alors qu'il disparaît à $X/B = 4$. Ce comportement est lié aux courbures de rationaliser et au point de rattachement de flux.

4.7 Analyse des structures de vortex

La visualisation de la structure de tourbillon a été calculée sur la base des iso-surfaces des Q-critères qui est le deuxième invariant du gradient de vitesse, défini par l'équation suivante :

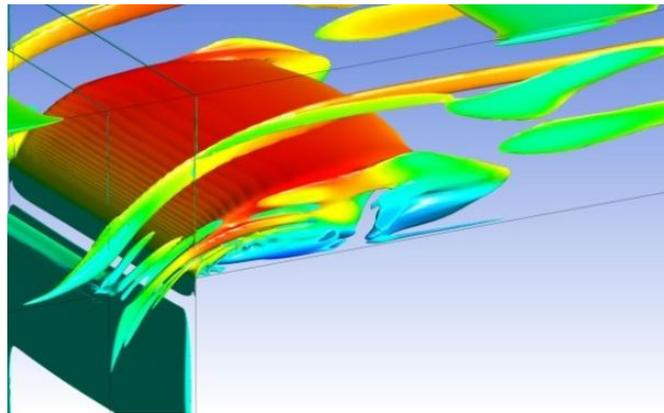
$$Q = \frac{1}{2} (\|\bar{\Omega}^2\| - \|\bar{S}^2\|) = \frac{1}{2} (\bar{\Omega}_{ij}\bar{\Omega}_{ij} - \bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij}) \quad (4.3)$$

Où S est le tenseur de vitesse de déformation et la vorticité, est définie comme suit :

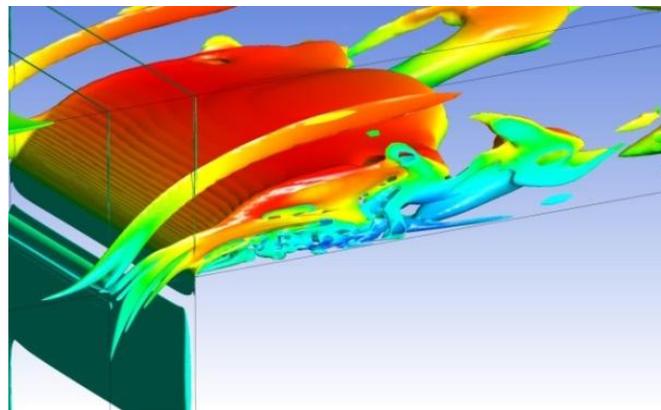
$$\bar{\Omega}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (4.4)$$

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (4.5)$$

La séparation de l'écoulement instantané et les structures tourbillonnaires en aval de jonction en T à t=1 second en temps réel sont indiqués sur la **Figure 4.9**.



SST



SAS

Figure 4.14 L'iso surface de la Q-critères colorés par la vitesse longitudinale, $Q = 500 [s^{-2}]$

Cette figure montre un vortex qui se forme, étirement qui se fait et provoque des rotations autour de son axe il commence à faire des grumeaux. Il se présente sous forme de position longitudinal.

4.8 Conclusion

L'étude des trois approches mentionnées ci-dessous (SST-RANS, SST-URANS et SAS) a montré que le modèle SAS est performant et aboutit à des résultats détaillés et en accord avec les mesures expérimentales. La présente étude a également montré que de tels résultats sont très difficiles à obtenir en utilisant une approche URANS.

Conclusion et perspectives

Conclusion générale

Beaucoup de travaux ont été publiés pour analyser le phénomène de la fatigue thermique d'une jonction en T.

Dans le présent travail, trois simulations de mélange thermique turbulent à travers une jonction en T ont été numériquement simulés à l'aide du code Fluent. Le premier travail a été réalisé par le modèle SST de turbulence (RANS), le second avec le modèle de turbulence SST (URANS), puis le nouveau Scale-Adaptive Simulation (SAS). Ces simulations ont été présentées dans le but de prévenir le phénomène de la fatigue thermique.

Dans ce travail, La configuration géométrique étudiée, ressemble à celle étudiée expérimentalement au Département de Génie mécanique d'Université Mie, le Japon dans l'Atelier ERCOFTAC tenu à EDF Chatou, la France, 2011.

Une jonction en T rectangulaire avec deux entrées et une sortie, La principale entrée est à 12°C et la branche est à 60°C ainsi qu'à la sortie une pression statique égale à zéro, au haut nombre de Reynolds.

Les résultats de la simulation numérique des profils de vitesse et de température et leur fluctuation obtenus ont été comparés et validés avec les résultats expérimentaux. Une bonne concordance a été observée entre les résultats numériques et les résultats expérimentaux. En a conclu que les meilleurs résultats ont été marqués pour le modèle SST-SAS.

- ✓ le modèle SAS est performant et aboutit à des résultats détaillés et en accord avec les mesures expérimentales.
- ✓ Il me permet d'avoir le tenseur de Reynolds.

Les configurations d'écoulement proposées affectent non seulement les variables du flux moyen tel que la moyenne des distributions de vitesse et de température, mais aussi les fluctuations.

La présente étude a permis de montrer que la modification des modèles peut apporter une amélioration sensible sur les résultats obtenus.

Perspectives

Vu que le problème de la fatigue thermique est élevé les perspectives sont multiples :

- En utilisant d'autres modèles numériques Tel que LES ;
- il pourrait être intéressant d'atteindre des valeurs de Reynolds plus élevées ;
- Dans les installations industrielles, les Tés de mélange peuvent être précédés et suivis de coudes (d'autres formes géométriques) ;
- Il pourrait être envisagé d'utiliser aussi une autre combinaison de discrétisation spatiale en utilisant le schéma Quick pour prédire les fluctuations de température ;
- Ensuite, il serait utile d'envisager une autre solution pour créer et modéliser de manière plus précise l'écoulement spiral en plaçant une hélice fixe ou mobile à l'entrée de tube principale de la jonction en té standard pour analyser le comportement de l'écoulement et identifier l'atténuation des fluctuations de température près de la paroi de tube en aval de la jonction.

Références bibliographiques

Références bibliographiques

A Lakehal, N. Nait Bouda, S. Harmand, Bordeaux, 26 au 30 août (2013) Etude numérique d'un écoulement turbulent dans une jonction en T avec transfert de chaleur, 21^{ème} Congrès Français de Mécanique.

Abbès Azzi, (06/2011) 'Professeur des universités de Génie-Mécanique USTO MB', Méthodes numériques appliquées aux calculs des écoulements et du transfert de chaleur, pp. 1-14 et 31-40, version 1.

Abbès Azzi, Méthodes numériques appliquées aux calculs des écoulements et du transfert de chaleur, pp. 53-61.

Alexei Stoukov, (Octobre 2006 - Revision: Mars 2011) Introduction à la Mécanique des Fluides Numérique: Méthode "Volumes Finis", Version initiale: pp.1-75.

Andersson B, Andersson R, Hakansson L, Mortensen M, Sudiyo A and Van Wachem B. Computational Fluid Dynamics for Engineers. Cambridge University Press, UK; 2012.

Andrey Nikolaevich Kolmogorov, (1941) The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large reynolds numbers. In Dokl. Akad. Nauk SSSR, volume 30, pages 299–303.

Andrés Meana , Turbulence Model Comparison for Aerodynamic-Performance Prediction of a Typical Vertical-Axis Wind-Turbine Airfoil, Energies (2019), 12(3), 488.

ANSYS CFX-Solver Theory Guide, (2013) pp. 79-90, November.

ANSYS FLUENT. Theory Guide. Release 14.0, USA; (2011).

ANSYS Inc.; Fluent User's Guide, ANSYS Fluent 14.0.0, Canonsburg, PA: ANSYS, (2001).

Aounallah Mohammed, (2006) Contribution à l'étude de l'écoulement turbulent de la convection naturelle dans les cavités à parois ondulées, Thèse de Doctorat en Sciences, Spécialité : Génie Maritime, Option : Hydrodynamique Navale, pp. 48-50.

Benyamina.M, (2017) thèse de doctorat « Simulation à grande échelle de mélange thermique turbulent dans deux jonctions en T ; Standard et Excentrique ».

Bin Xu, Teck Neng And Wong .Nam-Trung Nguyen, (2011) Experimental and numerical investigation of thermal chaotic mixing in a T-shaped microchannel, Heat Mass Transfer 47:1331–1339.

Références bibliographiques

Braillard, O., Jarny, Y. And Balmigere, G., (2005) *Thermal load determination in the mixing Tee impacted by a turbulent flow generated by two fluids at large gap of temperature*, ICONE13-50361, 13th International Conference on Nuclear Engineering, Beijing, China, pp.16-20.

Bruecker, C., 1997. *Study of the three-dimensional flow in a T-junction using a dualscanning method for three-dimensional scanning-particle-image-velocimetry (3-D SPIV)*. *Exp. Therm. Fluid Sci.* 14, 35–44.

C.Walker, M. Simiano, R. Zboray, H.-M. Prasser., (2009) *Investigations on mixing phenomena in single-phase flow in a T-junction geometry*, *Nuclear engineering and Design*, 239, pp.116–126.

Chellapandi, P., Chetal, S. C., et Raj, B., *Thermal striping limits for components of sodium cooled fast spectrum reactors*, *Nucl. Eng. Design*, 239(12), pp. 2754–2765, 2009.

Chapuliot, S., Gourdin, C., Payen, T., Magnaud, J.P., & Monavon, A., (2005). *Hydro-thermal-mechanical analysis of thermal fatigue in a mixing tee*. *Nuclear Engineering and Design*, 235, pp. 575-596.

Cindy Merlin, (2011) *Simulation numérique de la combustion turbulente : Méthode de frontières immergées pour les écoulements compressibles, application à la combustion en aval d'une cavité*. PhD thesis, INSA de Rouen.

Dellil Ahmed Zineddine, (2012 – 2013) 'Professeur à l'université d'Oran 2 Ahmed Ben Ahmed', *cours des équations de Navier – Stokes*, pp. 1-84.

E. Abu-Nada, H.F. Oztop, (2009) *Effects of inclination angle on natural convection in enclosures filled with Cu–Water nanofluid*, *Int. J. Heat Fluid Flow* 30 (4), pp. 669–678 .

Emmanuel Leveque, *De la turbulence universelle aux modèles de fermeture*, *Laboratoire de physique CNRS UMR 5672 École normale supérieure de Lyon*, pp.1/57.

Frédéric AULERY and Adrien TOUTANT, (2012) ' *Simulation des Grandes Echelles du faïençage thermique dans un Té de mélange*', *Laboratoire PROMES, UPR CNRS 8521, Rambla de la thermodynamique, Technosud, 66100 Perpignan, France*.

Ferry Roelofs. (2012). *CFD Applications for HLM Systems International Workshop on Innovation Nuclear Reactors Cooled by Heavy Liquid Matlas Pisa, Italy*.

F. Menter And Y. Egorov. (2010) *The Scale-Adaptive Simulation Method for Unsteady Turbulent Flow Predictions. Part 1: Theory and Model Description*. *Journal Flow Turbulence and Combustion*. 85. 113–138.

F. R. Menter, (1997) *Eddy Viscosity transport equations and their relation model*, *ASME J. Fluids Engineering*, vol. 119, pp. 876-884.

Frank.T, Lifante.C, Prasser.H-M, Menter.F, (2010) *Simulation of turbulent and thermal mixing in T-junction using URANS and Scale-resolving turbulence models in ANSYS CFX*. *Nucl Eng Des* 240:2313-2328.

Références bibliographiques

Friess C. *Modélisation hybride RANS/LES temporelle des écoulements turbulents. Thèse de doctorat, Université de Poitiers, France; 2010.*

Fukushima, N., Fukagata, K., Kasagi, N., Noguchi, H., Tanimoto, K., 2003. *Numerical and experimental study on turbulent thermal mixing in a T-junction flow. In: Proc. 6th ASME-JSME Joint Thermal Eng. Conf. TED-AJ03-582 (in CD-ROM).*

Graftieaux, L., Michard, M., Grosjean, N., 2001. *Combining PIV, POD and vortex identification algorithms for the study of unsteady turbulent swirling flows. Meas. Sci. Technol. 12, 1422–1429.*

H. K. Versteeg, W. Malalasekera, (1995) *An introduction to computational fluid dynamics The Finite Volume Methods*, pp. 41 – 84.

H. Oztop, E. Bilgen, (2006) *Natural convection in differentially heated and partially divided square cavities with internal heat generation, International Journal of Heat and Fluid Flow 27 pp.466–475.*

Haven, B.A., Kurosaka, M., 1997. *Kidney and anti-kidney vortices in crossflow jets. J. Fluid Mech. 352, 27–64.*

Hendrik Tennekes And John Leask Lumley, (1972) *A first course in turbulence. MIT press.*

Hilberg, D., Lazik, W., Fiedler, H.E., 1994. *The application of classical POD and snapshot POD in a turbulent shear layer with periodic structures. Appl. Sci. Res. 53, 283–290.*

Hosseini, S. M., Yuki, K., Et Hashizume, H., (2008) *Classification of turbulent jets in a T-junction area with a 90-deg bend upstream, Int. J. Heat Mass Transfer, 51(9-10), pp. 2444–2454.*

Hu L.-W., Kazimi M.S,(2003) *Large Eddy Simulation of Water Coolant Thermal Striping in a Mixing Tee Junction”, The 10th Int. Topical Meeting in Nuclear Reactor Thermal Hydraulics (NURETH-10), Seoul, Korea, pp. 1-10.*

Igarashi, M., Tanaka, M., Kawashima, S., Et Kamide, H., (2002)*Experimental study on fluid mixing for evaluation of thermal striping in T-pipe junction, dans Proceedings of ICONE 10, tm. 3, pp. 383–390, Arlington, U.S.A.*

Igarashi, M., Tanaka, N., M. Kimura, Et Kamide, H., (2003) *Study on fluid temperature fluctuation and transfer to wall in a mixing tee, dans 11th ICONE, p. 36299, Tokyo, Japan.*

Info Centre National De La Recherche Scientifique,(05/2000) *spécial mathématiques*, pp. 1-3.

J.L. Estivalezes, (2006) *Notes de cours*, pp. 1-32, 22 novembre.

Jacques Padet, (10/1990). *‘Professeur Émérite à l’Université de Reims’, Fluides en écoulement Méthodes et modèles, Seconde édition revue et augmentée*, pp. 115-16.

Références bibliographiques

Jedrzejewski Franck, *Introduction aux méthodes numériques « Deuxième édition »*, Springer-Verlag France 2001 pour la 1ère édition ISBN : 2-287- 59711-5, pp. 17-32.

Kawamura, T., Shiina, K., Ohtsuka, M., Mizuno, T., Kurosaki, M., Wakamatsu, M., Tanimoto, K., Fukuda, T., Minami, Y., Moriya, S., et H., M., (2003) *Study on high-cycle fatigue evaluation for thermal striping in mixing tees with hot and cold water (2) (type B ; characteristics of temperature fluctuations and heat transfer in mixing tees with same pipe diameters)*, dans 11th ICONE, p. 36182, Tokyo, Japan.

Kelso, R.M., Lim, T.T., Perry, A.E., 1996. *An experimental study of round jets in crossflow*. *J. Fluids Mech.* 306, 111–144.

Khelifi Touhami Mohamed Salah, (2012) *Simulation numérique de la convection naturelle dans un bac de stockage de GNL*, Thèse de Doctorat en Génie Mécanique, Option Thermo- fluide, pp. 19-28.

Kitada, M., Asano, H., Kanbara, H., Akaike, S., (2000) *Development of automotive air conditioning system basic performance simulator: CFD technique development*. *JSAE Rev.* 21, pp. 91–96.

Kok, J.B.W., van der Wal, S., 1996. *Mixing in T-junctions*. *Appl. Math. Modell.* 20, 232–243.

Laetitia Doris, (4/11/2005) *Introduction à la simulation numérique des écoulements turbulents*, pp. 1-20.

Leplat Gillian, (2009) *Stabilité d'un écoulement de convection naturelle en milieu confiné*, Thèse de Doctorat De L'université De Toulouse Délivré par l'Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace, Spécialité : Dynamique des fluides, pp. 1-3.

Lesieur M. *Turbulence in Fluids*. Netherlands: Springer 4th Revised and Enlarged Edition; 2008.

LF Richardson. *Weather prediction by numerical process*. 1922.

Loan C. Popa, (2002) *Modélisation numérique du transfert thermique – méthode des volumes finies*, Universitaria Craiova, pp. 36-43.

M. Hirota, Asano, H., Nakayama, H., Asano, T., Hirayama, S., 2005. *Threedimensional structure of turbulent flow in mixing T-junction*. *JSME Int. J., Ser. B* 49, 1070–1077.

M. Hirota, E. Mohri, H. Asano and H. Goto., (2010) *Experimental study on turbulent mixing process in cross-flow type T-junction*, *International Journal of Heat and Fluid Flow* , 31, Issue 5, October 2010, pp. 776-784.

MAHFOUD Omar, (2015) *thèse de doctorat « Étude dynamique et thermique de l'écoulement de l'air dans un collecteur solaire dont le conduit utile est garni de rugosités artificielles »*

Références bibliographiques

Masafumi Hirota, Eri Mohri , Hideo Asano , Hiroki Goto, (2010) *Experimental study on turbulent mixing process in cross-flow type T-junction*, "International Journal of Heat and Fluid Flow".

Masafumi Hirota, Hideo Asano, Hirochi Nakayama, Taichi Asano and Shunsaku Hirayama, Series B, Vol 49, No 4 (2006) *Three- Dimensional Structure of Turbulent Flow in Mixing T-junction*, "JSME international journal".

Menter F. R. And Egorov, Y., (2004) "Re-visiting the turbulent scale equation", Proc. IUTAM Symposium; One hundred years of boundary layer research, Göttingen.

Menter F. R., Egorov, Y.,(2005) *A scale-adaptive simulations model using two-equation models*", AIAA Paper -1095.

Menter F.R., (1993) *Zonal Two Equation $k-\omega$ Turbulence Models for Aerodynamic Flows*, AIAA Paper pp.93-2906.

Messaoudi Youcef, Merdessi Mustapha, (2008) *Etude numérique de l'effet d'insertion de turbulateur cubique sur un écoulement de fluide dans une espace tubulaire, du point de vue dynamique de fluide, transfert de chaleur, et pertes de charges, mémoire d'ingénieur d'état en génie mécanique, option énergétique, à l'université de Kasdi Merbah Ouargla, pp. 27-34 : ABDERRAZEK HAMAMI, Simulation de l'écoulement dans un mini canal, Thèse de magistère, Université de Batna, (2005).*

Minh HH. *La modélisation statistique de la turbulence: ses capacités et ses limitations*. C. R. Acad. Sci. Paris 1999; 327:343–358.

Monod, R., Brillant, G., Toutant, A., et Bataille, F., (2011) *Étude numérique des fluctuations de température dans un té de mélange, dans Congrès Français de Thermique : Energie solaire et thermique, Perpignan, France.*

Nakajima, N., Hibara, H., Muramatsu, T., Tanaka, M., Iwamoto, Y., Ochi, J., 2005. *Effects of turbulence promoter on flow in T-junction piping system*. In: Proc. Int. Conf. Jets, Wakes Separated Flows, pp. 617–622.

Nemdili.S, (2014-2015) *thèse de doctorat « Investigation numerique de l'écoulement turbulent et du transfert de chaleur autour d'un element cubique avec jet impactant ».*

ROTTA, J. C., (1972) "Turbulente Strömungen", Teubner Verlag, Stuttgart.

Sagaut P. *Large-eddy Simulation for Incompressible Flows: an introduction (3rd edition)*; Springer, 2006.

Sara et Al, (2017) *Numerical simulation of turbulent thermal mixing in a rectangular T-junction*, Computational Thermal Sciences, 9(2): 121–133

Références bibliographiques

SIG15 Case 15.3: Thermal mixing in a T-junction. Exp: Hirota et Al. (2010), 15th ERCOFTAC SIG15 Workshop on Turbulence Modelling, 17-18 October 2011, EDF at Chatou, France.

Stephen B Pope, (2000) Turbulent flows. Cambridge university press.

Tabet.S, (2017) thèse de doctorat «Etude numérique de la convection naturelle dans une enceinte fermée partiellement chauffée ».

Tanaka, M., Murakami, S., Hibara, H., Sudo, K., 2005. Numerical simulation of the flow characteristics in T-junction with turbulence promoter. In: Proc. Int. Conf. Jets, Wakes Separated Flows, pp. 623–627.

Université de liège, Méthodes «volumes finis », ArGEnCo – MS²F - Hydrologie, Hydrodynamique Appliquée et Constructions Hydrauliques (HACH) <http://www.hach.ulg.ac.be> pp. 1-21.

Versteeg HK and Malalasekera W. An Introduction to Computational Fluid Dynamics. England: Pearson Education Limited; 2007.

*Walker, C., Simiano, M., Zboray, R., et Prasser, H.-M., Investigations on mixing phenomena in single-phase flow in a T-junction geometry, Nucl. Eng. Design, **239(1)**, pp. 116–126, 2009.*

Weilin Zheng, (2016) Comparative assessment of SAS and DES turbulence modeling for massively separated flows, Acta Mcch. Sin. (2016) 32(1):12-21.

Westin J, (2006): “Thermal Mixing in a T-Junction. Model Tests at Vattenfall research and Development AB. Boundary Conditions and List of Available Data for CFDValidation”, Report Memo U 07-26, Vattenfall R&D AB, Älvkarleby, Sweden, 2007, pp.1-17.

Wilcox, D. C, (1998) Turbulence Modeling for CFD. DCW Industries, Inc., La Canada, California.

William W. Liou, (2018) An Improved Scale-Adaptive Simulation Model for Massively Separated Flow, International Journal of Aerospace Engineering, Article ID 5231798, 16 pages.

Wu, H.L., Peng, X.F., Chen, T.K., 2003. Influence of sleeve tube on the flow and heat transfer behavior at a T-junction. Int. J. Heat Mass Trans. 46, 2637–2644.

Y Jiang, Numerical investigation of draft tube flows using a hybrid RANS-LES turbulence model and a low-dissipation scheme, IOP Conf. Series: Earth and Environmental Science 240 (2019) 072011.

Références bibliographiques

Y.L. Chan, C.L. Tien, (1985) A numerical study of two-dimensional laminar natural convection in shallow open cavities, International Journal of Heat and Mass Transfer 28, pp. 603-612.

Yuki, K., Tajima, Y., Toda, S., Hashidume, H., Muramatsu, T., 2004. Effect of curvature ratio on thermal mixing characteristics in a T-junction area which has a 90-degree bend in the upstream area. Trans. Jpn. Soc. Mech. Eng., B 70, 3142–3149 (in Japanese).

Zboray R., Manera A., Niceno B., Prasser H.-M, (September 30-October 4, 2007): “Investigations on Mixing Phenomena in Single-phase Flows in a T-Junction Geometry”, The 12th Int. Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics (NURETH-12), Sheraton Station Square, Pittsburgh, Pennsylvania, U.S.A. Paper No. 71, pp. 1-20

Annexe A

Annexe A

Publication

**“Numerical Simulation of Turbulent Thermal
Mixing in Rectangular T-Junction”**

2017. Journal of BEGELL HOUSE, INC.

NUMERICAL SIMULATION OF TURBULENT THERMAL MIXING IN A RECTANGULAR T-JUNCTION

Bessaid Bouchera Sara,^{1,*} Dellil Ahmed Zineddine,¹ Nemdili Fadéla,^{2,3} & Azzi Abbès^{2,3}

¹ Département ELM, Institut de Maintenance et de Sécurité Industrielle, Université Oran 2, Oran, Algeria

² Laboratoire Aero Hydrodynamique Navale, (LAHN) USTO-MB, Oran, Algeria

³ Université des Sciences et de la Technologie d'Oran, Mohamed Boudiaf, Faculté de Génie Mécanique, BP1505 El-Mnaouar, 31000, Oran, Algeria

*Address all correspondence to: Bessaid Bouchera Sara, Département ELM, Institut de Maintenance et de Sécurité Industrielle, Université Oran 2, Oran, Algeria; Tel.: +213 06 67 43 55 35; Fax: +213 41 64 81 48, E-mail: bestsara2010@hotmail.fr

Original Manuscript Submitted: 12/22/2016; Final Draft Received: 12/23/2016

This work reports three-dimensional simulation results of thermal mixing in a rectangular T-junction configuration at high Reynolds number. The validation data are provided by an experimental study done at the Department of Mechanical Engineering of Mie University, Japan. The T-junction was selected as a benchmark for thermal mixing in the ERCOFTAC Workshop held in EDF Chatou, France, 2011. Reynolds-averaged Navier-Stokes (RANS), unsteady Reynolds-averaged Navier-Stokes (URANS), and scale-adaptive simulation (SAS) were performed with CFD code using the finite-volume method. Velocity and thermal field as well as the turbulent stresses are reported and compared to experimental data in several longitudinal stations. It was found from the comparison that URANS methodology cannot reproduce the striping phenomenon, and secondly, that the SAS model fit better than the shear stress transport model with experimental data. Additional contours of averaged longitudinal velocity and thermal field as well as the flow structures developing in the channels are presented and discussed.

KEY WORDS: turbulence models, SAS-SST, URANS, T-junction, striping

1. INTRODUCTION

Thermal mixing in T-junction configurations is found in various industrial equipment, including chemical reactors, combustion chambers, piping systems in power plants, and HVAC (heating, ventilating, air-conditioning) units used for automobile air-conditioning systems (Kitada et al., 2000). The phenomenon could potentially lead to thermal fatigue failures in energy cooling systems when cyclic stresses are imposed on the piping system due to rapid temperature changes in regions where cold and hot flows are intensively mixed. Additionally, the hot and cold fluids impinge at nearly right angles, a situation lending itself to advanced CFD analysis. The fluctuating thermal field which leads to thermal fatigue can be of dramatic consequence in relation to the nuclear reactor cooling systems (Chapuliot et al., 2005). In many studies, thermal striping has been identified in light water reactors, in particular, as incidents of high-cycle fatigue at coolant mixing T-junctions (Walker et al., 2009).

Flow separation and reattachment, secondary flow, anisotropy of turbulent stresses, and heat transfer (including thermal striping) are some of the complex flow features associated with the T-junction. In order to develop effective

NOMENCLATURE			
H, B	spacing between the wall planes	x, y, z	Cartesian coordinates
l	length of T-junction	Greek Symbols	
Pr	Prandtl number	Δt	time step
T	temperature	μ	dynamic viscosity
U, V	velocity	ρ	density

methods to promote mixing and control thermal striping, one has to resort to advanced experimental and modeling strategies to fully understand the detailed flow and heat transfer characteristics. It is thus expected that the choice of turbulence models is a key element for successful prediction. For such applications, past experience shows that statistical time-average models need to be replaced by more sophisticated scale-resolving strategies. This paper uses the well-documented experiment done by Hirota et al. (2010) as a benchmark for CFD validation. In their project, Hirota et al. (2010) have been conducting experimental study on turbulent mixing of hot and cold airflows in a T-junction with a rectangular cross section. In their experimental data, the authors provide detailed measurements of both dynamical and thermal turbulent fields. This test case has been selected by the 15th ERCOFTAC Workshop on Refined Turbulence Modelling (WikiProjects, 2011) as a benchmark for turbulent convection mixing. In addition to steady-state and transient Reynolds-averaged Navier-Stokes (RANS) simulation with the shear stress transport (SST) turbulence model of Menter (1993), this paper presents results from the very promising new strategy of the scale-adaptive simulation model proposed by Menter and Egorov (2005).

2. T-JUNCTION TEST-CASE DESCRIPTION

A series of detailed measurements of turbulent thermal mixing was carried out at the Department of Mechanical Engineering, Mie University, Kurimamachiya-cho, Japan, by Hirota et al. (2010). Figure 1 shows a sketch of the test channel, coordinate system, dimensions, and boundary conditions.

The flow in the main horizontal channel, which is the larger duct, is at 12°C and the flow in the vertical branch corresponds to the hot flow at 60°C . The two flows are maintained at the same blowing velocity of 2.7 m/s. The rectangular cross section of the main channel has a dimension of $0.12 \times 0.06 \times \text{m}$, while for the branch it is $0.12 \times 0.03 \text{ m}$. The working fluid is air at $Pr = 0.71$. Experimental measurements data are provided for selected planes in both streamwise and spanwise directions, as illustrated in Fig. 2.

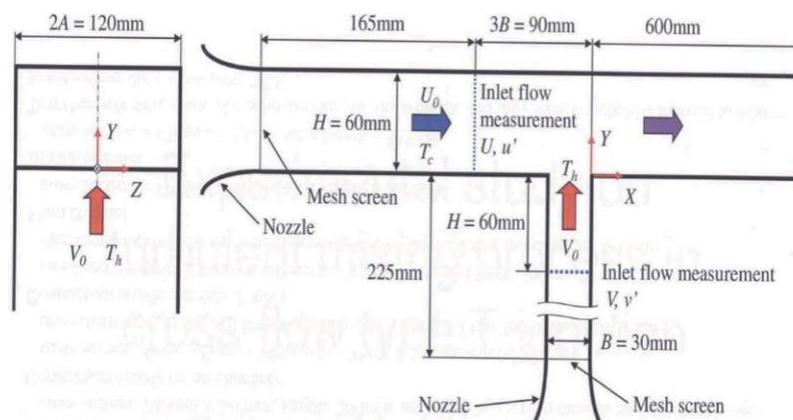


FIG. 1: Schematic diagram of the test channel

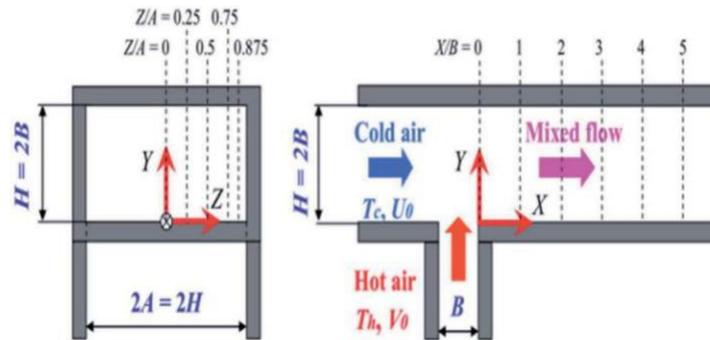


FIG. 2: Location of measurements and comparison data in Hirota et al. (2010)

3. COMPUTATIONAL DOMAIN, BOUNDARY CONDITIONS, AND COMPUTATIONAL MESHES

Three hexahedral meshes were generated for the geometry of the T-junction test case, starting with a moderate grid resolution (1.3 million) and then a refined mesh showing reasonably good near-wall refinement with about 3 million mesh nodes. As all computational domains are rectangular, the mesh quality is maintained at the best level with strictly Cartesian meshes and adequate refinement near all wall boundaries. Nominal velocity of 2.7 m/s, in accordance with experimental data in both main and branch pipes, has been specified. The given inlet length allows for a fairly well-developed turbulent velocity profile at the mixing in the T-junction. In addition, a medium turbulence intensity level of 5% is specified at the main inlet while only 2% is set for the branch. A zero averaged static pressure outlet boundary condition (BC) has been used for the outlet cross section, and nonslip BCs with automatic wall treatment are used for all walls of the domain. First, a sensitivity study on the two meshes was carried out using steady-state RANS simulation with the SST turbulence model (Menter, 1993). Profiles of mixing temperatures are compared and showed small differences in regions of large gradient; so the fine mesh is adopted and considered a mesh-independent solution. This mesh is built by 90×90 nodes in the main channel and 90×90 nodes in the branch channel. The main channel has 60 nodes from main inlet until the branch and 150 nodes from the branch until the outlet boundary, while the branch is made with 60 nodes from the branch inlet until the main channel. So, the total mesh size is nearly 3 million nodes (see Fig. 3).

The length of the computational domain is set to 4 times the width of the branch (B) from inlet to the first edge of the T-junction and 10 times from the last edge of the T-junction to the outlet boundary, while the branch is 4 times long.

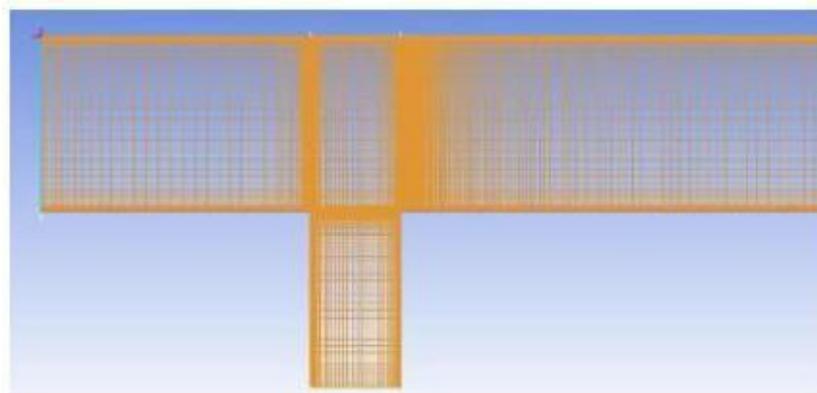


FIG. 3: Grid

Conforming to the experimental test, the coordinate system is set with x downstream, y crossflow, and z spanwise, with the $(x,y,z) = (0,0,0)$ origin downstream of the center of the vertical branch. Results will be provided along specified lines as shown in Fig. 2.

4. THE TURBULENCE MODELS

The first-order, two-equation model called a shear stress transport turbulence model (Menter, 1993) is used as a reference for three kinds of computations. The first one uses the steady-state SST turbulence model (RANS), the second one the unsteady RANS (URANS) formulation, also with an SST turbulence model, and then the new scale-adaptive simulation (SAS). The SST turbulence model is known to provide a good compromise by combining the k - ω model of Wilcox in the near-wall region and the high Reynolds k - ϵ model in the outer region. The use of the two models is realized via a blending function, which switches dynamically and smoothly from one to zero, depending on the geometrical position of the integration point. The near-wall field is resolved by use of the automatic wall functions. A detailed explanation of the model formulation and test-case validations can be found in specific literature of Menter's group. The first computation was conducted until convergence using the steady-state RANS SST model. For the second computation, the solution obtained previously with the SST model has been used as an initialization for a transient URANS-SST simulation. The time step was set at $\Delta t = 0.0001$ s with a second-order backward time discretization. The 10^{-4} maximal residual was reached with less than three loops per time step. As expected from other researchers investigating a similar T-junction but with a circular cross section, the behavior of the URANS SST solution is quickly approaching a steady-state solution in terms of velocity and temperature fields after some initial transient behavior.

This can be explained by the nature of the URANS strategy itself, which cannot provide any spectral content, even if the grid and time-step resolution would be sufficient for that purpose. This behavior is a natural outcome of the RANS averaging procedure, which eliminates all turbulence content from the velocity field. So, URANS can only work in situations of a "separation of scales." But for this practical application and as stated before, experimental observations clearly state strong and high-frequency temperature fluctuations at pipe walls downstream of the T-junction, which can lead to high-cycle thermal fatigue, crack formation, and pipeline breaks, e.g., in pipelines in power plants. So, in that situation there is a real need to use other turbulence modeling strategies such as large eddy simulation (LES) or detached eddy simulation (DES). LES is based on the concept of filtering the flow field by means of a space filter. The specific supergrid part of the flow with its turbulent fluctuating content is directly predicted whereas the subgrid scale (SGS) part is modeled, assuming that these scales are more homogeneous and universal in behavior. This approach can give very interesting results for this test case but has the inconvenience to be very expensive, especially in terms of resolution near solid walls (Brailard et al., 2005; Hu and Kazimi, 2003). To overcome the restriction in term of computational grid sizes and consequently the running time, DES combines LES and URANS strategies and gives a very promising tool to predict industrial flows (Brailard et al., 2005; Hu and Kazimi, 2003).

Nevertheless, there is still an ambiguity in mixing two different physics in the same computation (averaged and instantaneous values). The so-called scale-adaptive simulation model was recently proposed by Menter and Egorov (2005) as a new method for the simulation of unsteady turbulent flows. A complete description of the SAS model can be found in the related publications and only a brief description is provided here. While all two-equation turbulence models use the same transport equation of kinetic energy as the first equation, they show a large difference in formulating the second equation. The construction of this second equation is not as straight and clear as the first one. According to Menter and Egorov (2005), Rotta's k - kL turbulence model is well suited for term-by-term modeling and shows some interesting features compared to other approaches. Nevertheless, the weakest part made in this model is in neglecting the second velocity derivative and maintaining the third one. The model is then suited only for homogenous turbulence and needs additional terms to be applied in the near-wall zones. Menter and Egorov (2005) suggest then to replace the problematic third velocity derivatives with the second one. The formulation proposed by Menter can operate in standard RANS mode but has the capability of resolving the turbulent spectrum in unsteady flow regions.

This is done by use of the von Karman length scale, LvK , which is a three-dimensional generalization of the classic boundary layer definition. The mathematical formulation of the SST-SAS model differs from those of the SST-URANS model by an additional SAS source term in the transport equation for the turbulence eddy frequency ω . The main feature of the method is its capability to adapt the length scale automatically to the resolved scales of the flow field rather than the thickness of the turbulent (shear) layer. So, the SAS solution automatically applies the RANS mode in the attached boundary layers but allows a resolution of the turbulent structures in the detached regime. This behavior is in much better agreement with the true physics of the flow, as was also shown for other test cases by Menter and Egorov (2005). Contrary to LES or DES techniques, the SST-SAS model operates in the framework of URANS formulation with the so-called “LES”-like capability, without an explicit dependency on the grid spacing. So, a third computation was done with the SST-SAS model using the quasi-steady-state result from the preceding URANS-SST initial conditions. The transient simulation by using the SAS-SST scale-resolving turbulence model approach has been carried out for 3 s real-time with a time step of $\Delta t = 0.0001$ s.

5. SOLUTION METHODOLOGY

The present simulations were conducted using the finite-volume code Fluent. In the solver package, the solution of the governing equations is obtained by using the finite-volume method with multiblock hexahedral structured grids. The momentum and continuity equations are coupled through the SIMPLE pressure correction scheme. The spatial discretization consisted of a bounded central-differencing scheme by Leonard for the nonlinear terms and the second-order central scheme for the viscous terms.

6. COMPUTATIONAL GRID

The original version of the SST-SAS model (Menter and Egorov, 2005) has undergone certain evolution and the latest model version has been presented in Egorov and Menter (2007). One model change is the use of the quadratic length scale ratio $(L/L_{vk})^2$ in Eq. (3) below, rather than the linear form of the original model version. The use of the quadratic length scale ratio is more consistent with the derivation of the model and no major differences to the original model version are expected. Another new model aspect is the explicitly calibrated high-wave-number damping to satisfy the requirement for an SAS model that a proper damping of the resolved turbulence at the high-wave-number end of the spectrum (resolution limit of the grid) must be provided. In the following the latest model version of the SST-SAS model (Menter and Egorov, 2005) will be discussed, which is also the default version in ANSYS CFX. The governing equations of the SST-SAS model differ from those of the SST-RANS model (Menter, 1993) by the additional SAS source term Q_{SAS} in the transport equation (3) for the turbulence eddy frequency ω :

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j k)}{\partial x_j} = P_k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] - \rho c_\mu k \omega \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho \omega}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho U_j \omega) = \alpha \frac{\omega}{k} P_k - \rho \beta \omega^2 + Q_{SAS} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + (1 - F_1) \frac{2\rho}{\sigma_{\omega 2}} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (2)$$

where $\sigma_{\omega 2}$ is the σ_ω value for the k - ε regime of the SST model. The additional source term Q_{SAS} reads for the latest model version Menter and Egorov (2005):

$$Q_{SAS} = \max \left[\rho \xi_2 K S^2 \left(\frac{L}{L_{VK}} \right)^2 - C_\Phi \frac{2\rho k}{\sigma_\Phi} \max \left(\frac{1}{\omega^2} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, \frac{1}{k^2} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial k}{\partial x_j}, 0 \right) \right] \quad (3)$$

The model parameters in the SAS source term equation are:

$$\xi_2 = 3.51, \quad \sigma_\Phi = 2/3, \quad C = 2$$

The discretization of the advection is the same as that for the SST-DES model, besides the fact that no RANS shielding is performed for the SAS-SST model. The grids carried out with ANSYS-ICEM software are of hexahedral type and

tetrahedral. The grid is carried out so that it is refined on the level of the rib and of the undulation (see Fig. 4) for a validation of the model of turbulence to knowing the SST. Three levels of mesh refinement were used and tested, which consisted of approximately 1,300,000, 4,000,000, and 3,000,000 hexahedral elements. So, the grid with 3,000,000 hexahedral cells is adopted in all present computations.

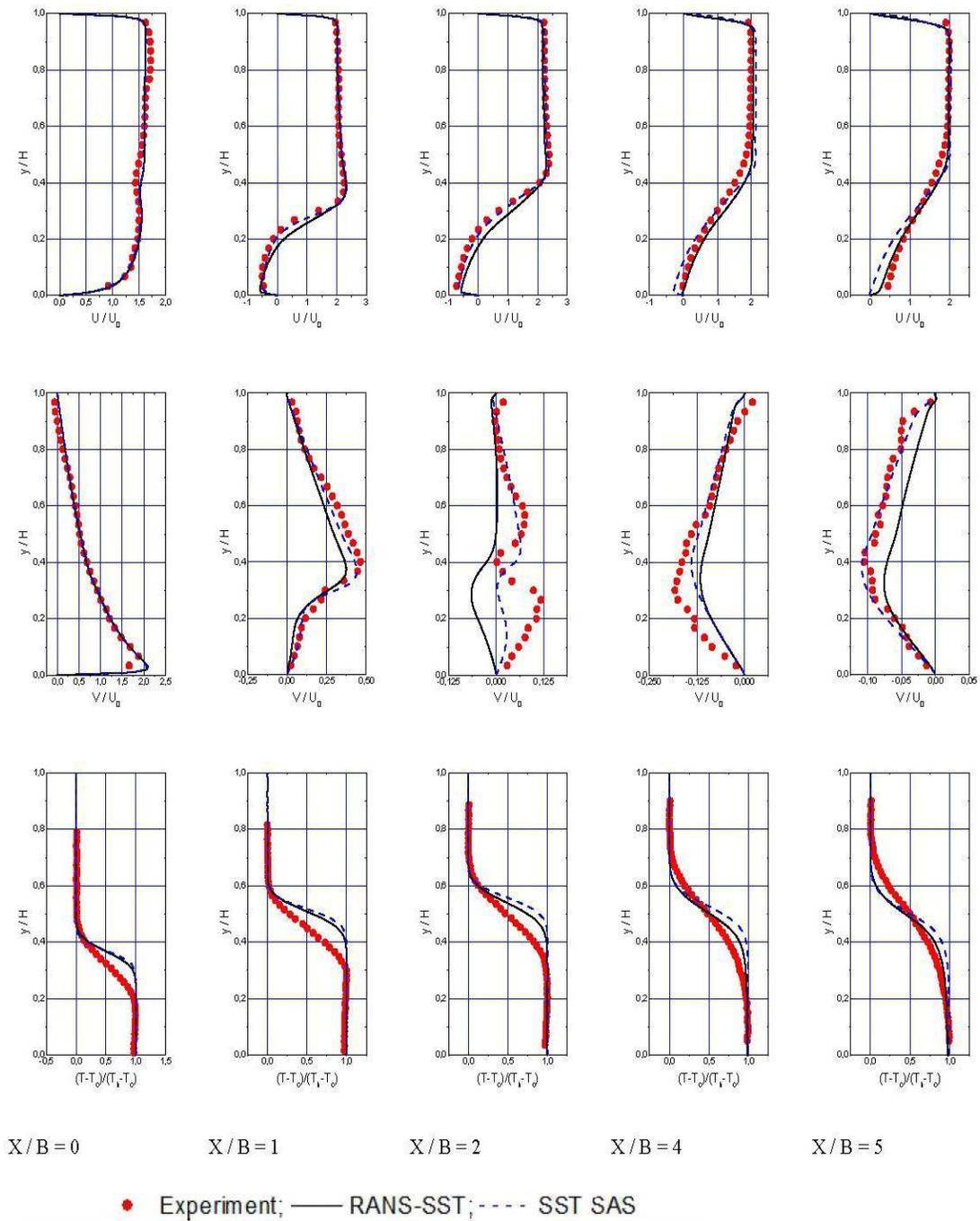


FIG. 4: Velocities, stresses, and temperatures at the longitudinal stations

7. RESULTS AND DISCUSSION

7.1 Validation

SST-RANS and SST-SAS time-averaged results, including the measurement data for comparison, are shown in Figs. 4 and 5. Globally, velocities, stresses, and thermal profiles at the five locations of the channel are qualitatively well reproduced by the two models. Comparing the two models, the SAS model is by far in better agreement with experimental data, especially for the three first measurement stations, while some discrepancy is observed in the two last ones. The reasons for this difference can be explained partly by low spatial and temporal resolution in regard to turbulence model requirements. Another source of discrepancy can be due to differences in the inlet boundary conditions

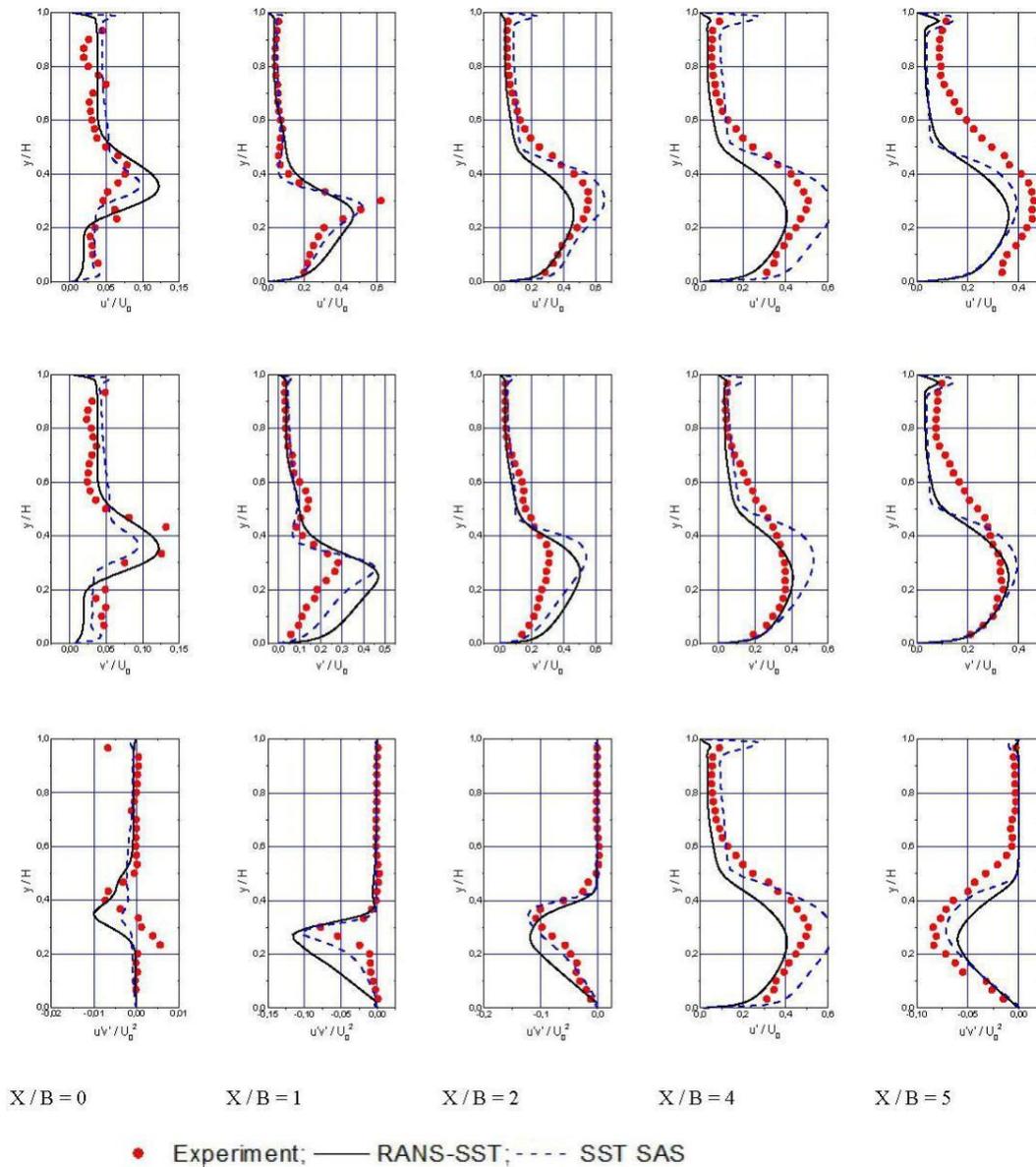


FIG. 5: Distribution of the fluctuations and shear stress at various longitudinal stations

between experiment and numerical runs. In fact, a fully developed velocity and high level of turbulence intensity are assumed at the inlet, whereas it is not clear if this is the case in experimental work. While the longitudinal velocity is well reproduced almost in all stations, the vertical velocity shows some considerable differences between the two models and the experimental data. For example, in station ($x/B = 2$), the qualitative experimental V/U_0 profile is slightly well captured by the SAS model, while the RANS model fails to reproduce the two positive values upper and lower the midline position ($y/H = 4$). Negative values reproduced by the RANS model and the weak positive value by the SAS model show that numerical results predict a smaller separation bubble compared to the experimental one. Turbulence intensity differences are also highlighted by remarkable differences between the experimental data and simulation results for longitudinal and vertical fluctuation profiles. Nevertheless, both models reproduce high turbulence activities in the lower part of the domain (less than $y/H = 4$), while the upper part is globally free from turbulence.

7.2 Flow and Thermal Field Description

All results described and discussed here are obtained from SAS computation. Instantaneous flow separation and typical developing vortex structures downstream of the T-junction at $t = 1$ s real-time are shown in Fig. 6.

The visualization is based on isosurfaces of the so-called Q-criteria, a function of vorticity and strain rate of the flow field. Figure 7 clearly shows that the SAS model can give more details for the irregular turbulent vortex structures forming immediately downstream of the T-junction and being convected with the flow along the main pipe.

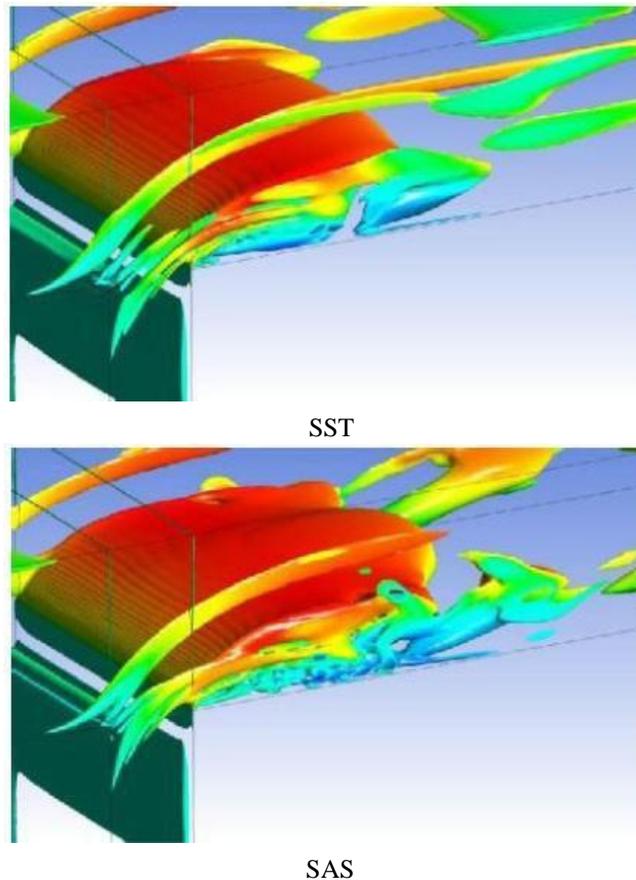


FIG. 6: Isosurfaces of the Q criteria colored by the longitudinal velocity, $Q = 500 \text{ [s}^{-2}\text{]}$

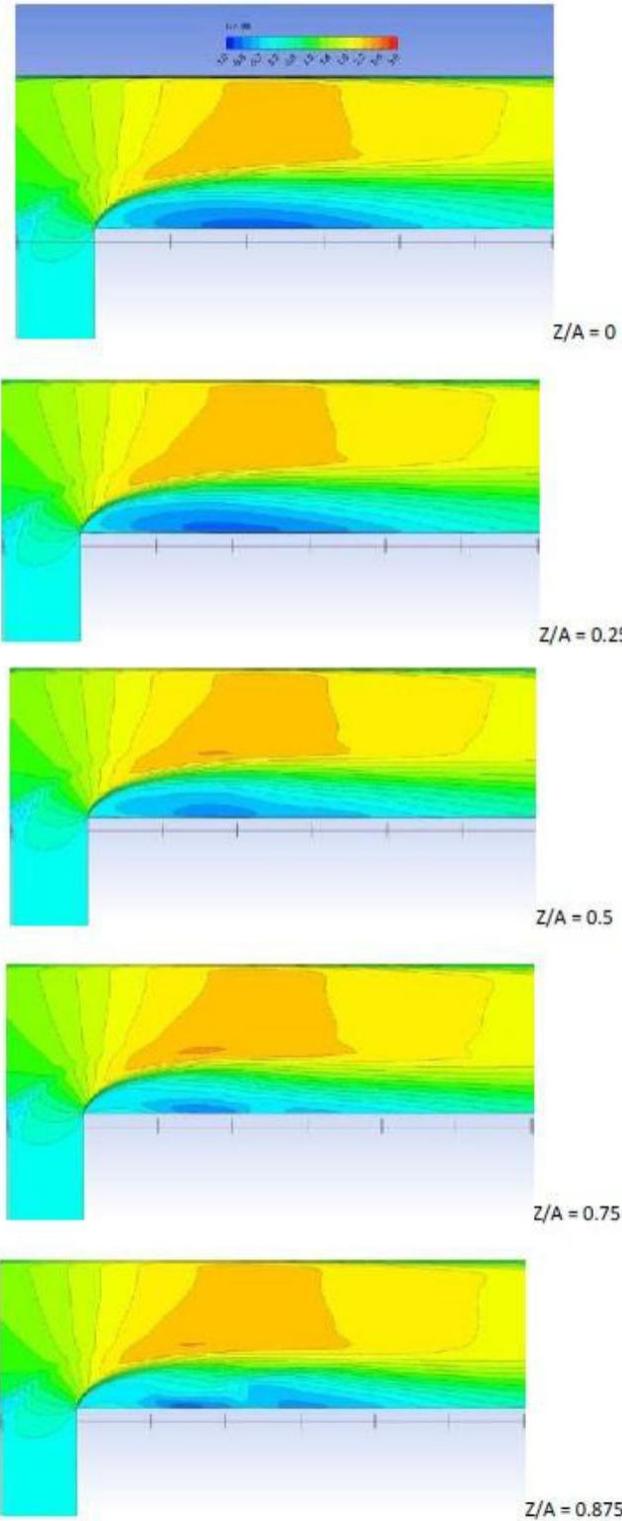


FIG. 7: Spanwise variation of the longitudinal flow velocity distribution U/U_0

From the experimental data provided by Hirota et al. (2010), the hot flow entering the channel is separated at the downstream edge of the T-junction, forming a large separation bubble along the bottom wall of the main channel. The reattachment point is located nearly at four times the width of the branch after the last edge of the T-junction. The location of the reattachment point is confirmed by Fig. 7, showing the spanwise variation of the longitudinal flow velocity distribution where the gray regions correspond to reverse flow. The comparison to experimental data from Hirota et al. (2010) is fairly good, including the boundary layer reattachment point and the three-dimensional behavior of the flow development. When approaching the wall side ($Z/A = 0.875$) the height of the bubble decreases and the flow reattachment point moves in the negative direction. Streamwise evolution of cross-sectional distribution of U/U_0 (left) and secondary flow velocities (right) are shown in Fig. 8.

At the first station ($x/B = 0$), the upward direction is dominated over the cross section on the main channel, while at the second and third ($x/B = 1$ and 2 , respectively) stations the upward flow becomes weaker. We remember here from previous figures that cross section $x/B = 1$ and 2 correspond to the bubble separation and $x/B = 4$ corresponds to the flow reattaching point. So, at $x/B = 2$, a longitudinal vortex develops near the lower corner, while it disappears at $x/B = 4$. This behavior is related to the streamline curvatures and the flow reattachment point. Streamwise evolution of the cross-sectional mean temperature normalized by the cold and hot flow temperatures are shown in Fig. 9.

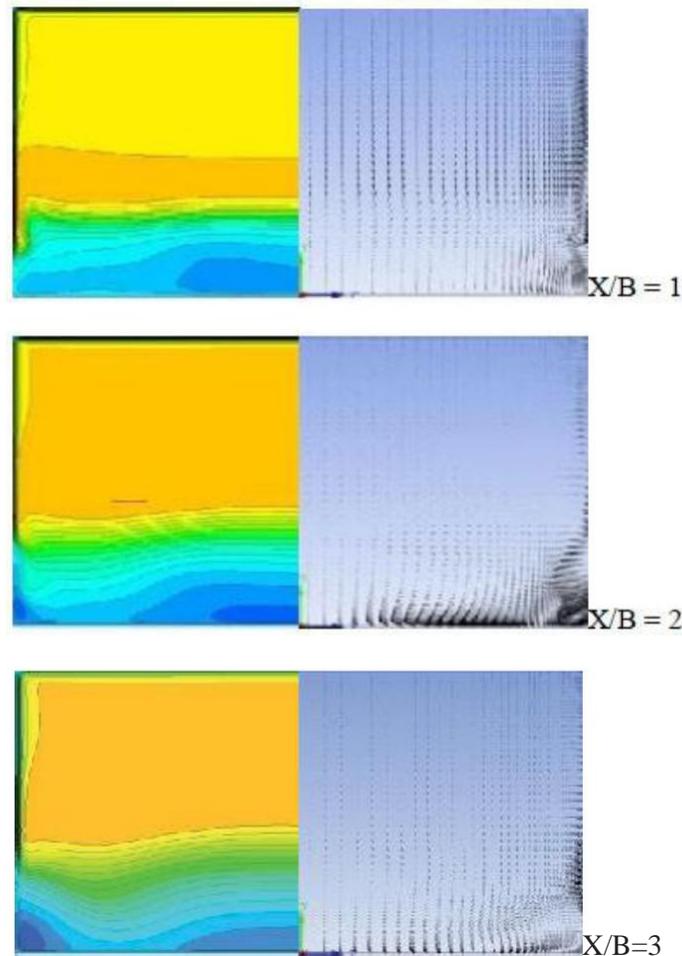


FIG. 8

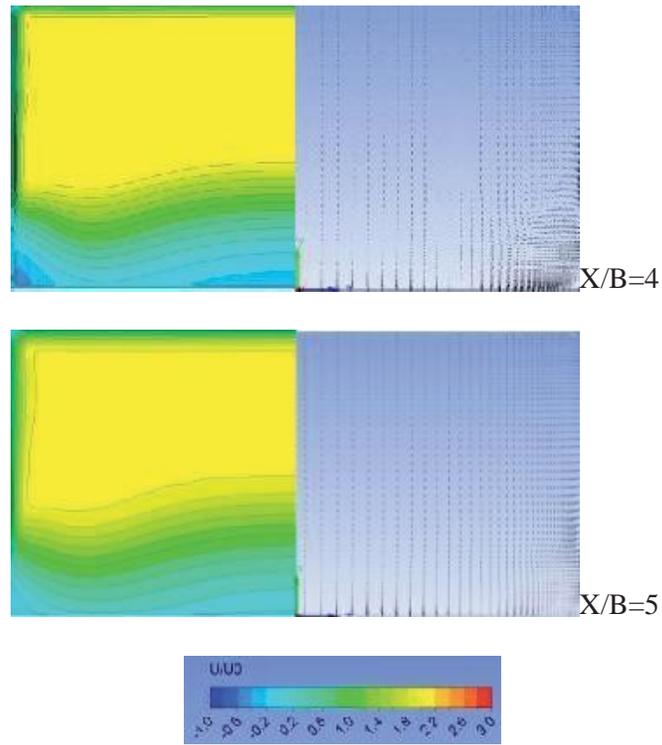


FIG. 8: Streamwise evolution of cross-sectional distribution of U/U_0 (left) and secondary flow velocities (right)

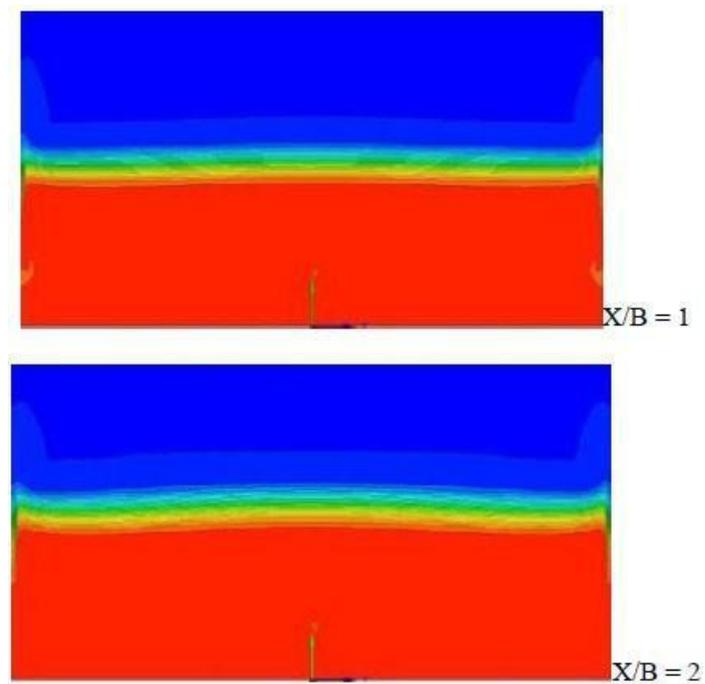


FIG. 9

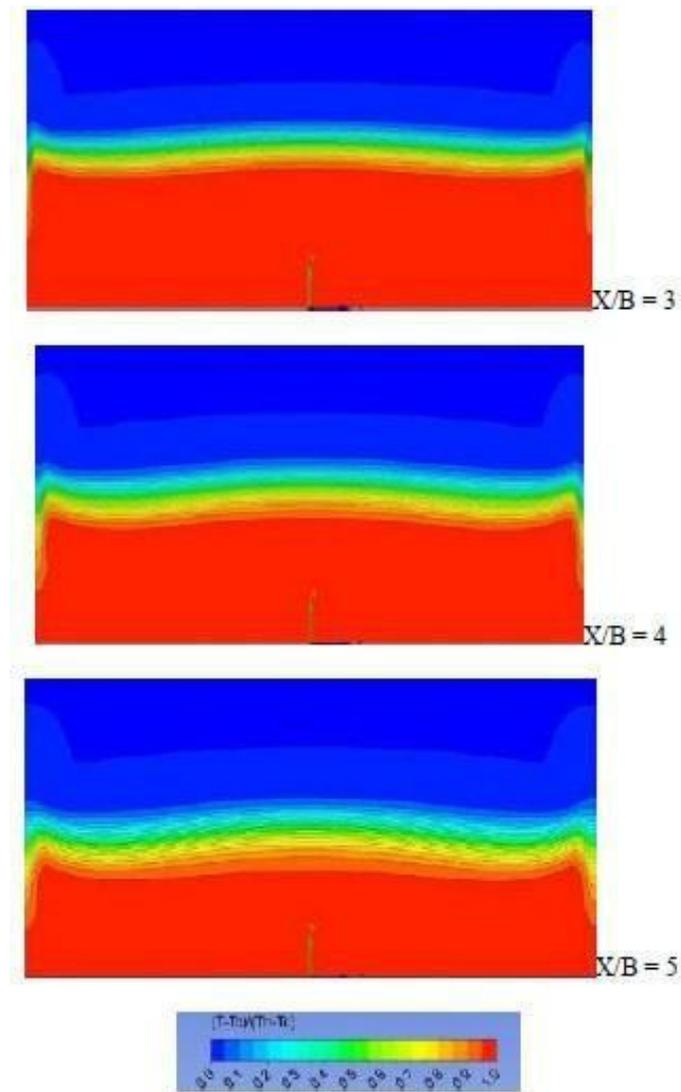


FIG. 9: Streamwise evolution of the cross-sectional mean temperature distribution

The hot (bottom) and cold (top) regions are separated by the thermal mixing layer where the temperature vertical gradient (dT/dy) is at its maximal values. Surprisingly, and contrary to the 3D evolution stated before, the thermal field shows very nearly uniform distribution in the spanwise direction. This behavior is also reported by the experimental study of Hirota et al. (2010) and is explained by the fact that the longitudinal vortex is confined into the hot-flow region below the thermal mixing layer and does not exert any influence on the temperature distribution.

8. CONCLUSION

The T-junction experiment carried out at the Department of Mechanical Engineering of Mie University, Japan, is investigated here numerically with use of SST-RANS, SST-URANS, and SST-SAS models, the last one being in the framework of scale-resolving simulation gives LES-like results and still stays within the URANS strategy. Compared to SST-RANS, the SAS model has been shown to yield accurate results for this complex flow in the T-junction. The present study showed also that such quality results are very difficult to obtain using a URANS approach.

REFERENCES

- Benhamadouche, S., Flow and heat transfer in a wall bounded pin matrix, In *Proc. 15th ERCOFTAC/IAHR Workshop on Refined Turbulence Modelling*, Chatou, France, 2011.
- Braillard, O., Jarny, Y., and Balmigere, G., Thermal load determination in the mixing tee impacted by a turbulent flow generated by two fluids at large gap of temperature, *The 13th Intl. Conf. on Nuclear Engineering (ICONE13-50361)*, Beijing, China, pp. 16–20, 2005.
- Chapuliot, S., Gourdin, C., Payen, T., Magnaud, J.P., and Monavon, A., Hydro-thermal-mechanical analysis of thermal fatigue in a mixing tee, *Nucl. Eng. Des.*, vol. **235**, pp. 575–596, 2005.
- Egorov, Y. and Menter, F., Development and Application of SST-SAS Turbulence Model in the DESIDER Project, *Second Symposium on Hybrid RANS-LES Methods*, Corfu, Greece, 2007.
- Hirota, M., Mohri, E., Asano, H., and Goto, H., Experimental study on turbulent mixing process in cross-flow type T-junction, *Int. J. Heat Fluid Flow*, vol. **31**, no. 5, pp. 776–784, 2010.
- Hu, L.-W. and Kazimi, M.S., Large eddy simulation of water coolant thermal striping in a mixing tee junction, *The 10th Intl. Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics (NURETH-10)*, Seoul, Korea, pp. 1–10, 2003.
- Kitada, M., Asano, H., Kanbara, H., and Akaike, S., Development of automotive air conditioning system basic performance simulator: CFD technique development, *JSAE Rev.*, vol. **21**, pp. 91–96, 2000.
- Menter, F.R., Zonal two equation $k-\omega$ turbulence models for aerodynamic flows, AIAA Paper No. 93–2906, Eloret Institute, Sunnyvale, 1993.
- Menter, F.R. and Egorov, Y., A scale-adaptive simulations model using two-equation models, AIAA Paper No. 1095, 2005.
- Walker, C., Simiano, M., Zboray, R., and Prasser, H.-M., Investigations on mixing phenomena in single-phase flow in a T-junction geometry, *Nucl. Eng. Des.*, vol. **239**, pp. 116–126, 2009.

Annexe B

Annexe B

*Les Conditions d'entrée de l'expérience
de Hirota et Al (2010)*

1. les conditions d'entrée

1.1 L'entrée principale

- La distribution de la vitesse d'entrée :

Y/H	U/U0	u'/U0
0,033	0,8669	0,0637
0,067	0,9571	0,0499
0,100	1,0131	0,0478
0,133	1,0450	0,0428
0,167	1,0466	0,041
0,200	1,0327	0,0418
0,233	1,0281	0,0407
0,267	1,0264	0,0404
0,300	1,0302	0,0389
0,333	1,0347	0,0403
0,367	1,0409	0,0381
0,400	1,0514	0,0376
0,433	1,0596	0,0372
0,467	1,0617	0,0381
0,500	1,0623	0,0376
0,533	1,0625	0,0367
0,567	1,0587	0,0355
0,600	1,0563	0,0354
0,633	1,0623	0,0338
0,667	1,0652	0,0327
0,700	1,0657	0,0342
0,733	1,0661	0,0333
0,767	1,0611	0,0361
0,800	1,0546	0,0404
0,833	1,0449	0,048
0,867	1,0245	0,0568
0,900	0,9805	0,0655
0,933	0,9240	0,067
0,967	0,8667	0,0731

Tab. 1 : La distribution de la vitesse d'entrée dans l'entrée principale.

• **La distribution de la température :**

Y/H	Tc
0,025	13,0
0,033	12,9
0,042	12,6
0,050	12,3
0,058	12,3
0,067	12,3
0,075	12,3
0,083	12,3
0,100	12,2
0,117	12,2
0,133	11,9
0,150	11,8
0,167	11,8
0,200	11,8
0,233	11,8
0,267	11,8
0,300	11,8
0,333	11,8
0,367	11,8
0,400	11,8
0,433	11,8
0,467	11,8
0,500	11,8
0,533	11,8
0,567	11,9
0,600	11,9
0,633	11,8
0,667	11,8
0,700	11,9
0,733	11,9
0,767	11,9
0,800	11,9
0,833	12,0
0,850	11,9
0,867	12,0
0,883	12,0
0,900	12,0
0,917	12,1
0,925	12,2
0,933	12,3
0,942	12,3
0,950	12,5
0,958	12,7
0,967	12,8
0,975	13,2

Tab. 2 : La distribution de la température dans l'entrée principale.

1.2 La branche

- La distribution de la vitesse d'entrée :

X/B	V/V0	v/U0
-0,933	0,815	0,0482
-0,867	1,037	0,0174
-0,800	1,050	0,019
-0,733	1,052	0,0208
-0,667	1,054	0,0202
-0,600	1,056	0,0207
-0,533	1,058	0,0211
-0,467	1,059	0,0205
-0,400	1,059	0,0202
-0,333	1,060	0,0206
-0,267	1,062	0,0209
-0,200	1,062	0,0207
-0,133	1,046	0,0183
-0,067	0,817	0,0467

Tab. 3 : La distribution de la vitesse d'entrée dans la branche.

• **La distribution de la température :**

X/B	Th
-0,050	58,3
-0,067	58,5
-0,083	58,6
-0,100	58,8
-0,117	58,9
-0,133	58,9
-0,150	59
-0,167	59,1
-0,183	59,3
-0,200	59,3
-0,217	59,3
-0,233	59,4
-0,250	59,4
-0,267	59,6
-0,283	59,6
-0,300	59,8
-0,317	59,7
-0,333	59,8
-0,367	59,8
-0,400	59,7
-0,433	59,8
-0,467	59,7
-0,500	59,8
-0,533	59,8
-0,567	59,8
-0,600	59,8
-0,633	59,8
-0,667	59,8
-0,683	59,8
-0,700	59,8
-0,717	59,8
-0,733	59,8
-0,750	59,8
-0,767	59,6
-0,783	59,6
-0,800	59,6
-0,817	59,5
-0,833	59,3
-0,850	59,1
-0,867	59
-0,883	58,8
-0,900	58,7
-0,917	58,4
-0,933	58,2
-0,950	57,9

Tab. 4 : La distribution de la température dans la branche.